

Université de Montréal

Étude de la réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons rapides.

par
Andrea Gutierrez

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

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

Décembre, 2009

© Andrea Gutierrez, 2009.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude de la réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons rapides.

présenté par:

Andrea Gutierrez

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Carlos Silva,	président-rapporteur
Claude Leroy,	directeur de recherche
Paul Charbonneau,	membre du jury

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

Les détecteurs ATLAS-MPX sont des détecteurs Medipix2-USB recouverts de convertisseurs de fluorure de lithium et de polyéthylène pour augmenter l'efficacité de détection des neutrons lents et des neutrons rapides respectivement. Un réseau de quinze détecteurs ATLAS-MPX a été mis en opération dans le détecteur ATLAS au LHC du CERN.

Deux détecteurs ATLAS-MPX de référence ont été exposés à des sources de neutrons rapides ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ ainsi qu'aux neutrons rapides produits par la réaction $^7\text{Li}(p, xn)$ pour l'étude de la réponse du détecteur à ces neutrons. Les neutrons rapides sont principalement détectés à partir des protons de recul des collisions élastiques entre les neutrons et l'hydrogène dans le polyéthylène. Des réactions nucléaires entre les neutrons et le silicium produisent des particules- α . Une étude de l'efficacité de reconnaissance des traces des protons et des particules- α dans le détecteur Medipix2-USB a été faite en fonction de l'énergie cinétique incidente et de l'angle d'incidence.

L'efficacité de détection des neutrons rapides a été évaluée à deux seuils d'énergie (8 keV et 230 keV) dans les détecteurs ATLAS-MPX. L'efficacité de détection des neutrons rapides dans la région du détecteur couverte avec le polyéthylène augmente en fonction de l'énergie des neutrons : $(0.0346 \pm 0.0004) \%$, $(0.0862 \pm 0.0018) \%$ et $(0.1044 \pm 0.0026) \%$ pour des neutrons rapides de 2.13 MeV, 4.08 MeV et 27 MeV respectivement. L'étude pour déterminer l'énergie des neutrons permet donc d'estimer le flux des neutrons quand le détecteur ATLAS-MPX est dans un champ de radiation inconnu comme c'est le cas dans le détecteur ATLAS au LHC.

Mots clés: Détecteur à pixels, Medipix2-USB, ATLAS-MPX, neutrons rapides, particules lourdes chargées, champ de radiation, reconnaissance des traces, efficacité de détection.

ABSTRACT

ATLAS-MPX detectors are Medipix2-USB detectors covered with lithium fluoride and polyethylene converters in order to increase the detection efficiency of slow neutrons and fast neutrons respectively. A network of fifteen ATLAS-MPX detectors has been put in operation in the ATLAS detector at CERN-LHC.

Two reference detectors ATLAS-MPX were exposed to two fast neutrons sources ^{252}Cf and $^{241}\text{AmBe}$ as well as fast neutrons produced by the reaction ${}^7\text{Li}(p, xn)$ for the study of the detector response to those neutrons. Fast neutrons are primarily detected by recoil protons from elastic collisions between neutrons and hydrogen in the polyethylene. In addition, α -particles are produced by nuclear reactions between neutrons and silicon. A study of the efficiency of proton and alpha particle track recognition of Medipix2-USB was done as a function of the initial kinetic energy and incidence angle.

The detection efficiency of fast neutrons was evaluated for two energy thresholds (8 keV and 230 keV) of ATLAS-MPX detector. The fast neutron detection efficiency of the detector region covered in polyethylene increases with neutron energy: $(0.0346 \pm 0.0004) \%$, $(0.0862 \pm 0.0018) \%$ and $(0.1044 \pm 0.0026) \%$ for fast neutrons of 2.13 MeV, 4.08 MeV and 27 MeV respectively.

The method for the measurement of neutron energy allows an estimate of the neutron flux when the ATLAS-MPX detector is in an unknown radiation field as it is the case in the ATLAS detector at LHC.

Keywords: Pixel detectors, Medipix2-USB, ATLAS-MPX, fast neutrons, heavy charged particles, radiation field, pattern recognition, detector efficiency.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES ANNEXES	xvii
LISTE DES SIGLES	xviii
NOTATION	xix
REMERCIEMENTS	xxi
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : DÉTECTEURS SEMI-CONDUCTEURS	3
2.1 Les semi-conducteurs	3
2.1.1 Mobilité et champ électrique externe	4
2.2 Jonction $p-n$	6
2.3 Le détecteur Medipix2-USB	7
2.4 Le réseau des détecteurs ATLAS-MPX	9
CHAPITRE 3 : INTERACTION DES PARTICULES AVEC LE DÉTEC- TEUR MEDIPIX2-USB	14
3.1 Interaction des particules chargées avec le détecteur Medipix2-USB	14
3.1.1 Particules chargées lourdes	14
3.1.2 Particules chargées légères	21

3.1.3	Particules au minimum d'ionisation (MIP)	23
3.2	Interaction des particules neutres avec le détecteur Medipix2-USB	23
3.2.1	Photons	24
3.2.2	Neutrons lents	27
3.2.3	Neutrons rapides	32

CHAPITRE 4 : RECONNAISSANCE DES PARTICULES LOURDES AVEC PIXELMAN 39

4.1	Expériences pour l'optimisation de la reconnaissance des particules chargées	40
4.2	Paramètres géométriques des "heavy blobs" et des "heavy tracks"	41
4.2.1	Montage expérimental : Rétrodiffusion de Rutherford	41
4.2.2	Réponse du détecteur Medipix2 -USB aux particules chargées lourdes	42
4.2.3	Résultats et ajustement des paramètres géométriques	45

CHAPITRE 5 : RÉPONSE AUX NEUTRONS RAPIDES DU DÉTECTEUR ATLAS-MPX À PARTIR DES SOURCES RADIOACTIVES ^{252}Cf ET $^{241}\text{AmBe}$ 51

5.1	Modes d'opération	51
5.1.1	Bas seuil d'énergie	51
5.1.2	Haut seuil d'énergie	52
5.2	Montage expérimental	52
5.2.1	Source ^{252}Cf	54
5.2.2	Source $^{241}\text{AmBe}$	55
5.2.3	Superposition des spectres	56
5.2.4	Efficacité de détection	59
5.3	Réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons à haut seuil d'énergie	59
5.4	Réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons à bas seuil d'énergie	63
5.5	Détermination de l'énergie cinétique des neutrons rapides	66

CHAPITRE 6 : RÉPONSE DU DÉTECTEUR ATLAS-MPX AUX NEUTRONS RAPIDES DE 27 MEV	70
6.1 Montage expérimental	70
6.2 Réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons rapides à haut seuil d'énergie	72
6.3 Réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons à bas seuil d'énergie .	75
CHAPITRE 7 : CONCLUSION	79
BIBLIOGRAPHIE	81

LISTE DES TABLEAUX

2.I	Énergie de la bande interdite (E_g) pour plusieurs semi-conducteurs. Le Si et le Ge ont une transition indirecte, tandis que le GaAs et le CdTe ont une transition directe [2].	4
2.II	Propriétés intrinsèques du silicium et du germanium [3].	4
2.III	Positions des détecteurs ATLAS-MPX dans le détecteur ATLAS et sa caverne. L'origine du système de coordonnées est placée au point d'interaction des faisceaux proton-proton.	12
3.I	Fraction maximale transférée au noyau de masse A par un neutron rapide. La fraction maximale diminue quand la masse du noyau de recul augmente.	33
3.II	Réactions nucléaires des neutrons rapides dans le silicium pour un seuil d'énergie de réaction entre 0 et 10 MeV [20].	38
4.I	Énergie initiale et finale des protons après rétrodiffusion dans la feuille d'or. La portée des protons dans le silicium sert d'information sur la longueur des traces dans le détecteur et sur le dépôt total ou partiel de l'énergie des particules dans le détecteur. E_{abs} est l'énergie absorbée dans le silicium d'un proton entrant perpendiculaire par rapport à la surface du détecteur.	44
4.II	Énergie initiale et finale des particules- α après la rétrodiffusion dans la feuille d'or. La portée des particules- α dans le silicium sert d'information sur la longueur des traces dans le détecteur et sur le dépôt total ou partiel de l'énergie des particules dans le détecteur. E_{abs} est l'énergie absorbée dans le silicium d'une particules- α entrant perpendiculaire par rapport à la surface du détecteur.	44

4.III	Énergie initiale des protons (première colonne) et leur portée (deuxième colonne) dans le silicium. L'angle critique (troisième colonne) correspond à l'angle à partir lequel les traces des protons commencent à être identifiées comme "heavy tracks".	48
4.IV	La portée des protons dans le silicium sert d'information sur la longueur des traces dans le détecteur et sur le dépôt total ou partiel de l'énergie des particules dans le détecteur. E_{abs} est l'énergie absorbée dans le silicium.	50
5.I	Émission neutrons par les deux sources utilisées lors des expériences.	53
5.II	Flux des neutrons pour les différentes distances entre les sources et les détecteurs.	54
5.III	Énergie moyenne des neutrons pour les différentes configurations sources-détecteurs.	58
6.I	Principales réactions nucléaires des protons dans une cible de 7Li avec des neutrons comme produits de la réaction. La suite des réactions est dans l'annexe IV.	71

LISTE DES FIGURES

2.1	Un détecteur Medipix2-USB	8
2.2	Électronique du détecteur Medipix2-USB. Chaque cathode contient son propre amplificateur, comparateur et compteur [6].	8
2.3	Le détecteur Medipix2-USB est basé sur une jonction n+,n,p	9
2.4	Un détecteur Medipix2-USB connecté à un ordinateur portable par un câble USB qui peut fournir un voltage au détecteur jusqu'à 100V.	9
2.5	Détecteur ATLAS [9].	10
2.6	Quinze détecteurs ATLAS-MPX sont installés dans le détecteur ATLAS et sa caverne.	11
2.7	Détecteur ATLAS-MPX : a) Photographie du cristal de silicium après l'assemblage des convertisseurs. b) Image par rayons-x du détecteur ATLAS-MPX. Les photons interagissent différemment dans chaque région du détecteur (différentes couleurs, les couleurs sont artificielles).	11
3.1	Réponse du détecteur Medipix2-USB à différents types de particules. a) Réponse d'une source radioactive ^{106}Ru émettant principalement des électrons. b) Rayons cosmiques présentant des traces de muons. c) Particules- α de 10 MeV avec une incidence perpendiculaire à la surface du détecteur. d) Protons de 10 MeV avec une incidence de 85 degrés par rapport à la normale à la surface du détecteur.	15
3.2	Perte d'énergie dans le silicium en fonction de l'énergie cinétique a) des protons et b) des particules- α [11].	16
3.3	Taille des amas en fonction du voltage externe pour des protons d'énergie de 9.9 MeV (\blacktriangle), 3.9 MeV (\bullet) avec une incidence normale à la surface du détecteur.	17

3.4	Exemple de taille d'amas du détecteur Medipix2-USB pour des protons de 10 MeV à $\theta = 0^\circ$ montrant a) un dépôt d'énergie dans les pixels activés lors du passage de la particule et b) la diffusion radiale et longitudinale des charges créées dans le silicium lors du passage de la particule [13].	18
3.5	Exemple de taille d'amas du détecteur Medipix2-USB pour des protons de 10 MeV à $\theta = 85^\circ$ montrant a) un dépôt d'énergie dans les pixels activés lors du passage de la particule et b) la diffusion radiale et longitudinale des charges créées lors du passage de la particule. Quand l'incidence de la particule est presque parallèle à la surface du détecteur, le pic de Bragg est clairement visible [13].	19
3.6	Perte d'énergie en fonction de la distance parcourue dans le silicium par a) des protons de 5 MeV et b) des particules- α de 5 MeV [14].	20
3.7	Figure montrant des exemples de traces que peuvent laisser des particules chargées lourdes avec a) une incidence perpendiculaire à la surface du détecteur et avec b) une incidence non perpendiculaire à la surface du détecteur. Le nombre de pixels activés va varier en fonction du dépôt d'énergie et de l'angle d'incidence de la particule incidente.	21
3.8	Perte d'énergie en fonction de l'énergie cinétique des électrons dans le silicium [11].	22
3.9	Exemple de traces que peut laisser un électron avec une énergie cinétique de l'ordre du keV dans le détecteur Medipix2-USB.	23
3.10	Effet photoélectrique.	24
3.11	Section efficace de l'effet photoélectrique dans le silicium en fonction de l'énergie du photon[16]. Repère semi-logarithmique.	25
3.12	Diffusion Compton : collision d'un photon avec un électron atomique au repos.	26
3.13	Section efficace de la diffusion Compton dans le silicium en fonction de l'énergie du photon[16].	26
3.14	Création de paires dans la matière.	27

3.15	Section efficace de la création de paires dans le silicium en fonction de l'énergie du photon[16].	28
3.16	Convertisseur de fluorure de lithium déposé sur un détecteur au silicium.	30
3.17	Convertisseur de polyéthylène couvrant un détecteur au silicium. Le neutron rapide transfère son énergie au noyau d'hydrogène et le proton recule.	34
3.18	a) Portée du carbone dans le polyéthylène en fonction de son énergie cinétique [14]. La portée du carbone est petite comparée à l'épaisseur du convertisseur (1.3 mm). b) Portée du proton dans le polyéthylène en fonction de son énergie cinétique [14].	35
3.19	Le nombre d'atomes par cm du convertisseur ayant une collision avec les neutrons rapides. $N_H\sigma_H$ représente les collisions entre les neutrons et l'hydrogène (bleu) avec $N_H = 7.91.10^{22}$ atomes/cm ³ . $N_C\sigma_C$ représente les collisions entre les neutrons et le carbone (rouge) avec $N_C = 3.96.10^{22}$ atomes/cm ³	36
3.20	Probabilité angulaire de diffusion[19] pour des neutrons de 1 MeV (noir), 2 MeV (vert), 3 MeV (bleu) et 4 MeV (rouge).	37
4.1	Catégorisation des particules par le code Pixelman.	39
4.2	Réponse du détecteur Medipix2-USB aux protons. a) Taille des amas en fonction de l'énergie de la particule incidente à 0 degrés pour 100 V (▲) et 50 V (●). b) Taille des amas en fonction de l'angle d'incidence pour des protons de 9.9 MeV (▲) et pour des protons de 3.9 MeV (●). c) Taille des amas en fonction du voltage appliqué au détecteur pour des protons de 9.9 MeV (▲) et pour des protons de 3.9 MeV (●). d) Taille des amas en fonction du seuil d'énergie pour des protons de 3.9 MeV [13].	40
4.3	Le système de rétrodiffusion Rutherford de l'accélérateur tandem de l'Université de Montréal pour la détection des particules chargées.	43

4.4	Réponse du détecteur Medipix2-USB aux protons de 10 MeV à une incidence de 0 degrés (à gauche) et à une incidence de 85 degrés (à droite). On peut voir (à droite) les traces suivant les courbes de déposition d'énergie de Bragg.	45
4.5	Réponse du détecteur Medipix2-USB aux particules- α de 10 MeV à une incidence de 0 degrés (à gauche) et à une incidence de 85 degrés (à droite).	45
4.6	Taille des amas en fonction de l'énergie cinétique des particules pour différents angles (0 degré (●), 45 degrés (■) et 85 degrés (▲)). Les particules sont a) protons et b) particules- α . Les données ont été normalisées pour un seuil d'énergie de 8 keV [23].	46
4.7	Pourcentage de "heavy tracks" pour des protons de 3 MeV (□), 5 MeV (▲), 6 MeV (◇) et 10 MeV (●) en fonction de l'angle d'incidence par rapport à la normale de la surface du détecteur [23].	48
4.8	Réponse du détecteur Medipix2-USB aux protons de 400 keV (à gauche) et à un champ de radiation composé de photons et d'électrons avec des protons de 400 keV (à droite).	49
5.1	Expérience avec deux détecteurs ATLAS-MPX de référence au Czech Metrology Institute à Prague. Les sources radioactives sont placées en face des détecteurs et ne sont pas présentes dans la photographie par des raisons de sécurité.	53
5.2	Spectre de référence des neutrons émis par source ^{252}Cf à une distance de 12 cm des détecteurs.	55
5.3	Spectre de référence des neutrons émis par la source $^{241}\text{AmBe}$ à une distance de 12 cm des détecteurs.	56
5.4	Superposition des spectres en énergie des deux sources. Les positions des sources (par rapport aux détecteurs) sont : a) ^{252}Cf (10 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (15 cm), b) ^{252}Cf (12 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (15 cm), c) ^{252}Cf (12cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm), d) ^{252}Cf (15 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm), et e) ^{252}Cf (15 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (10 cm).	57

5.5	Intégration (sur 1000 sec) de la réponse d'un des deux détecteurs à bas seuil d'énergie. La configuration des distances entre les sources et le détecteur est : a) ^{252}Cf (12 cm) b) ^{252}Cf (10 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (15 cm), c) ^{252}Cf (12 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (15 cm), d) ^{252}Cf (12 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm), e) ^{252}Cf (15 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm), f) ^{252}Cf (15 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (10 cm), g) $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm).	61
5.6	Efficacité de détection des neutrons rapides à haut seuil d'énergie pour les régions PE (\circ), $PE + Si$ (\blacksquare), Si (\diamond) et $PE + Al + Si$ (\blacktriangle) en fonction de l'énergie moyenne des neutrons.	62
5.7	Efficacité de détection des neutrons rapides à haut seuil d'énergie pour les régions Al (100 μm)+ Si (\circ), Al (150 μm)+ Si (\blacktriangle) et $LiF + Si$ (\blacksquare) en fonction de l'énergie moyenne des neutrons.	62
5.8	Intégration de la réponse du détecteur ATLAS-MPX (1 sec) à bas seuil d'énergie pour les sources a) ^{252}Cf et b) $^{241}\text{AmBe}$	63
5.9	Intégration de la réponse du détecteur ATLAS-MPX (200 sec) à bas seuil d'énergie montrant le signal provenant des particules lourdes chargées (avec le filtrage du signal des particules légères) pour les sources a) ^{252}Cf et b) $^{241}\text{AmBe}$	64
5.10	Efficacité de détection des neutrons rapides à bas seuil d'énergie pour les régions PE (\circ), $PE + Si$ (\blacksquare), Si (\diamond) et $PE + Al + Si$ (\blacktriangle) en fonction de l'énergie moyenne des neutrons.	64
5.11	Efficacité de détection des neutrons rapides à bas seuil d'énergie pour les régions Al (100 μm)+ Si (\circ), Al (150 μm)+ Si (\blacktriangle) et $LiF + Si$ (\blacksquare) en fonction de l'énergie moyenne des neutrons.	65
5.12	Rapport entre le signal des régions à haut seuil d'énergie en fonction de l'énergie moyenne des neutrons : $N_{PE+Si}/N_{PE+Al+Si}$ (\bullet), N_{PE+Si}/N_{Si} (\circ), N_{PE+Si}/N_{Al+Si} (\blacksquare), N_{PE+Si}/N_{Al+Si} (\diamond) et N_{PE+Si}/N_{LiF} (\blacktriangle).	67
5.13	Rapport entre le signal des régions à bas seuil d'énergie en fonction de l'énergie moyenne des neutrons : $N_{PE+Si}/N_{PE+Al+Si}$ (\bullet), N_{PE+Si}/N_{Si} (\circ), N_{PE+Si}/N_{Al+Si} (\blacksquare), N_{PE+Si}/N_{Al+Si} (\diamond) et N_{PE+Si}/N_{LiF} (\blacktriangle).	67

5.14 La première ligne montre les histogrammes de la taille des amas des "heavy blobs + heavy tracks" pour différents spectres de neutrons dans la région *PE + Si* du détecteur. Les "heavy blobs + heavy tracks" sont extrait des mesures après le filtrage des particules légères lors de l'analyse des données. Les spectres de neutrons de référence de l'expérience sont montrés dans la deuxième ligne pour la comparaison avec la réponse du détecteur. Dans la première colonne, la source ²⁵²Cf est située à 12 cm du détecteur. Dans la colonne du milieu, la source ²⁴¹AmBe est située à 12 cm du détecteur. Dans la troisième colonne, les sources ²⁵²Cf et ²⁴¹AmBe sont situées à 12 cm du détecteur. 69

6.1 Montage expérimental pour la détection des neutrons au Nuclear Physics Institute de Rez. La flèche blanche à gauche montre l'arrivée des protons dans la cible de ⁷Li. Les détecteurs ATLAS-MPX (en rouge) sont situés à 105 cm de la cible. 71

6.2 Spectre des neutrons rapides à une distance de 105 cm de la cible de ⁷Li lors de la réaction ⁷Li(*p, xn*). 72

6.3 Intégration dans le temps (250 sec) de la réponse aux neutrons rapides à haut seuil en énergie pour une incidence par rapport à la normale à la surface du détecteur de a) 0 degré, b) 80 degrés et c) 180 degrés. 73

6.4 Efficacité de détection des neutrons rapides à haut seuil d'énergie pour les régions *PE* (○), *PE + Si* (■), *Si* (◇) et *PE + Al + Si* (▲) en fonction de l'angle d'incidence. 73

6.5 Efficacité de détection des neutrons rapides à haut seuil d'énergie pour les régions *Al* (100 μm)+*Si* (○), *Al* (150 μm)+*Si* (▲) et *LiF + Si* (■) en fonction de l'angle d'incidence. 74

6.6 Intégration dans le temps (5 sec) de la réponse aux neutrons rapides à bas seuil en énergie pour une incidence par rapport à la normale à la surface du détecteur de a) 0 degrés, b) 80 degrés et c) 180 degrés. 75

6.7	Intégration dans le temps (5 sec) de la réponse des particules lourdes exclusivement à bas seuil en énergie pour une incidence par rapport à la normale à la surface du détecteur de a) 0 degrés, b) 60 degrés et c) 80 degrés.	75
6.8	Efficacité de détection des neutrons rapides à bas seuil d'énergie pour les régions PE (\circ), $PE + Si$ (\blacksquare), Si (\diamond) et $PE + Al + Si$ (\blacktriangle) en fonction de l'angle d'incidence.	76
6.9	Efficacité de détection des neutrons rapides à bas seuil d'énergie pour les régions Al ($100 \mu\text{m}$) + Si (\circ), Al ($150 \mu\text{m}$) + Si (\blacktriangle) et $LiF + Si$ (\blacksquare) en fonction de l'angle d'incidence.	76
6.10	Taille des amas correspondant aux traces des particules lourdes exclusivement à bas seuil en énergie de la région $PE + Si$ pour une incidence par rapport à la normale de la surface du détecteur de a) 0 degré, b) 80 degrés et 180 degrés.	78

LISTE DES ANNEXES

Annexe I : **xxii**

Annexe II : **xxiv**

Annexe III : **xxvi**

Annexe IV : **xxvii**

LISTE DES SIGLES

ALICE A Large Ion Collider Experiment
ATLAS A Toroidal LHC ApparatuS
ATLAS-MPX Détecteur Medipix2-USB avec plusieurs types de convertisseurs pour l'expérience ATLAS
CERN Organisation européenne pour la recherche nucléaire
CMOS Complementary metal–oxide–semiconductor
CMI Czech Metrology Institute
CMS Compact Muon Solenoid
IEAP Institute of Experimental and Applied Physics
LHC Large Hadron Collider
LHCb LHC-beauty
LHCf LHC-forward
MIP Particule au minimum d'ionisation
MPX Détecteur Medipix2-USB
particule- α Noyau d'hélium : He^{2+}
SEE Single Event Effect
TOTEM Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation
USB Universal Serial Bus

NOTATION

A	Aire en cm^2
$Al(100\mu\text{m}) + Si$	Région du détecteur ATLAS-MPX recouverte d'une couche d'aluminium de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur
$Al(150\mu\text{m}) + Si$	Région du détecteur ATLAS-MPX recouverte d'une couche d'aluminium de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur
$^{241}\text{AmBe}$	Source d'américium béryllium
BF_3	Trifluorure de bore (gaz)
CdTe	Tellure de cadmiun
^{252}Cf	Source de californium
E_g	Énergie de gap
E_{moy}	Énergie moyenne
eV	Électron Volt = 1.602×10^{-19} J
GaAs	Arsenure de gallium
Ge	Germanium
GeV	Giga électron Volt
K	Kelvin
keV	Kilo électron Volt
LiF	Fluorure de Lithium
$\text{LiF} + \text{Si}$	Région recouverte de fluorure de lithium (^6LiF)
MeV	Mega électron Volt
MV	Mega Volt
nA	Nano Ampère
N_n	Nombre de Neutrons

PE	Polyéthylène
PE + Al + Si	Région recouverte d'une couche d'aluminium ($100 \mu\text{ m}$ d'épaisseur) en dessous du polyéthylène (1.3 mm).
PE + Si	Région recouverte d'une couche de 1.3 mm d'épaisseur de polyéthylène
R	Portée des particules chargées en cm
Si	Silicium
Torr	Millimètre de mercure
V_{dp}	Tension de désertion totale

REMERCIEMENTS

Tout d'abord j'aimerais remercier mon directeur de thèse Claude Leroy pour son aide et pour tout ce que j'ai appris pendant mes études de maîtrise. Sans lui ce projet n'aurait pas été possible.

Merci à tous mes camarades pour tout le temps passé à la prise de données et pour le travail de groupe. Je tiens à remercier Céline Lebel et John Idarraga pour avoir pris le temps de partager leurs connaissances avec moi.

J'aimerais remercier Alain Houdayer pour tout son travail sur la rétrodiffusion Rutherford et Xavier Perraton et Louis Godbout pour tout le temps passé à nous aider avec le faisceau de particules de l'accélérateur tandem de l'Université de Montréal. Merci à Jean-Pierre Martin de nous avoir aidé avec l'électronique de l'expérience.

Merci à Stanislav Pospisil de l' Institute of Experimental and Applied Physics (Prague) pour les nombreuses opportunités qu'il nous a donné de travailler dans son laboratoire, ainsi que toutes nos discussions sur les neutrons. J'aimerais remercier Dr. Kralik du Czech Metrology Institute et Dr. Bem du Nuclear Physics Institute de Rez en République Tchèque pour son aide et pour avoir permis la prise des données des neutrons rapides.

Finalement j'aimerais remercier toute ma famille ainsi que la famille Despland-Lichtert pour son appui et sa confiance. Merci à b-d Joachim qui m'a encouragé, aidé et corrigé tout au long de mes études. Merci pour sa patience et sa compagnie.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Le grand collisionneur de hadrons du CERN (LHC) fonctionne depuis Novembre 2009. Le LHC est situé à la frontière franco-suisse. Il s'agit de l'accélérateur de particules ayant au monde la plus grande énergie dans le centre de masse (14 TeV). Cette énergie est obtenue par les collisions frontales de faisceaux de protons, chaque faisceau étant accéléré à l'énergie de 7 TeV. La physique des collisions dans ce régime d'énergie du LHC est étudiée dans les détecteurs ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, TOTEM et LHCf.

Un réseau de quinze détecteurs Medipix2-USB avec des convertisseurs (ATLAS-MPX) a été installé dans le détecteur ATLAS et sa caverne au CERN. Les détecteurs ATLAS-MPX ont pour objectif la mesure en temps réel des caractéristiques du champ de radiation créé par des particules chargées, des photons et des neutrons produits par les collisions proton proton dans le détecteur ATLAS. Les détecteurs ATLAS-MPX sont très bien adaptés à la détection des neutrons lents et neutrons rapides à partir de convertisseurs de fluorure de lithium et de polyéthylène les couvrant. Les résultats fournis par les détecteurs ATLAS-MPX permettent aussi la validation des simulations Monte-Carlo du champ de radiation à l'intérieur du détecteur ATLAS et l'estimation des événements transitoires notamment dans les circuits électroniques de lecture des divers sous-détecteurs d'ATLAS.

La réponse du détecteur Medipix2-USB et du détecteur ATLAS-MPX aux diverses particules a été étudiée. Cette étude a été effectuée à deux différents seuils d'énergie. Deux méthodes ont été utilisées : *i*) la méthode à bas seuil d'énergie où toutes les particules sont détectées et il y a alors utilisation de la reconnaissance de traces des particules et *ii*) la méthode à haut seuil en énergie où seulement les particules à énergie au dessus du seuil sont détectées.

La réponse du détecteur Medipix2-USB aux particule chargées lourdes a été étudiée à partir des expériences faites à l'accélérateur de particules (Tandem 6 MV) de l'Université de Montréal (protons de 400 keV à 10 MeV et particules- α de 2 MeV à 16.5

MeV). Ensuite, la réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons rapides a été étudiée à partir des sources radioactives produisant des neutrons (^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$) au Czech Metrologie Institute et par des neutrons (27 MeV) créés lors de la réaction ${}^7\text{Li}(p, xn)$ au cyclotron isochrone du Nuclear Physics Institute de Rez en République Tchèque. L'efficacité de détection des neutrons a été évaluée, ainsi que le moyen de déterminer l'énergie des neutrons rapides dans un champ de neutrons inconnu tel que celui pouvant être rencontré dans l'expérience ATLAS .

CHAPITRE 2

DÉTECTEURS SEMI-CONDUCTEURS

2.1 Les semi-conducteurs

Dans cette section nous allons étudier les caractéristiques des semi-conducteurs qui sont couramment utilisés comme détecteurs de radiation. Ces semi-conducteurs sont par exemple : le silicium (Si), le germanium (Ge), l'arsenure de gallium (GaAs) et le tellure de cadmiun (CdTe). Dans cette thèse, nous nous intéressons d'avantage au silicium.

Au zéro absolu, les niveaux de la bande de valence du semi-conducteur sont occupés et les niveaux de la bande de conduction sont libres. Par conséquent leur conductivité électrique intrinsèque est nulle. La bande interdite d'un semi-conducteur est la séparation entre le point le plus haut en énergie de la bande de valence et le point le plus bas de la bande de conduction. La grandeur de la bande interdite détermine si le matériau est un isolant, un semi-conducteur ou un conducteur : typiquement, pour les semi-conducteurs d'intérêt, l'énergie de la bande interdite à 300 K est d'environ 1 eV (la valeur de l'énergie de la bande interdite est de l'ordre de l'énergie thermique à température ambiante, voir Tableau 2.I), contrairement à l'énergie de la bande interdite d'un isolant qui est supérieure à 5 eV et celle d'un conducteur qui est nulle. Lorsque la température augmente, les électrons de la bande de valence sont thermiquement excités et quand ils ont assez d'énergie ils passent dans la bande de conduction. Lorsque un électron passe dans la bande de conduction, un trou est créé dans la bande de valence. L'électron et le trou dans ce processus contribuent à la conductivité électrique. Les propriétés intrinsèques du silicium et du germanium sont présentés dans le Tableau 2.II.

L'énergie de la bande interdite pour le silicium en fonction de la température est [1] :

$$E_g = 1.17 - \frac{4.73 \cdot 10^{-4} T^2}{T + 636} eV \quad (2.1)$$

Cristal	E_g (eV) à 300K
Si	1.11
Ge	0.67
GaAs	1.43
CdTe	1.44

Tableau 2.I – Énergie de la bande interdite (E_g) pour plusieurs semi-conducteurs. Le Si et le Ge ont une transition indirecte, tandis que le GaAs et le CdTe ont une transition directe [2].

Propriétés intrinsèques	Silicium	Germanium
Nombre atomique	14	32
Masse atomique	28.09	72.60
Densité(300K) ; g/cm ³	2.33	5.32
Nombre d'atomes/cm ³	4.96x10 ²²	4.41x10 ²²
Constante diélectrique (relative au vide)	12	16
Énergie interdite (300 K) ; eV	1.115	0.665
Énergie interdite (0 K) ; eV	1.165	0.746
Densité intrinsèque de porteurs (300 K) ; cm ³	1.5x10 ¹⁰	2.4x10 ¹³
Résistivité intrinsèque (300 K) ; cm	2.3x10 ⁵	47
Mobilité des électrons (300 K) ; cm ² V ⁻¹ s ⁻¹	1350	3900
Mobilité des trous (300 K) ; cm ² V ⁻¹ s ⁻¹	480	1900

Tableau 2.II – Propriétés intrinsèques du silicium et du germanium [3].

2.1.1 Mobilité et champ électrique externe

Des électrons quasi libres et des trous sont créés lorsque des électrons sont excités depuis la bande de valence jusqu'à la bande de conduction. Plusieurs mécanismes contribuent à fournir l'énergie nécessaire pour permettre cette transition. Par exemple, l'agitation thermique, l'excitation optique et l'ionisation par des particules chargées. L'énergie pour créer une paire électron-trou (3.62 eV pour le silicium) est supérieure à l'énergie de la bande interdite. Une particule incidente va déposer dans le silicium son énergie qui va être répartie entre une énergie pour créer des paires électron-trou (charges mobiles) et une énergie dépensée sous forme d'excitation du réseau cristallin (phonons) qui ne comporte pas de charge mobile.

Lorsque le champ électrique externe est nul, le déplacement moyen des porteurs de charge libres est zéro (mouvement aléatoire). Par contre, lorsque le semi-conducteur est soumis à un champ électrique \vec{E} , il y a migration des porteurs de charge dans une direction déterminée par le champ électrique. Leur vitesse moyenne de mouvement (\vec{v}_e et \vec{v}_t pour les électrons et les trous respectivement) est proportionnelle à la mobilité μ et au champ électrique constant \vec{E} :

$$\vec{v}_{e,t} = \mu_{e,t} \vec{E} \quad (2.2)$$

La mobilité des électrons (μ_e) et des trous (μ_t) est définie par :

$$\mu_e = \frac{-q\tau_e}{m_e} \quad (2.3)$$

$$\mu_t = \frac{q\tau_t}{m_t} \quad (2.4)$$

où τ_e , τ_t , m_e et m_t sont respectivement le temps de parcours et la masse des électrons et des trous et q est la charge élémentaire.

Dans le silicium, les mobilités sont [4] :

$$\mu_e = 1350 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (2.5)$$

$$\mu_t = 480 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (2.6)$$

La densité de courant dans le semi-conducteur est :

$$\vec{J}_c = q(n\mu_e + p\mu_t)\vec{E} = \vec{J}_c = \sigma\vec{E} \quad (2.7)$$

$\sigma = q(n\mu_e + p\mu_t)$ est la conductivité électrique et son inverse ρ est la résistivité du matériau.

2.2 Jonction $p-n$

Le fait d'ajouter des impuretés dans les semi-conducteurs (dopage), améliore fortement la conductivité du cristal.

Un cristal de type n , contient des atomes appelés *donneurs*. Il s'agit d'augmenter la densité d'électrons dans le cristal, par exemple, d'implanter des atomes du groupe V (arsenic, phosphore, antimoine) dans le silicium. L'atome du groupe V remplace les atomes de silicium et par conséquent il présente quatre liaisons covalentes et un électron faiblement lié. Cet électron aura besoin de moins d'énergie pour passer à la bande de conduction.

Un cristal de type p , contient des atomes appelés *accepteurs*. Cela consiste à augmenter la densité en trous dans le cristal. Dans le cas du silicium, des atomes du groupe III (indium, gallium, bore) sont implantés dans le silicium. Les atomes du groupe III ont trois liaisons covalentes avec trois de leurs quatre voisins créant ainsi un trou dans la structure.

Pour fabriquer un détecteur au silicium, il faut par exemple, créer à partir du silicium de type n , une jonction $p-n$ ainsi que des contacts métalliques. Par simple contact de la zone p et de la zone n , une région de désertion de très faible épaisseur est créée étant donné que les porteurs majoritaires se recombinent dans la zone de transition. Une différence de potentiel est ainsi créée entre les deux zones qui portent des ions de polarité contraire.

Lorsque la jonction $p-n$ est soumise à un champ électrique externe et est polarisée en sens inverse (l'anode correspond à la zone p et la cathode à la zone n) les porteurs de charge sont forcés de se déplacer en s'éloignant de la jonction et le courant est très faible. La zone de désertion devient une zone quasi-isolante et sa largeur augmente en fonction du voltage appliqué. Seules les particules chargées qui déposent leur énergie dans la zone de désertion vont créer des paires d'électrons et de trous, lesquels vont dériver, sous l'influence du champ électrique externe, vers les électrodes (anode pour les électrons et cathode pour les trous) du détecteur. Par contre, si les électrons-trous sont créés en dehors de la zone de désertion, ils se recombinent.

La variation de la largeur de la zone de désertion est donnée par :

$$x_d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d}(V + V_0)} \quad (2.8)$$

où x_d est la variation de la largeur de la zone désertée, $\varepsilon = 1.05$ pF/cm est la permittivité électrique du silicium, $q = 1.6.10^{-19}$ C est la charge électrique élémentaire, N_d la concentration des donneurs dans la zone, V_0 est la tension intrinsèque (potentiel de contact) et V la tension appliquée.

2.3 Le détecteur Medipix2-USB

Le détecteur Medipix2-USB (Figure 2.1) est un détecteur hybride pixellisé au silicium [5]. La partie active du détecteur Medipix2-USB est une couche de silicium d'une épaisseur de $300 \mu\text{m}$. Chaque cathode contient son propre pré-amplificateur, comparateur et compteur (Figure 2.2). L'électronique est reliée à la cathode par "bump bonding". Ainsi, à partir de la puce de lecture du pixel CMOS il est possible d'obtenir une matrice d'aire active du détecteur avec 256×256 pixels, chaque pixel ayant une aire de $55 \times 55 \mu\text{m}^2$. Quand une particule chargée ionise le silicium, des paires électrons-trous sont créées (Figure 2.3). Le détecteur Medipix2 est un détecteur à seuil d'énergie c'est à dire que le seuil d'énergie est réglé pixel par pixel. Lors des mesures, chaque pixel compte un signal si l'énergie collectée provenant des trous est supérieure à un seuil en énergie global pré-déterminé.

Les charges sont collectées par application d'un champ électrique externe. Dépendamment du voltage appliqué, les charges réussiront à atteindre les électrodes ou se recombineront. La zone de désertion totale du détecteur Medipix2-USB est au-delà de 20 V. Pour les mesures dont les résultats sont utilisés dans cette thèse, le voltage appliqué était de 100 V. Il sera précisé dans le texte si un autre voltage a été utilisé.

Le détecteur est contrôlé par un "Universal Serial Bus" (USB) via le programme Pixelman [7] installé dans un ordinateur (Figure 2.4). Pixelman est un logiciel qui permet la prise des données et qui permet de contrôler les valeurs du seuil en énergie du



Figure 2.1 – Un détecteur Medipix2-USB

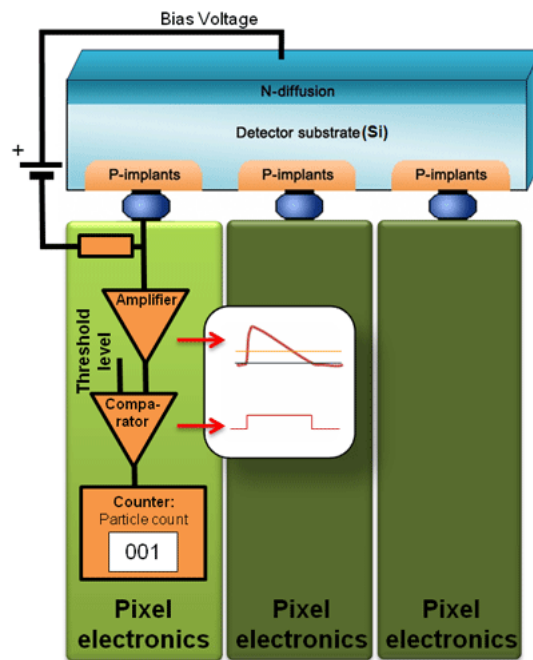


Figure 2.2 – Électronique du détecteur Medipix2-USB. Chaque cathode contient son propre amplificateur, comparateur et compteur [6].

Medipix2-USB.

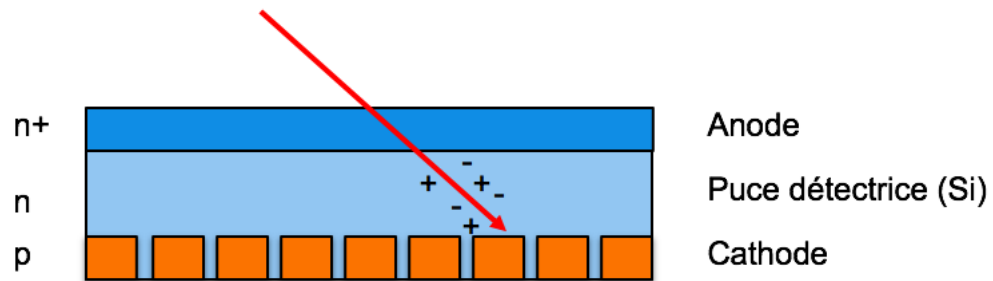


Figure 2.3 – Le détecteur Medipix2-USB est basé sur une jonction n+,n,p



Figure 2.4 – Un détecteur Medipix2-USB connecté à un ordinateur portable par un câble USB qui peut fournir un voltage au détecteur jusqu'à 100V.

2.4 Le réseau des détecteurs ATLAS-MPX

Quinze détecteurs ATLAS-MPX ont été installés dans le détecteur ATLAS (Figure 2.5) et sa caverne au CERN (Figure 2.6)[8]. Ce réseau de détecteurs a pour objectif la mesure des champs de radiation en temps réel (particules chargées, photons et neutrons) à l'intérieur du détecteur ATLAS au CERN. Ce projet permettra de valider des simulations des champs de radiation dans le détecteur ATLAS et contribuera aussi à l'estimation des événements transitoires (single-event effects - SEE) pouvant affecter les appareils électroniques et les circuits électroniques de lecture des divers détecteurs dans l'environnement du détecteur ATLAS.

Le Tableau 2.III, présente les coordonnées des positions occupées par les quinze détecteurs ATLAS-MPX à l'intérieur du détecteur ATLAS et sa caverne au CERN.

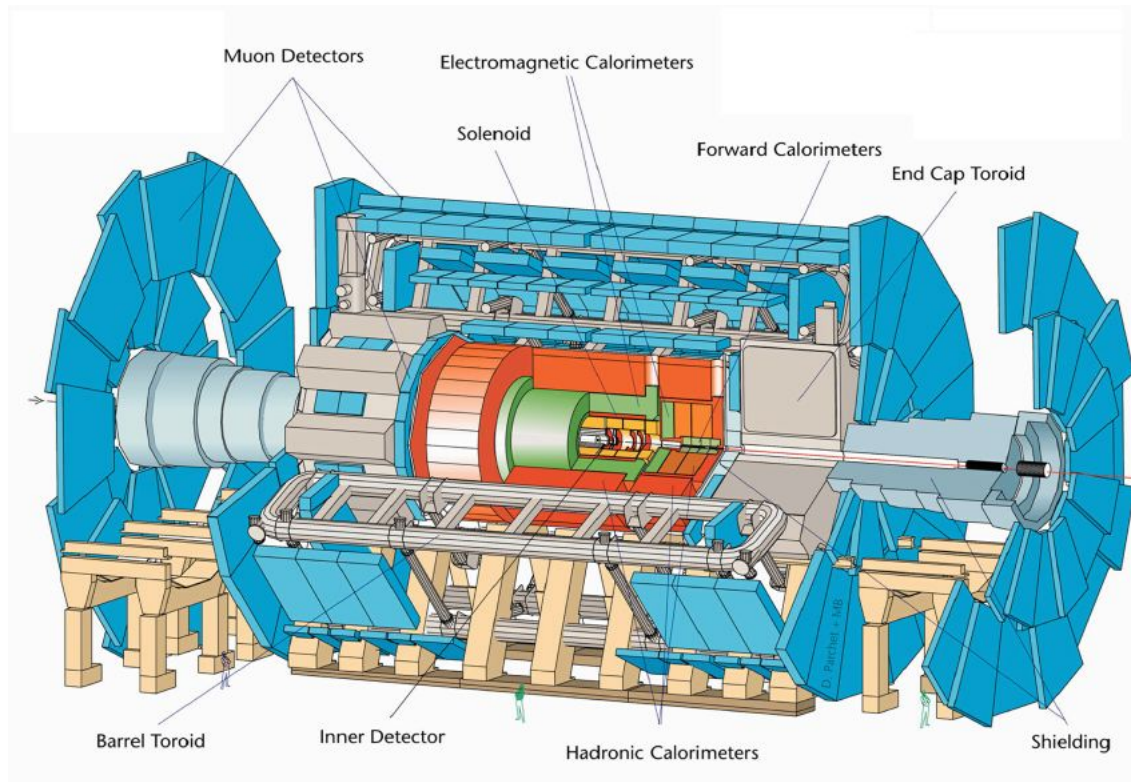


Figure 2.5 – Détecteur ATLAS [9].

Le détecteur ATLAS-MPX est un détecteur Medipix2-USB que l'on a recouvert de différents convertisseurs qui permettent une plus forte sensibilité aux neutrons lents et aux neutrons rapides. La détection des neutrons lents et neutrons rapides sera étudiée en détail dans le prochain chapitre.

L'aire d'un détecteur ATLAS-MPX est divisée en six régions différentes (Figure 2.7) :

- **Region 1** : Région recouverte de fluorure de lithium (${}^6\text{LiF}$, poudre de 5 mg/cm^2) entre une feuille d'aluminium de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur (au-dessus) et une feuille d'aluminium de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur (en-dessous) . Le ${}^6\text{Li}$ permet des réactions nucléaires avec les neutrons lents ayant comme produits de réaction des particules chargées qui sont détectables dans le silicium. Le chapitre suivant contient plus de

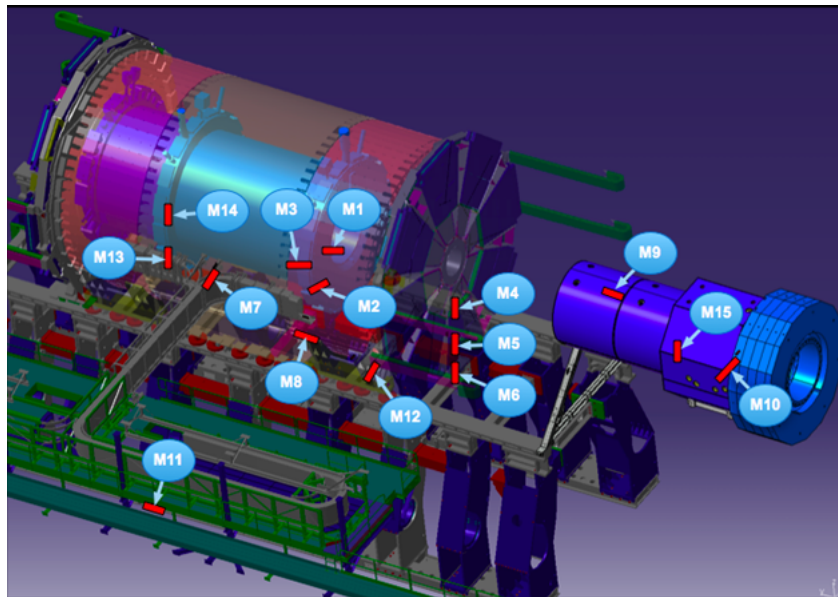


Figure 2.6 – Quinze détecteurs ATLAS-MPX sont installés dans le détecteur ATLAS et sa caverne.

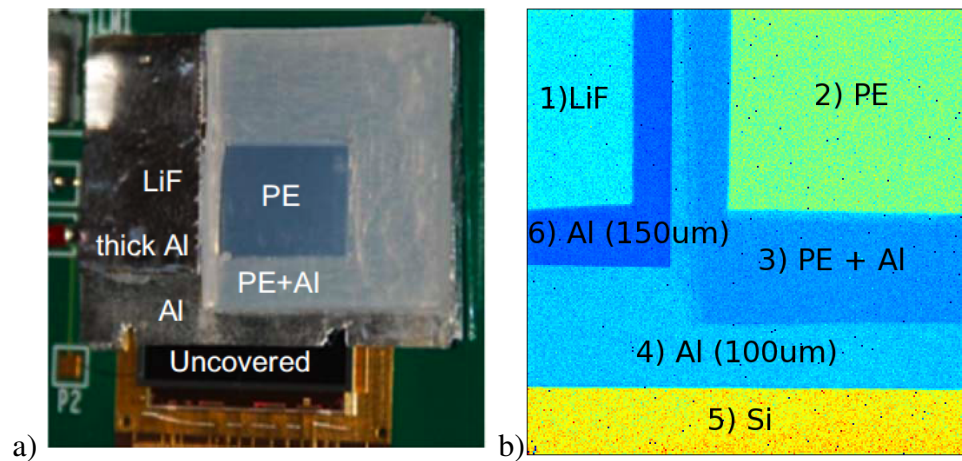


Figure 2.7 – Détecteur ATLAS-MPX : a) Photographie du cristal de silicium après l'assemblage des convertisseurs. b) Image par rayons-x du détecteur ATLAS-MPX. Les photons interagissent différemment dans chaque région du détecteur (différentes couleurs, les couleurs sont artificielles).

détails à propos des interactions des neutrons lents et de leur détection.

Détecteurs ATLAS-MPX	x [mm]	y [mm]	z [mm]	r [mm]	Orientation par rapport à l'axe du faisceau
MPX01	-710	290	3420	767	90°
MPX02	-2280	-840	3420	2430	90°
MPX03	-3450	930	2940	3573	90°
MPX04	-65	-1295	7120	1297	90°
MPX05	-55	-2360	7200	2361	90°
MPX06	-65	-3360	7200	3361	90°
MPX07	-4530	790	350	4598	90°
MPX08	-4370	-530	4020	4402	0°
MPX09	0	1560	15390	1560	0°
MPX10	-3960	3360	22880	5198	45°
MPX11	-16690	-10	4860	16690	0°
MPX12	-6250	0	7230	6250	90°
MPX13	-2210	-1020	-3420	2434	90°
MPX14	-710	-300	-3430	771	90°
MPX15	185	-75	18740	200	90°

Tableau 2.III – Positions des détecteurs ATLAS-MPX dans le détecteur ATLAS et sa caverne. L'origine du système de coordonnées est placée au point d'interaction des faisceaux proton-proton.

- **Region 2** : Région recouverte d'une couche de 1.3 mm d'épaisseur de polyéthylène (PE, $CH_2 - CH_2$) au dessus du silicium. Le polyéthylène, riche en hydrogène, est un convertisseur de neutrons rapides à partir des collisions élastiques avec l'hydrogène (voir chapitre suivant).
- **Region 3** : Région recouverte d'une couche d'aluminium (100 μ m d'épaisseur) en dessous du polyéthylène (1.3 mm). Le polyéthylène et l'aluminium sont au dessus du silicium. L'ajout de la couche d'aluminium sert à l'absorption des particules chargées ayant une énergie inférieure à un certain seuil en énergie. Par exemple, les protons ayant une énergie inférieure à 5 MeV sont complètement absorbés dans cette épaisseur d'aluminium. L'aluminium est aussi placé pour atténuer les photons et absorber les électrons.

- **Region 4** et **Region 6** : Couche d'aluminium de $100\ \mu\text{m}$ et de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur respectivement. L'aluminium va servir encore une fois comme seuil cinétique pour les particules lourdes chargées et de filtre pour les photons et les électrons.
- **Region 5** : Région découverte exposant directement le silicium aux particules. Cette région est de grande importance étant donné qu'elle sert de référence pour les autres régions. Les neutrons rapides peuvent être détectés par des réactions nucléaires produites directement dans le silicium (voir section 3.2.3.3).

Les efficacités de détection typiques des particules neutres sont [10] :

- Rayons-X ($\sim 10\ \text{keV}$) $\sim 80\ \%$
- Rayons- γ ($\sim 1\ \text{MeV}$) $\sim 0.1\ \%$
- Neutrons thermiques (région ${}^6\text{LiF}$) $\sim 1\ \%$
- Neutrons rapides (région PE) $\sim 0.5\ \%$

Noter que l'efficacité de détection des particules chargées est de 100% pour les détecteurs au silicium.

CHAPITRE 3

INTERACTION DES PARTICULES AVEC LE DÉTECTEUR MEDIPIX2-USB

3.1 Interaction des particules chargées avec le détecteur Medipix2-USB

Les particules chargées interagissent directement dans le détecteur au silicium. Cette section présente comment les particules chargées interagissent dans le détecteur Medipix2-USB dépendant du type de particule, de l'énergie cinétique et de l'angle d'incidence sur le détecteur. La Figure 3.1, montre quelques exemples de la réponse du détecteur à différents types de particules.

3.1.1 Particules chargées lourdes

Lorsqu'une particule lourde chargée (proton, particule- α , etc. . .) frappe le détecteur, elle perd son énergie par des collisions élastiques avec les électrons atomiques. La particule chargée dépose de l'énergie en suivant les caractéristiques de l'équation de Bethe et Bloch (Équation 3.1) et de la courbe de Bragg (Équation 3.4). L'équation de Bethe et Bloch est donnée par [4] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^2 z^2}{m_0 v^2} NZ \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (3.1)$$

v et ze sont la vitesse et la charge de la particule incidente. N et Z sont la densité et le nombre atomique de l'absorbeur. m_0 est la masse de l'électron au repos et e est la charge électronique. I est le potentiel d'ionisation moyen de l'absorbeur, ce paramètre est déterminé expérimentalement et dépend du matériau. La Figure 3.2 montre la perte d'énergie des protons et des particules- α dans le silicium. $\frac{dE}{dx}$ est aussi appelé le pouvoir d'arrêt du matériau.

L'équation de Bethe et Bloch est définie pour des conditions où la masse de l'électron est négligeable par rapport à celle de la particule incidente et on néglige le mouvement de l'électron atomique. Des paires électron-trous sont créées comme il a été décrit dans le chapitre précédent, et en présence d'un voltage externe appliqué aux électrodes, des

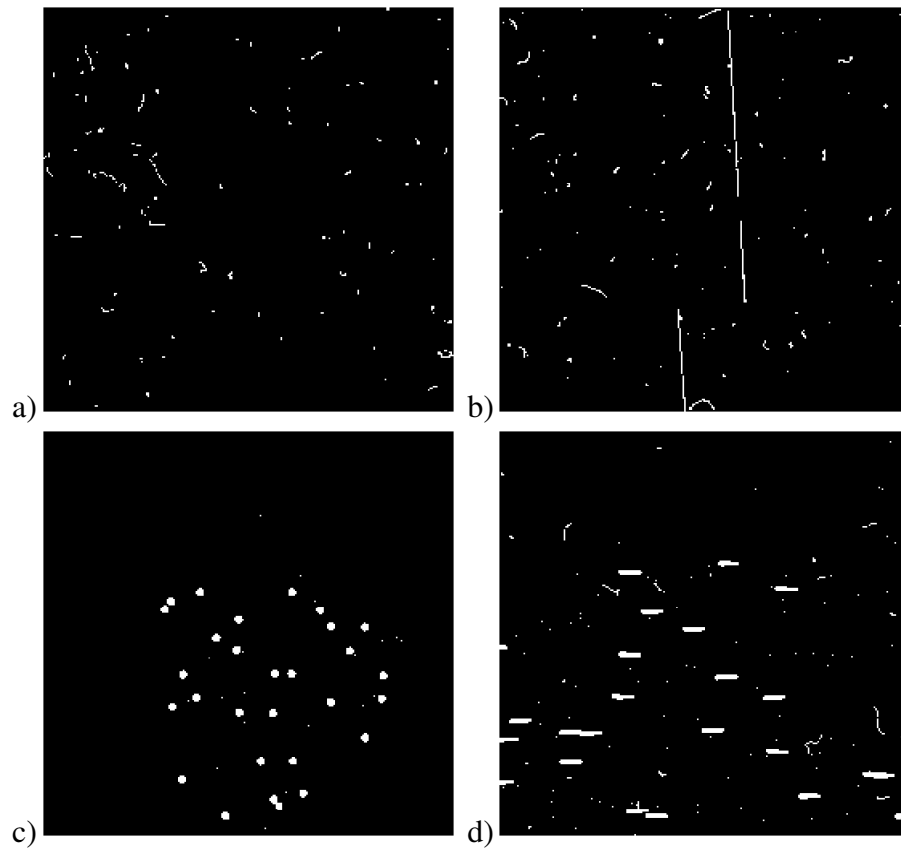


Figure 3.1 – Réponse du détecteur Medipix2-USB à différents types de particules. a) Réponse d'une source radioactive ^{106}Ru émettant principalement des électrons. b) Rayons cosmiques présentant des traces de muons. c) Particules- α de 10 MeV avec une incidence perpendiculaire à la surface du détecteur. d) Protons de 10 MeV avec une incidence de 85 degrés par rapport à la normale à la surface du détecteur.

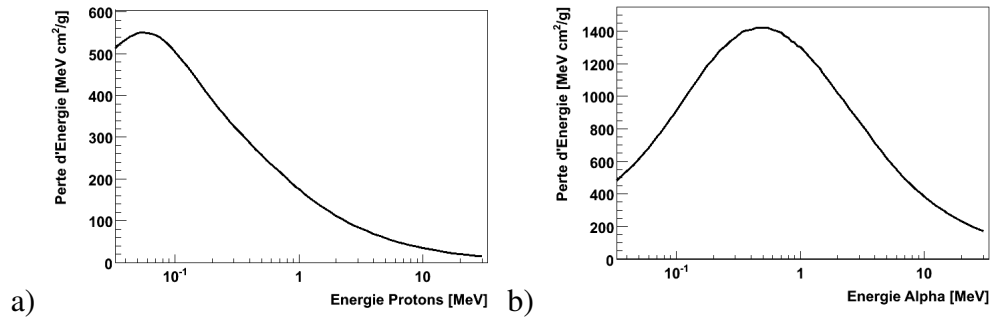


Figure 3.2 – Perte d'énergie dans le silicium en fonction de l'énergie cinétique a) des protons et b) des particules- α [11].

agglomérats de pixels (amas) sont activés dans le détecteur. Les amas changent de taille en fonction du voltage appliqué au détecteur (Figure 3.3).

La portée d'une particule est la distance moyenne parcourue par cette particule dans un matériau avant d'être complètement absorbée. La portée peut être calculée par l'intégration sur l'énergie de l'inverse du pouvoir d'arrêt (voir Équation 3.2).

$$R(E_0) = \int_{E_0}^0 - \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (3.2)$$

La portée est souvent approximée par l'expression :

$$R(E_0) = aE^b \quad (3.3)$$

R est la portée de la particule, E_0 est l'énergie de la particule incidente, a est un facteur proportionnel à la racine carrée de la masse atomique du matériau traversé et la valeur de b dépend du type de particule et de son énergie cinétique (par exemple $b = 1.8$ pour des protons d'énergie entre 10 MeV et 250 MeV).

En généralisant l'Équation 3.3 à $(R-x) = a E^b$ pour une profondeur x à l'intérieur du matériau, la relation entre la portée et l'énergie à une profondeur x est :

$$E(x) = a^{-\frac{1}{b}} (R-x)^{\frac{1}{b}} \quad (3.4)$$

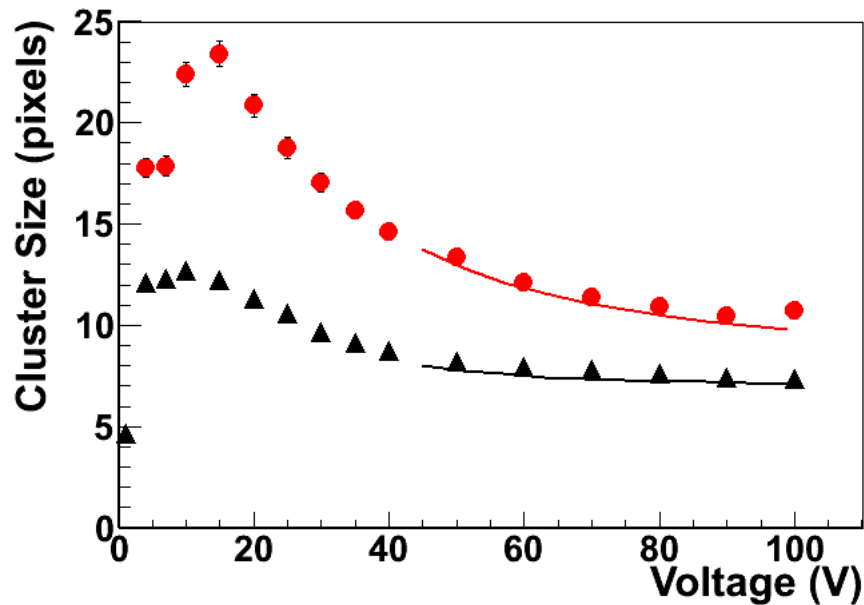


Figure 3.3 – Taille des amas en fonction du voltage externe pour des protons d'énergie de 9.9 MeV (▲), 3.9 MeV (●) avec une incidence normale à la surface du détecteur.

Lorsque le voltage externe augmente (Figure 3.3) pour obtenir une zone de désertion totale (le voltage de désertion totale, V_{dp} , doit être > 20 V), la taille des amas diminue étant donné que les charges créées par la particule ionisante sont soumises à un champ électrique longitudinal. Lorsque le détecteur est complètement déserté, toutes les charges sont collectées. Le modèle de partage de charge [12] peut prédire la taille des amas pour les particules chargées lourdes telles que les protons et les particules- α à différentes énergies, différents angles d'incidence θ et différents seuils d'énergie.

Dépendamment de l'angle d'incidence θ et de l'énergie cinétique de la particule incidente, le pic de Bragg peut être visible ou non dans le détecteur (Figures 3.4 et 3.5). Les particules peuvent être totalement absorbées dans le détecteur ou déposer partiellement leur énergie. Le pic de Bragg est présent lors du dépôt final de l'énergie cinétique d'une particule chargée quand la particule achève son parcours dans un matériau. En effet lorsqu'une particule chargée perd de la vitesse dans la matière, la perte d'énergie devient de plus en plus élevée. La perte d'énergie en fonction de la distance parcourue

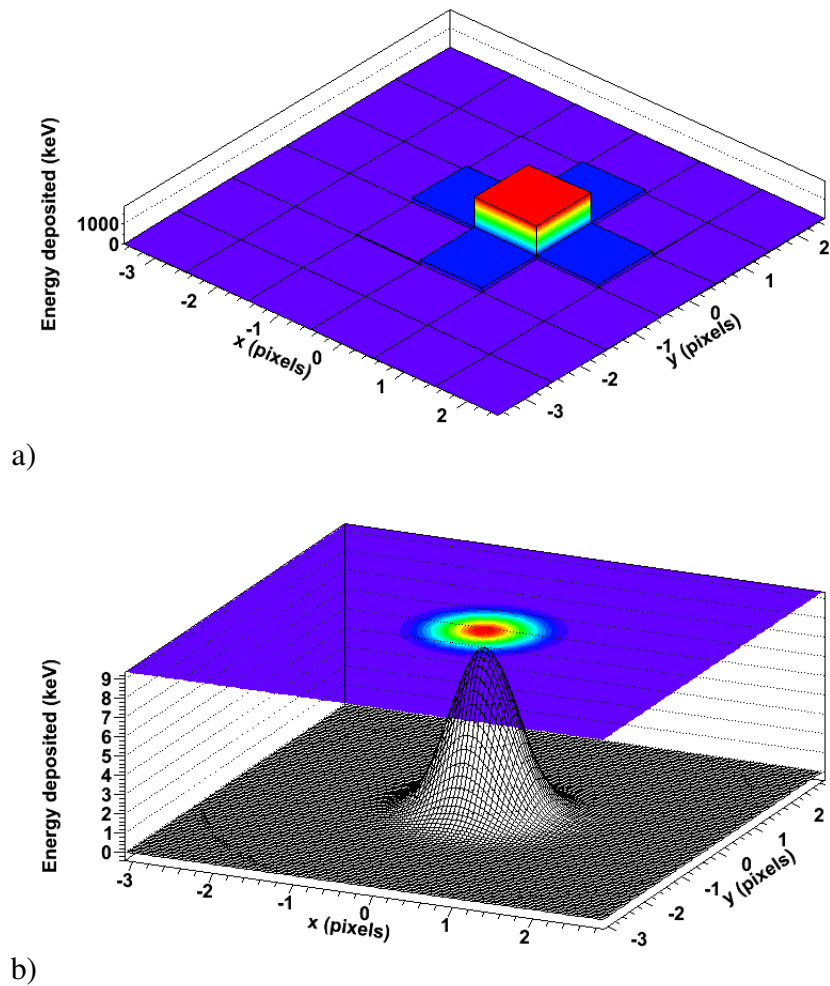


Figure 3.4 – Exemple de taille d’amas du détecteur Medipix2-USB pour des protons de 10 MeV à $\theta = 0^\circ$ montrant a) un dépôt d’énergie dans les pixels activés lors du passage de la particule et b) la diffusion radiale et longitudinale des charges créées dans le silicium lors du passage de la particule [13].

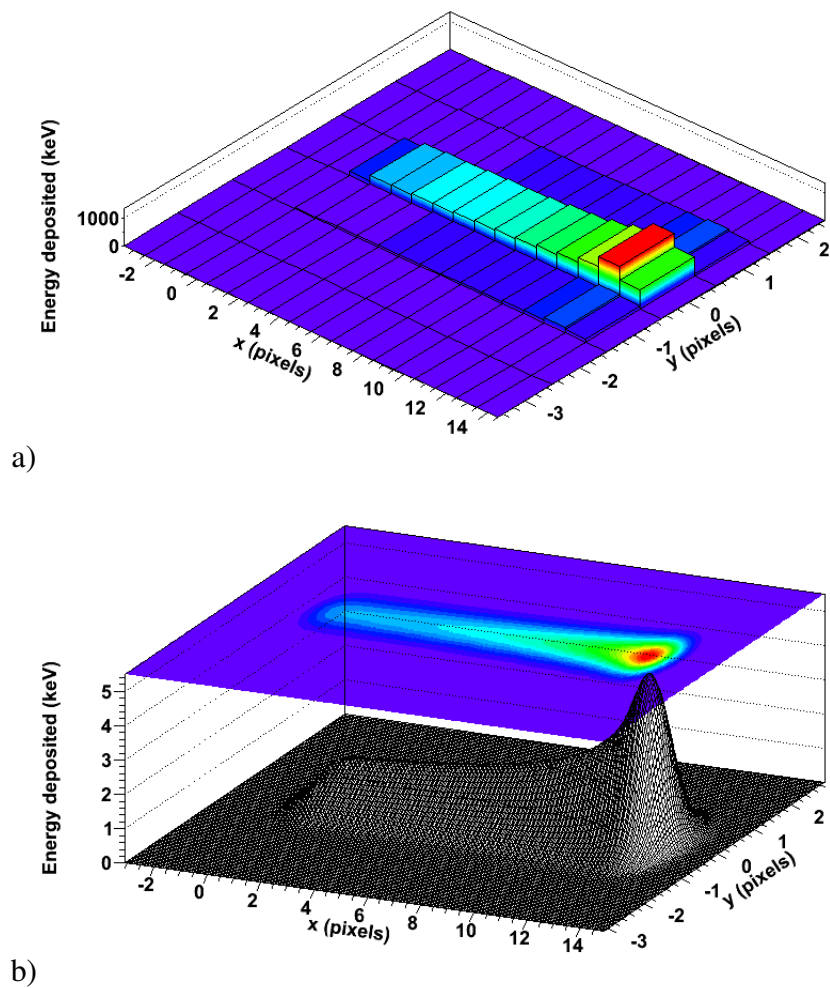


Figure 3.5 – Exemple de taille d’amas du détecteur Medipix2-USB pour des protons de 10 MeV à $\theta = 85^\circ$ montrant a) un dépôt d’énergie dans les pixels activés lors du passage de la particule et b) la diffusion radiale et longitudinale des charges créées lors du passage de la particule. Quand l’incidence de la particule est presque parallèle à la surface du détecteur, le pic de Bragg est clairement visible [13].

par la particule dans la matière est représentée par le courbe de Bragg (Figure 3.6).

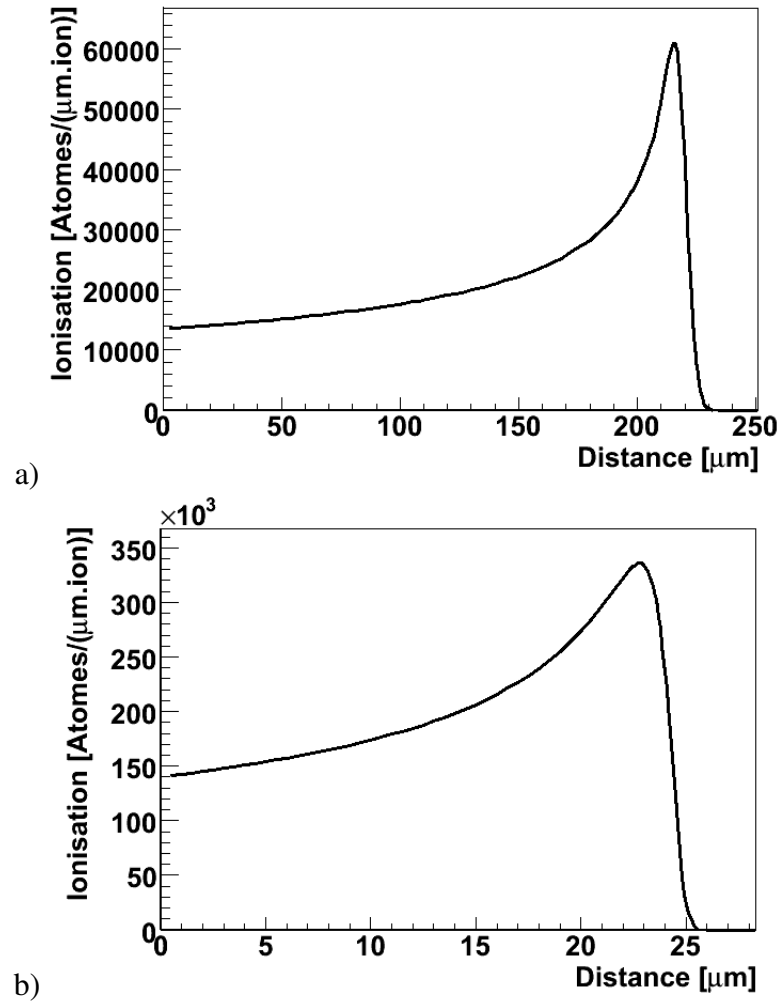


Figure 3.6 – Perte d'énergie en fonction de la distance parcourue dans le silicium par a) des protons de 5 MeV et b) des particules- α de 5 MeV [14].

Les amas dans le détecteur Medipix2-USB créés par les particules lourdes chargées (voir Figure 3.7) sont donc presque toujours circulaires, elliptiques, ou en forme de comète (forme de Bragg).

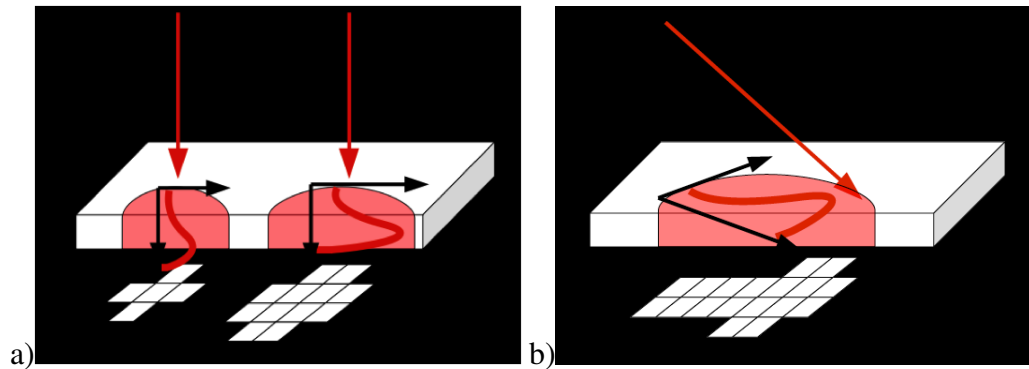


Figure 3.7 – Figure montrant des exemples de traces que peuvent laisser des particules chargées lourdes avec a) une incidence perpendiculaire à la surface du détecteur et avec b) une incidence non perpendiculaire à la surface du détecteur. Le nombre de pixels activés va varier en fonction du dépôt d'énergie et de l'angle d'incidence de la particule incidente.

3.1.2 Particules chargées légères

Les particules chargées légères comme les électrons et les positons ont une trajectoire plutôt aléatoire et courbée affectée surtout par les charges du cristal de silicium. Les déviations de leurs trajectoires sont dûes au fait que leur masse est égale à la masse des électrons atomiques de silicium. Des interaction électron-noyau peuvent aussi avoir lieu, entraînant un changement abrupt dans la direction de l'électron.

Les électrons et les positons perdent de l'énergie par collision ou par Bremsstrahlung (Équation 3.5). Les électrons et les positons incidents ont la même masse que les électrons atomiques, donc il y a un grand transfert d'énergie entre la particule incidente (électron et positron) et l'électron atomique. La perte d'énergie des électrons est moins importante que celle des particules chargées lourdes (Figure 3.8). Par exemple, dans le détecteur Medipix2-USB, des électrons avec une énergie de l'ordre du keV peuvent activer entre 1 et 4 pixels. Quand les particules ont une énergie de l'ordre du MeV, les amas deviennent plus grands (plus de 5 pixels) et par conséquent les traces deviennent courbées et aléatoires (voir Figure 3.9).

La perte d'énergie pour les électrons et les positons est :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (3.5)$$

La perte d'énergie par Bremsstrahlung est :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{\rho N_a}{A} \int_0^{v_0} \frac{d\sigma}{dv}(E_0, v) dv \quad (3.6)$$

où $v_0 = E_0/h$, E_0 est l'énergie initiale de l'électron et $h\nu = E_0 - E$ est l'énergie du photon émis. $\frac{d\sigma}{dv}$ est la section efficace de Bremsstrahlung [15].

La perte d'énergie par collision des électrons est dérivée de l'expression de Bethe-Bloch (voir Équation 3.1) :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} = \frac{2\pi e^4}{m_0 v^2} NZ \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (3.7)$$

$\beta = v/c$ et les autres variables sont les mêmes que celles présentées dans l'Équation 3.1.

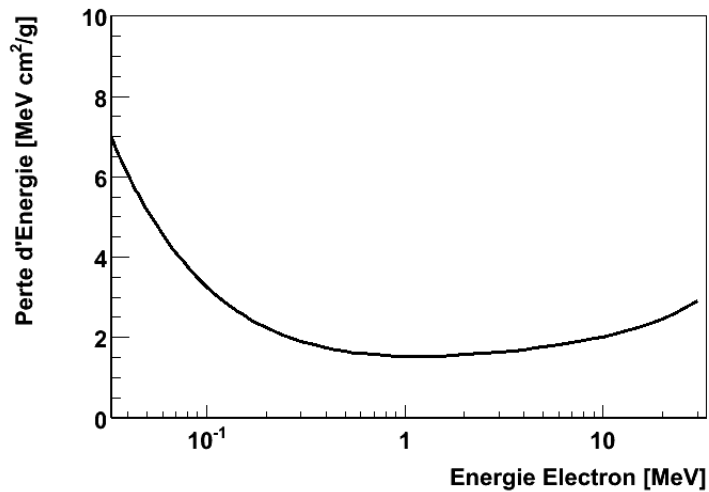


Figure 3.8 – Perte d'énergie en fonction de l'énergie cinétique des électrons dans le silicium [11].

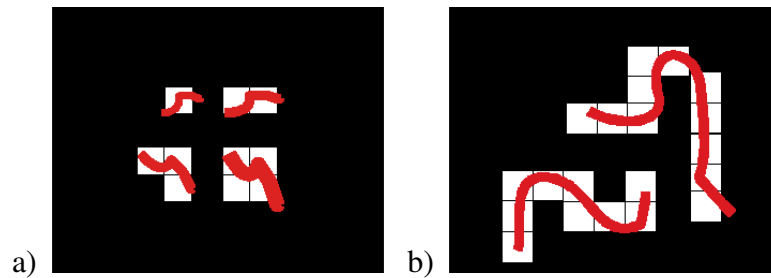


Figure 3.9 – Exemple de traces que peut laisser un électron avec une énergie cinétique de l’ordre du keV dans le détecteur Medipix2-USB.

3.1.3 Particules au minimum d’ionisation (MIP)

Les particules au minimum d’ionisation (MIP), comme les muons cosmiques, ont un dépôt d’énergie presque constant et minimum à partir d’environ 0.1 GeV. Le dépôt d’énergie constant est observé dans l’expression de Bethe et Bloch (voir Équation 3.1) dont le terme logarithmique domine à très haute énergie comme dans le cas des rayons cosmiques. Les particules au minimum d’ionisation déposent au total environ 80 keV dans le Medipix2-USB (épaisseur de silicium de 300 μm). Ces particules produisent des amas longs mais étroits, dont la longueur dans la partie active du détecteur dépend de l’angle d’incidence de la particule sur le détecteur.

3.2 Interaction des particules neutres avec le détecteur Medipix2-USB

Les particules neutres sont détectées de façon indirecte. Elles peuvent interagir avec le silicium en créant des particules chargées secondaires, ou bien, dans le cas des neutrons elles peuvent interagir avec d’autres matériaux, appelés convertisseurs couvrant la surface du détecteur. Ces convertisseurs sont choisis et placés pour obtenir le maximum de particules chargées produites par les interactions des neutrons dans le convertisseur. Ces particules chargées pénètrent alors dans le détecteur au silicium placé après le convertisseur.

3.2.1 Photons

Les photons interagissent dans la matière par l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires. Ces trois types d'interaction sont dominants à différentes énergies (pour le silicium) : l'effet photoélectrique est dominant à petite énergie (l'énergie du photon, $E_\gamma < 0.06$ MeV), la diffusion Compton est importante à une énergie intermédiaire (0.06 MeV $< E_\gamma < 15$ MeV) et finalement la création de paire est dominante à grande énergie ($E_\gamma > 15$ MeV) [16]. Les sections efficaces sont présentées dans l'annexe I.

3.2.1.1 Effet photoélectrique

Lorsqu'un photon frappe la matière, un photo-électron est éjecté de la matière à la suite de l'absorption du photon par un électron atomique (Figure 3.10). L'énergie du photon doit être égale ou supérieure à l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome pour permettre l'effet photoélectrique. L'énergie du photo-électron E_e est :

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (3.8)$$

où E_γ est l'énergie du photon et E_b est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome.

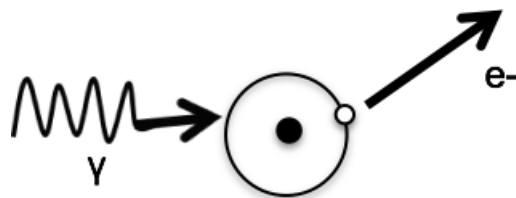


Figure 3.10 – Effet photoélectrique.

À basse énergie (énergie inférieure à 0.06 MeV), l'effet photoélectrique domine dans le silicium (Figure 3.11).

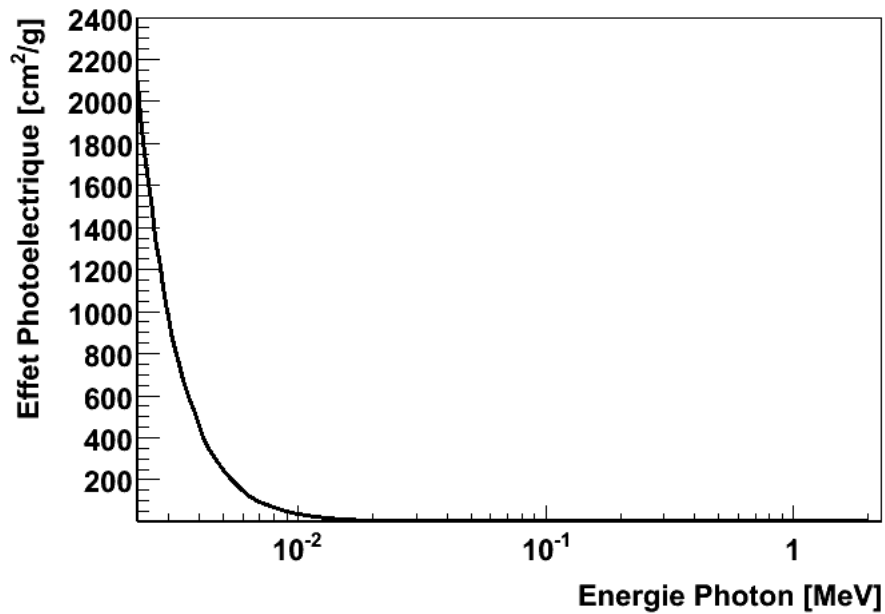


Figure 3.11 – Section efficace de l’effet photoélectrique dans le silicium en fonction de l’énergie du photon[16]. Repère semi-logarithmique.

3.2.1.2 Diffusion Compton

Quand les photons ont une énergie entre 0.06 MeV et 15 MeV, ils interagissent principalement par la diffusion Compton (dans le silicium) : collision d’un photon d’énergie $h\nu$ avec un électron lié à un noyau.

Le photon est dévié d’un angle θ par rapport à sa direction originale et l’électron de recul initialement considéré au repos recule suite à la diffusion (Figure 3.12). L’énergie de liaison de l’électron atomique est négligeable par rapport à l’énergie transférée.

À petit angle θ , très peu d’énergie est transférée. L’énergie du photon diffusé ($h\nu'$) est :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (3.9)$$

La Figure 3.13 montre la section efficace de la diffusion Compton dans le silicium.

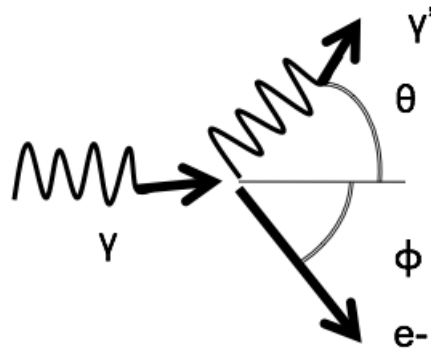


Figure 3.12 – Diffusion Compton : collision d'un photon avec un électron atomique au repos.

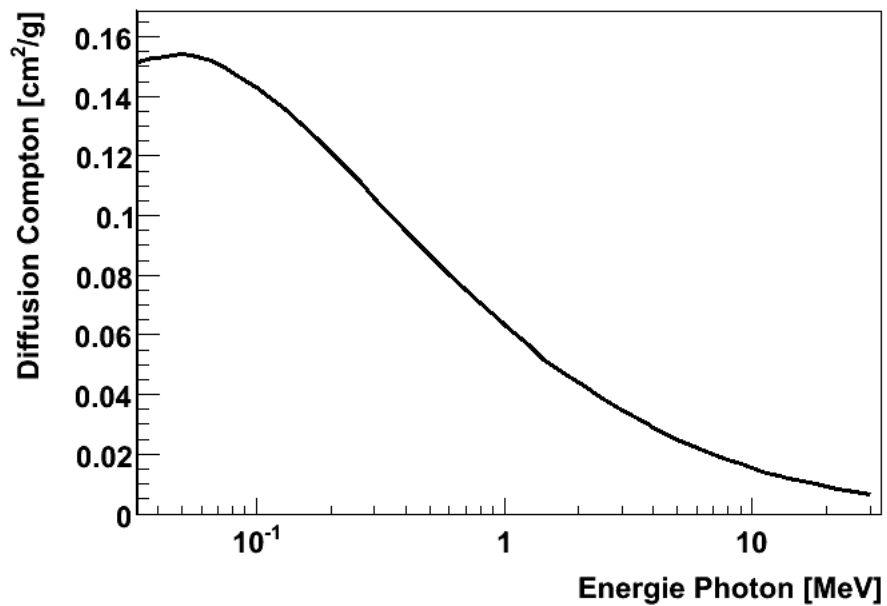


Figure 3.13 – Section efficace de la diffusion Compton dans le silicium en fonction de l'énergie du photon[16].

3.2.1.3 Création de paires

La création de paires a lieu à plus grande énergie comparé à la diffusion Compton. Il s'agit de la création d'un électron et de son antiparticule le positon (Figure 3.14).

Ce processus ne peut avoir lieu que si l'énergie disponible dans le centre de masse est supérieure à la somme des masses au repos de l'électron et du positon (1.022 MeV). Cette interaction ne peut avoir lieu que dans la matière pour assurer la conservation de la quantité de mouvement.

La section efficace de création de paire est dominante à une énergie supérieure à 15 MeV (Figure 3.15).

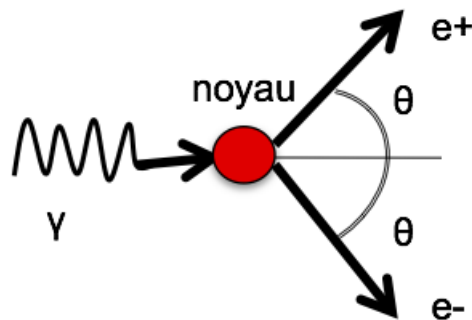


Figure 3.14 – Création de paires dans la matière.

3.2.1.4 Photons dans le détecteur Medipix2-USB

Lorsque des photons interagissent dans le silicium (dans cette thèse nous travaillons à des énergies où l'effet photoélectrique et la diffusion Compton sont dominants), ils seront détectés à partir des photo-électrons (effet photo-électrique) ou des électrons de recul (effet Compton). Ces électrons laisseront des traces dans le Medipix2-USB comme celles montrées dans la section 3.1.2.

3.2.2 Neutrons lents

3.2.2.1 Réactions nucléaires dans les convertisseurs

Les neutrons lents sont thermiquement excités jusqu'à atteindre une énergie de 0.025 eV. Les neutrons lents sont détectés à l'aide d'un convertisseur par les produits des ré-

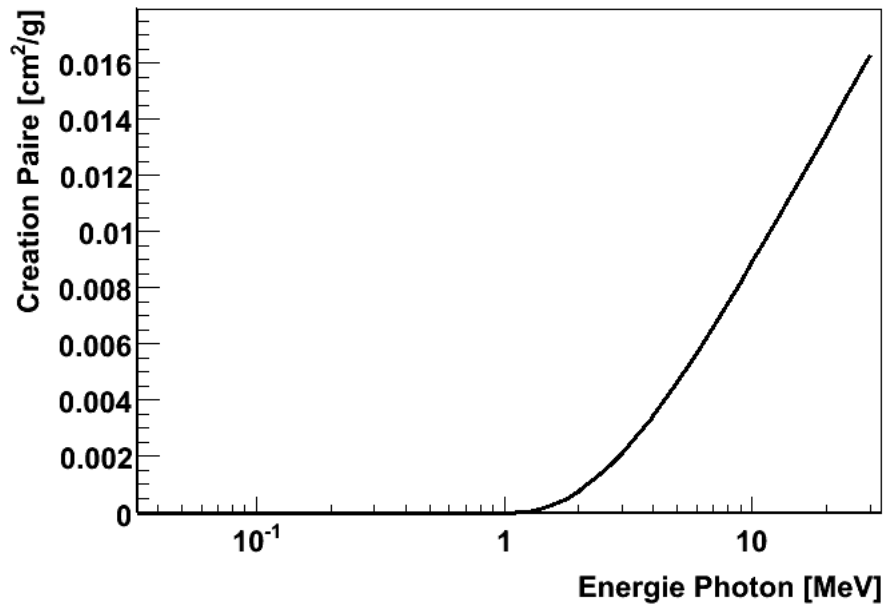


Figure 3.15 – Section efficace de la création de paires dans le silicium en fonction de l'énergie du photon[16].

actions nucléaires entre les neutrons et les noyaux du convertisseur. Ces réactions ont de très grandes sections efficaces. Les convertisseurs les plus populaires sont ceux contenant du bore (par exemple le gaz BF_3) et du lithium (par exemple le 6LiF).

Les réactions nucléaires des neutrons lents avec le bore sont :



L'énergie de réaction ("Q-value") est de 2.792 MeV pour l'état fondamental (6%) et de 2.310 MeV pour l'état excité (94%).

Étant donné que la quantité de mouvement du neutron est presque nulle (le neutron lent est presque considéré comme étant au repos), suite à la réaction nucléaire, les parti-

cules produites vont être émises dans des directions opposées. À partir de la conservation de l'énergie et de la conservation de la quantité de mouvement, les énergies des particules de la réaction (3.11) sont : $E_{Li} = 0.84$ MeV et $E_{\alpha} = 1.47$ MeV [4] et leur portée respective dans le bore est de $1.83 \mu\text{m}$ et $3.53 \mu\text{m}$. Donc, malgré la grande section efficace de la réaction (3840 barn), la plupart des particules produites dans cette réaction nucléaire vont être absorbées dans le BF_3 et ne pourront pas reculer dans le silicium.

La réaction nucléaire des neutrons lents avec le lithium est :



L'énergie de réaction est de 4.78 MeV et l'énergie cinétique des particules produites est 2.73 MeV pour le tritium et 2.05 MeV pour la particule alpha. Ces deux particules sont émises en directions opposées et la section efficace de la réaction est de 940 barn. La portée dans le LiF des particules produites est $33.21 \mu\text{m}$ pour le tritium et $6.05 \mu\text{m}$ pour la particule- α . Les noyaux de tritium pourront pour la plupart éviter d'être absorbés dans le convertisseur (voir section 3.2.2.2).

3.2.2.2 Convertisseur de Fluorure de Lithium

Nous allons approfondir les caractéristiques du convertisseur de fluorure de lithium couvrant en partie le détecteur ATLAS-MPX (Figure 3.16).

L'efficacité de détection des neutrons lents par le détecteur va dépendre de l'épaisseur du convertisseur. Plus le convertisseur est épais, plus la probabilité d'interaction dans le matériau du convertisseur augmente, par contre il est probable que les particules secondaires seront absorbées dans le convertisseur. Il est donc primordial de trouver un compromis entre l'atténuation des neutrons et l'absorption des particules secondaires pour atteindre une efficacité de détection optimale.

Le fluorure de lithium (${}^6\text{LiF}$) a été choisi pour la grande section efficace de la réaction

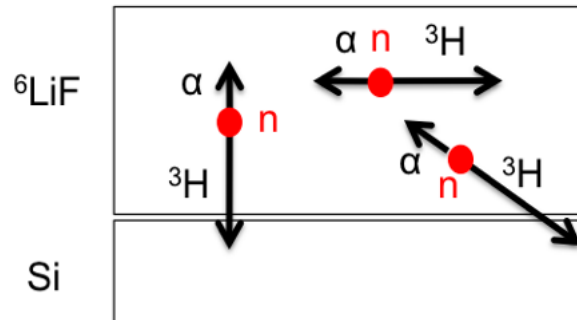


Figure 3.16 – Convertisseur de fluorure de lithium déposé sur un détecteur au silicium.

nucléaire entre les neutrons lents et le lithium (940 barn, $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$). La section efficace de la réaction entre les neutrons et le fluorure est négligeable (0.0096 barn).

3.2.2.3 Probabilité de détection des neutrons lents

La probabilité de détection des neutrons lents a été calculée en faisant les hypothèses suivantes [18] :

- 1) Les neutrons incidents se déplacent en direction perpendiculaire à la surface du convertisseur ${}^6\text{LiF}$.
- 2) La région de contact entre le convertisseur et le détecteur est d'épaisseur négligeable.

La probabilité qu'une particule chargée produite dans l'interaction neutron lent - convertisseur atteigne le détecteur au silicium dépend de sa portée dans le convertisseur, de l'atténuation du faisceau des neutrons et de l'épaisseur du convertisseur. Par exemple, si l'épaisseur du convertisseur est supérieure à la portée de la particule (tritium ou alpha), la probabilité de détection est nulle. Pour l'évaluation de la probabilité de détection il faut donc considérer que :

- 1) La densité de probabilité d'interaction entre le neutron lent et le lithium dans le convertisseur à une profondeur x est :

$$dP_{int} = \mu dx \quad (3.13)$$

$\mu = 57.8 \text{ cm}^{-1}$ étant le coefficient d'absorption du neutron dans le ${}^6\text{LiF}$

$$\mu = n\sigma_{tot} = \rho \frac{N_a}{A} \sigma_{tot} \quad (3.14)$$

σ_{tot} est la section efficace totale de la réaction neutron- ${}^6\text{LiF}$, ρ est la densité du ${}^6\text{LiF}$, N_a est le nombre d'Avogadro et A est le poids atomique.

2) La probabilité que le neutron puisse parcourir une certaine distance x dans ${}^6\text{LiF}$ sans interagir est :

$$P_n = \exp(-\mu x) \quad (3.15)$$

3) La probabilité pour la particule chargée d'aller vers le haut ou vers le bas est :

$$P_{\uparrow} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{R}\right) \quad (3.16)$$

$$P_{\downarrow} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{(d-x)}{R}\right) \quad (3.17)$$

où R est la portée de la particule dans le ${}^6\text{LiF}$ et d est l'épaisseur du convertisseur de ${}^6\text{LiF}$.

On va s'intéresser à la probabilité de détection des particules chargées se dirigeant vers le bas (vers le détecteur de silicium).

La densité de probabilité de détection est :

$$dP_{det} = \exp(-\mu x) \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d-x}{R}\right) \mu dx \quad (3.18)$$

$$P_{det} = \frac{1}{2} \left(-\exp(-\mu x) - \frac{1}{R} \left(-(d-x)\exp(-\mu x) + \frac{\exp(-\mu x)}{\mu} \right) \right) \quad (3.19)$$

En intégrant de 0 à d (épaisseur du convertisseur) nous trouvons :

$$P_{det} = \frac{1}{2}(-\exp(-\mu d) + 1 - \frac{\exp(-\mu d)}{\mu R} - \frac{d}{R} + \frac{1}{\mu R}) \quad (3.20)$$

Nous cherchons l'épaisseur pour laquelle la probabilité est maximale.

$$\frac{dP_{det}}{d(d)} = 0 \quad (3.21)$$

Nous trouvons donc :

$$\frac{1}{2}(\mu \exp(-\mu d_{opt}) + \frac{\exp(-\mu d_{opt})}{R} - \frac{1}{R}) = 0 \quad (3.22)$$

Finalement :

$$d_{opt} = \frac{1}{\mu} \ln(\mu R + 1) \quad (3.23)$$

En évaluant numériquement, l'épaisseur optimale d_{opt} est :

$$\begin{aligned} d_{opt} &= 30.37 \mu\text{m} \text{ (pour le tritium)} \\ d_{opt} &= 5.94 \mu\text{m} \text{ (pour la particule-}\alpha\text{)} \end{aligned}$$

Les neutrons lents sont alors détectés à partir du tritium (particule lourde chargée) dans le silicium avec une énergie égale ou inférieure à 2.73 MeV.

3.2.3 Neutrons rapides

3.2.3.1 Collisions élastiques

Les neutrons rapides transfèrent leur énergie cinétique aux particules chargées par collisions élastiques. Plus le matériau du convertisseur est léger, plus le transfert d'énergie est grand.

L'énergie de recul E_R du noyau dans le système du laboratoire est [4] :

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2 \theta) E_n \quad (3.24)$$

où A est le poids atomique de la cible, E_n est l'énergie cinétique du neutron incident et θ est l'angle de diffusion du noyau de recul dans le système du laboratoire. L'énergie de recul du noyau est donc fortement dépendante de l'angle de diffusion.

L'angle de diffusion du noyau de recul est presque équiprobable pour les angles de 0° à 90° , c'est à dire que le noyau va être éjecté vers l'avant. Lorsque l'angle de diffusion est nul, le transfert d'énergie est maximal et le neutron rapide est ralenti :

$$E_{R|Max} = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \quad (3.25)$$

À partir de l'énergie de transfert maximale, on peut établir la fraction maximale d'énergie transférée :

$$\frac{E_{R|Max}}{E_n} = \frac{4A}{(1+A)^2} \quad (3.26)$$

Le tableau 3.I montre la fraction maximale d'énergie pour plusieurs noyaux cibles. L'hydrogène est l'atome qui permet un transfert total d'énergie. Étant donné qu'il s'agit de l'atome le plus léger, la portée de l'hydrogène (proton) va être la plus grande.

Tableau 3.I – Fraction maximale transférée au noyau de masse A par un neutron rapide. La fraction maximale diminue quand la masse du noyau de recul augmente.

Noyau cible	A	Fraction maximale
1_1H	1	1
2_1H	2	0.889
3_2He	3	0.750
4_2He	4	0.640
${}^{12}_6C$	12	0.284
${}^{16}_8O$	16	0.221

3.2.3.2 Convertisseur de polyéthylène

Le convertisseur utilisé le plus couramment pour la détection des neutrons rapides est le polyéthylène, matériau riche en hydrogène (Figure 3.17). La probabilité de détection des neutrons rapides dépend, comme dans le cas des neutrons lents, de l'épaisseur du convertisseur. Dans cette section, nous étudierons les caractéristiques de la détection des neutrons rapides en supposant que l'épaisseur du convertisseur est de 1.3 mm (comme dans le détecteur ATLAS-MPX).

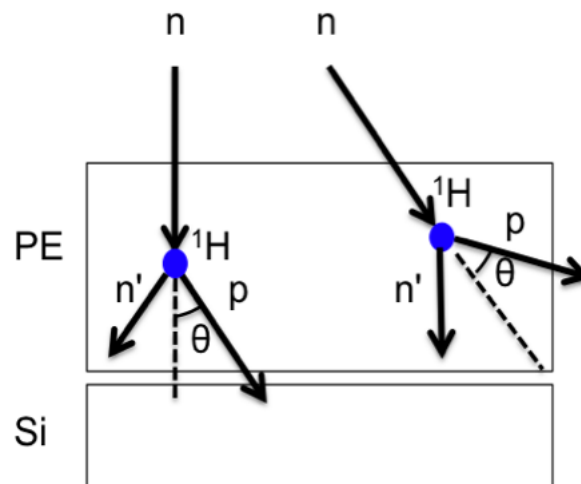


Figure 3.17 – Convertisseur de polyéthylène couvrant un détecteur au silicium. Le neutron rapide transfère son énergie au noyau d'hydrogène et le proton recule.

Le polyéthylène contient aussi du carbone mais étant donné que le transfert d'énergie lors de la collision élastique du carbone avec le neutron rapide est très petit (voir Tableau 3.I) et que la portée du carbone dans le polyéthylène est de quelques microns (voir Figure 3.18 a), le carbone est absorbé dans le convertisseur (en supposant que l'épaisseur du convertisseur soit de l'ordre du mm).

La génération de protons de recul énergétiques est très importante pour pouvoir produire un signal dans le détecteur. L'énergie des protons de recul dépend de l'énergie des neutrons incidents et de l'angle de diffusion du proton dans le polyéthylène.

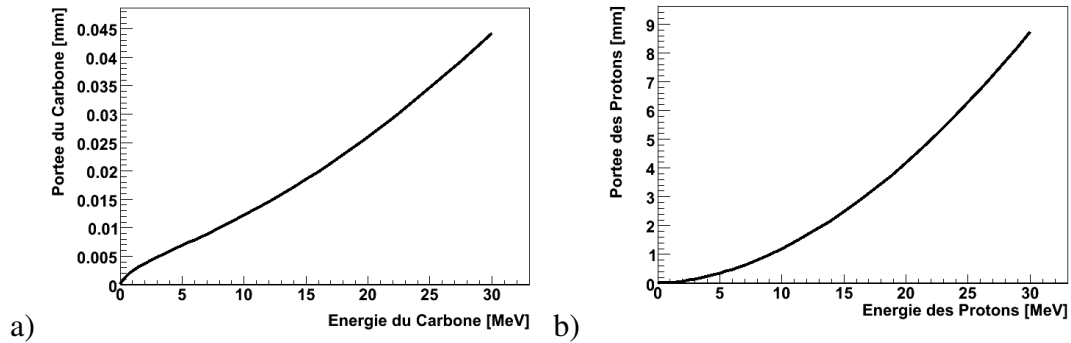


Figure 3.18 – a) Portée du carbone dans le polyéthylène en fonction de son énergie cinétique [14]. La portée du carbone est petite comparée à l'épaisseur du convertisseur (1.3 mm). b) Portée du proton dans le polyéthylène en fonction de son énergie cinétique [14].

La Figure 3.18 b, présente la portée des protons dans le polyéthylène en fonction de leur énergie. Notons que lorsque les protons de recul ont une énergie supérieure à 10 MeV, ils peuvent traverser complètement la couche de polyéthylène de 1.3 mm d'épaisseur pour être détectés dans le silicium.

La section efficace élastique [19] des neutrons rapides avec l'hydrogène et le carbone a été multipliée par le nombre d'atomes d'hydrogène et de carbone dans le convertisseur. Ceci a pour but d'évaluer le nombre d'atomes par cm qui ont une collision élastique dans le polyéthylène (voir Figure 3.19). Lorsque les neutrons ont une énergie inférieure à 18 MeV, les collisions élastiques entre les neutrons et l'hydrogène sont favorisées par rapport aux collisions élastiques entre les neutrons et le carbone. La section efficace élastique entre le neutron et l'hydrogène diminue fortement quand l'énergie cinétique des neutrons augmente parce que d'autres interactions sont favorisées (collisions inélastiques).

En utilisant les sections efficaces différentielles [19], la distribution angulaire des protons de recul a été évaluée pour des neutrons rapides ayant des énergies entre 1 MeV

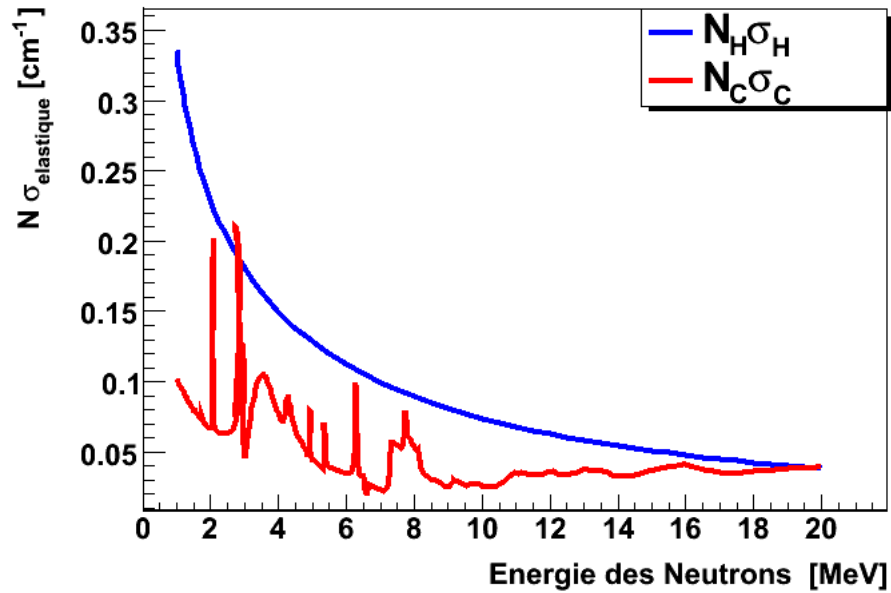


Figure 3.19 – Le nombre d’atomes par cm du convertisseur ayant une collision avec les neutrons rapides. $N_H\sigma_H$ représente les collisions entre les neutrons et l’hydrogène (bleu) avec $N_H = 7.91.10^{22}$ atomes/cm³. $N_C\sigma_C$ représente les collisions entre les neutrons et le carbone (rouge) avec $N_C = 3.96.10^{22}$ atomes/cm³.

et 4 MeV (Figure 3.20). Dans tous les cas, l’émission des protons vers l’avant (0 degré) est favorisée. L’émission des protons vers l’avant devient plus importante lorsque l’énergie des neutrons augmente. Aussi, dans tous les cas, la probabilité angulaire diminue autour de 45 degrés et finalement elle devient minimale à 90 degrés. Il faut noter que pour certains cas, la variation de la probabilité angulaire entre 0 et 90 degrés est négligeable et la probabilité angulaire de diffusion peut être considérée comme étant équiprobable.

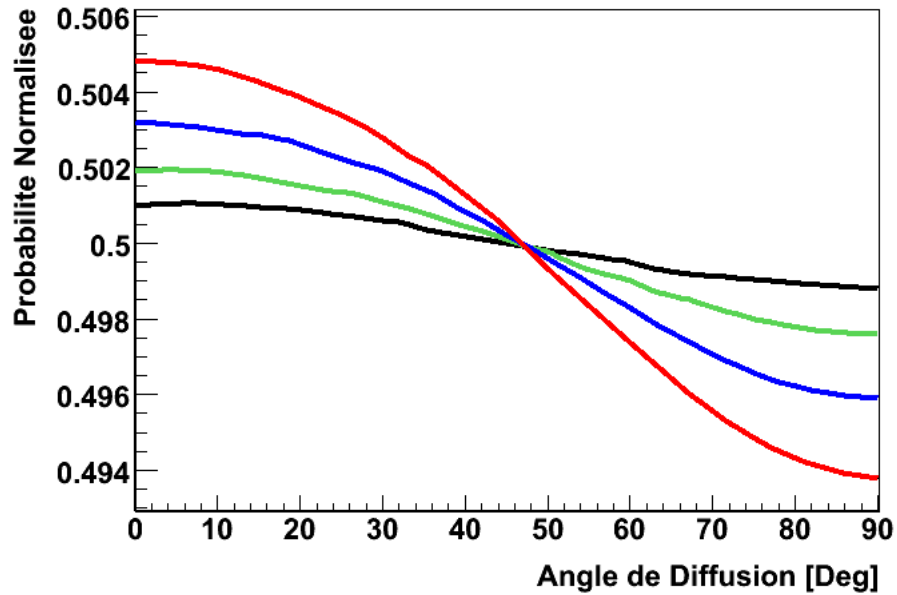


Figure 3.20 – Probabilité angulaire de diffusion[19] pour des neutrons de 1 MeV (noir), 2 MeV (vert), 3 MeV (bleu) et 4 MeV (rouge).

3.2.3.3 Réactions nucléaires dans le silicium

Les neutrons rapides peuvent aussi faire des réactions nucléaires directement dans le silicium. Dans le tableau 3.II, des réactions nucléaires possibles pour des neutrons entre 0 et 10 MeV sont montrées avec leur Q-value et leur seuil en énergie pour permettre la réaction. Les réactions possibles pour les neutrons entre 0 et 30 MeV sont présentées dans l'annexe II.

Tableau 3.II – Réactions nucléaires des neutrons rapides dans le silicium pour un seuil d'énergie de réaction entre 0 et 10 MeV [20].

Produit de la réaction	Q-value [keV]	Seuil de la réaction [keV]
$^{29}\text{Si}+\gamma$	8473.57	0.00
$^{28}\text{Si}+\text{n}$	0.00	0.00
$^{25}\text{Mg}+\alpha$	-2653.57	2749.27
$^{28}\text{Al}+\text{p}$	-3860.01	3999.22
$^{27}\text{Al}+\text{d}$	-9360.55	9698.12
$^{24}\text{Mg}+\text{n}+\alpha$	-9984.15	10344.20

CHAPITRE 4

RECONNAISSANCE DES PARTICULES LOURDES AVEC PIXELMAN

La reconnaissance de traces des particules est effectuée à partir des algorithmes du code Pixelman [7]. Les amas de pixels sont catégorisés en six groupes : "dots", "small blobs", "heavy blobs", "heavy tracks", "straight tracks" et "curly tracks" (voir Figure 4.1) [21]. La reconnaissance de traces des particules est réalisée à partir de l'extraction des paramètres géométriques qui servent à déterminer le type de la particule (sa catégorie).

Dans cette thèse de maîtrise nous nous intéressons à la réponse des neutrons rapides par les protons de recul dans le polyéthylène et les particules- α produites lors des réactions nucléaires directes entre les neutrons et le silicium. Pour cette raison, l'étude de la reconnaissance de traces se concentrera sur l'optimisation des paramètres des "heavy blobs" et des "heavy tracks".



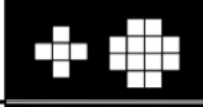
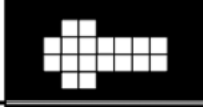


Dots		Photons et électrons
Small blobs		Photons et électrons
Heavy blobs		Particules lourdes ionisantes
Heavy tracks		Particules lourdes ionisantes → l'incidence n'est pas perpendiculaire à la surface du détecteur (courbe de Bragg)
Straight tracks		MIP particules au minimum d'ionisation
Curly tracks		Électrons énergétiques

Figure 4.1 – Catégorisation des particules par le code Pixelman.

4.1 Expériences pour l'optimisation de la reconnaissance des particules chargées

Les algorithmes du code Pixelman utilisent des paramètres géométriques pour l'identification des particules. La forme des traces des particules chargées lourdes ("heavy blobs" et "heavy tracks") est très spécifique et elle dépend fortement de l'énergie cinétique de la particule, du seuil d'énergie, du voltage appliqué et de l'angle d'incidence (voir Figure 4.2). Cette étude porte principalement sur les paramètres géométriques pour un voltage fixe (100 V) et pour un seuil d'énergie fixe (8 keV).

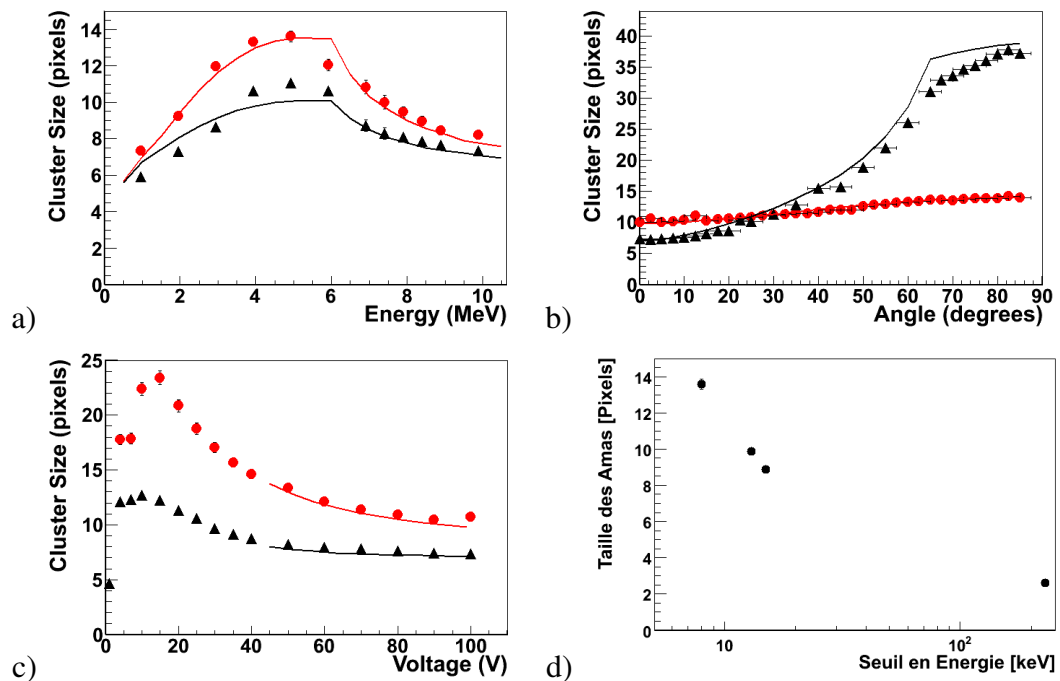


Figure 4.2 – Réponse du détecteur Medipix2-USB aux protons. a) Taille des amas en fonction de l'énergie de la particule incidente à 0 degrés pour 100 V (▲) et 50 V (●). b) Taille des amas en fonction de l'angle d'incidence pour des protons de 9.9 MeV (▲) et pour des protons de 3.9 MeV (●). c) Taille des amas en fonction du voltage appliqué au détecteur pour des protons de 9.9 MeV (▲) et pour des protons de 3.9 MeV (●). d) Taille des amas en fonction du seuil d'énergie pour des protons de 3.9 MeV [13].

4.2 Paramètres géométriques des "heavy blobs" et des "heavy tracks"

Des expériences ont été réalisées à l'accélérateur de particules (Tandem de 6 MV) de l'Université de Montréal avec le détecteur Medipix2-USB. Le but de ces expériences était d'obtenir les données nécessaires à la préparation de l'algorithme de Pixelman pour la reconnaissance des particules chargées lourdes. Cette préparation est nécessaire pour ensuite étudier la réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons rapides.

Les paramètres de Pixelman concernant les "heavy blobs" et les "heavy tracks" sont [21] :

- "Inner count" : Nombre des pixels qui ont quatre voisins dans l'amas de pixels. Ce paramètre détermine la grandeur minimale des amas appartenant aux catégories des particules lourdes. Le plus petit amas est de cinq pixels avec un "inner count".
- "Radius dev" : À partir de l'aire des amas A (nombre de pixels), le diamètre d'un cercle est calculé ($d = 2\sqrt{A/\pi}$). Ce diamètre est comparé à la distance maximale (d_{max}) trouvée entre deux pixels de l'amas. La déviation du rayon est donc : d_{max}/d . Ce paramètre permet d'évaluer la rondeur de l'amas et il est utilisé pour la reconnaissance des "heavy blobs".
- "Inner-border ratio" : Rapport entre les pixels de l'intérieur de l'amas ("inner count") et le reste des pixels.

4.2.1 Montage expérimental : Rétrodiffusion de Rutherford

L'expérience consiste à frapper le détecteur avec des protons et des particules- α à plusieurs énergies cinétiques et à plusieurs angles d'incidence. Le montage de rétrodiffusion de Rutherford (voir Figure 4.3) a été préparé pour avoir un bas flux de particules tout en contrôlant l'énergie finale des particules et l'angle d'incidence. Il faut noter que toutes les expériences sont faites sous un vide de 3.10^{-7} Torr. L'accélérateur peut produire un courant d'environ une centaine de nA, c'est à dire que le nombre de protons accélérés par sec est de $6.25.10^{11}$.

Dans la grande chambre, une feuille d'or de $0.18 \mu\text{m}$ d'épaisseur est placée à 45 degrés par rapport à la ligne du faisceau. Le détecteur Medipix2-USB est placé à 90 degrés par rapport à la ligne du faisceau (dans la petite chambre), par conséquent seules les particules diffusées à 90 degrés et passant à travers le collimateur (situé entre la grande chambre et la petite chambre) frapperont le détecteur. À partir de la section efficace différentielle de Rutherford à 90 degrés (voir Équation 4.1), il est possible de connaître le nombre de particules qui frappent le détecteur. On estime que pour un faisceau de protons de 6 MeV, le détecteur reçoit environ 140 protons par seconde [22].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \frac{Z_i^2 Z_{Or}^2 e^4}{E_i^2} \sqrt{1 - \frac{m_i^2}{m_{Or}^2}} \quad (4.1)$$

Z_{Or}^2 et m_{Or} sont le numéro atomique et la masse de l'or. Z_i^2 , m_i et E_i sont le numéro atomique, la masse et l'énergie cinétique des particules incidentes. La section efficace différentielle est inversement proportionnelle au carré de l'énergie cinétique des particules incidentes, par conséquent le flux de particules qui arrivent au détecteur diminue quand l'énergie des particules augmente.

4.2.2 Réponse du détecteur Medipix2 -USB aux particules chargées lourdes

Les expériences ont été réalisées avec des faisceaux de protons de 1 MeV à 10 MeV et avec des faisceaux de particules- α de 2 MeV à 16.5 MeV. Les Tableaux 4.I et 4.II, montrent les différentes énergies des particules diffusées à 90 degrés et la portée des particules dans le détecteur.

Le détecteur est placé à divers angles d'incidence entre 0 degré (particules incidentes entrant perpendiculairement à la surface du détecteur) et 85 degrés (les particules incidentes sont presque parallèles à la surface du détecteur). Les Figures 4.4 et 4.5 montrent la réponse du détecteur aux protons et aux particules- α de 10 MeV pour deux angles d'incidence (0 et 85 degrés).

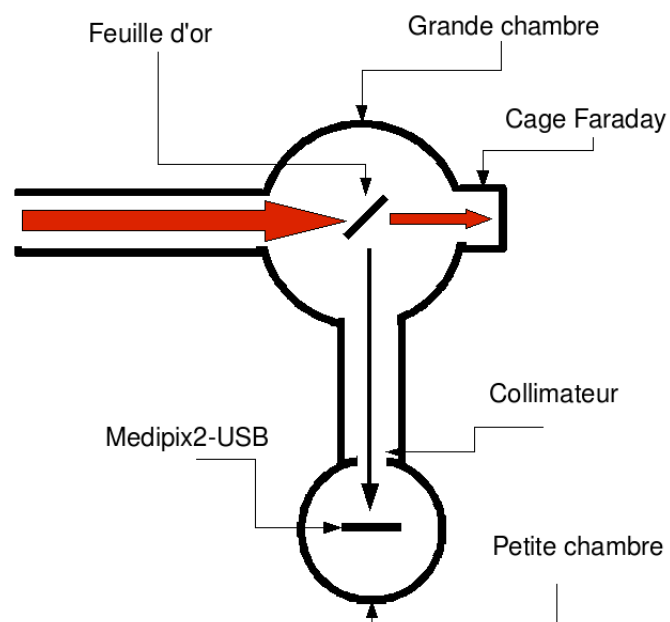
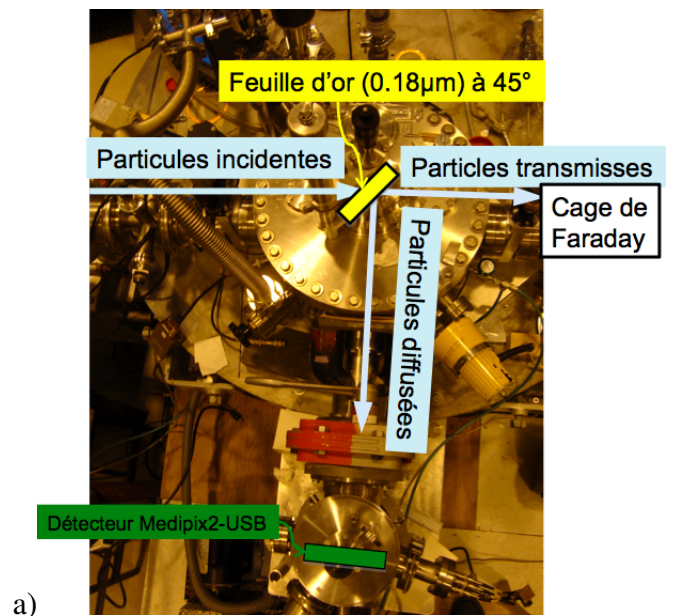


Figure 4.3 – Le système de rétrodiffusion Rutherford de l'accélérateur tandem de l'Université de Montréal pour la détection des particules chargées.

E_i [MeV]	E_f [MeV]	Portée [μ m]	E_{abs} [MeV]
1.0	0.96	15.36	1.0
2.0	1.96	46.11	2.0
3.0	2.95	89.66	3.0
4.0	3.94	144.94	4.0
5.0	4.94	211.39	5.0
6.0	5.93	288.37	6.0
7.0	6.92	375.60	4.10
7.5	7.41	423.96	3.71
8.0	7.91	472.93	3.41
8.5	8.40	525.90	3.17
9.0	8.90	579.77	2.98
10.0	9.90	696.10	2.68

Tableau 4.I – Énergie initiale et finale des protons après rétrodiffusion dans la feuille d'or. La portée des protons dans le silicium sert d'information sur la longueur des traces dans le détecteur et sur le dépôt total ou partiel de l'énergie des particules dans le détecteur. E_{abs} est l'énergie absorbée dans le silicium d'un proton entrant perpendiculaire par rapport à la surface du détecteur.

E_i [MeV]	E_f [MeV]	Portée [μ m]	E_{abs} [MeV]
2.0	1.76	6.26	2.0
4.0	3.71	16.03	4.0
6.0	5.66	29.22	6.0
8.0	7.59	45.50	8.0
10.0	9.52	64.59	10.0
12.0	11.49	86.62	12.0
13.0	12.41	98.70	13.0
14.0	13.38	111.46	14.0
15.0	14.34	124.89	15.0
16.0	15.30	138.99	16.0
16.5	15.78	146.28	16.5

Tableau 4.II – Énergie initiale et finale des particules- α après la rétrodiffusion dans la feuille d'or. La portée des particules- α dans le silicium sert d'information sur la longueur des traces dans le détecteur et sur le dépôt total ou partiel de l'énergie des particules dans le détecteur. E_{abs} est l'énergie absorbée dans le silicium d'une particules- α entrant perpendiculaire par rapport à la surface du détecteur.

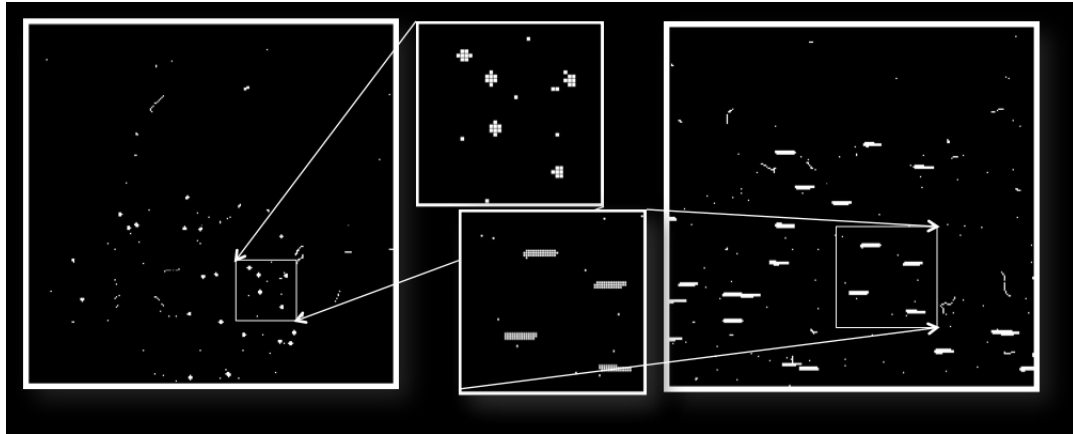


Figure 4.4 – Réponse du détecteur Medipix2-USB aux protons de 10 MeV à une incidence de 0 degrés (à gauche) et à une incidence de 85 degrés (à droite). On peut voir (à droite) les traces suivant les courbes de dépôt d'énergie de Bragg.

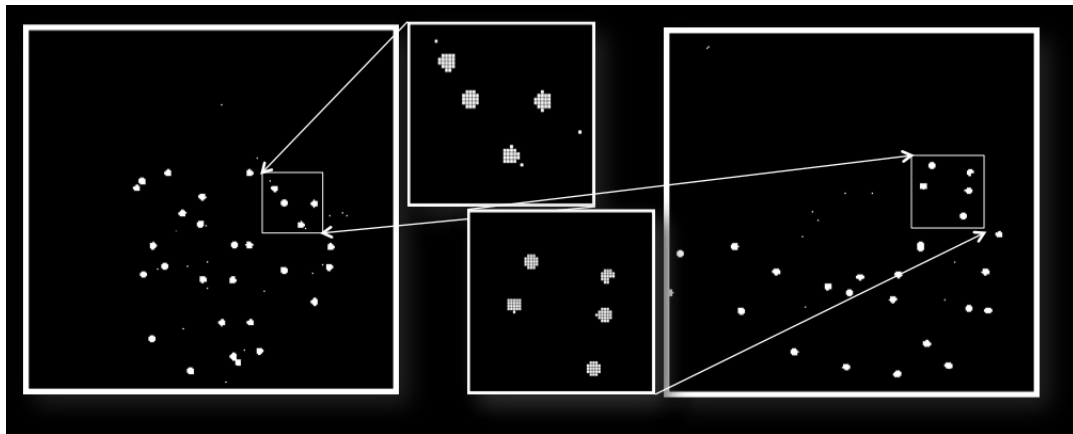


Figure 4.5 – Réponse du détecteur Medipix2-USB aux particules- α de 10 MeV à une incidence de 0 degrés (à gauche) et à une incidence de 85 degrés (à droite).

4.2.3 Résultats et ajustement des paramètres géométriques

La Figure 4.6, montre la taille des amas des traces en fonction de l'énergie cinétique des particules (protons et particules- α) pour trois angles d'incidence (0, 45 et 85 degrés). La Figure 4.6a, montre que les protons rentrant à 0 degrés et à 45 degrés présentent une diminution de la taille des amas après une énergie cinétique de 6 MeV et 7 MeV respectivement. En fait, à partir de ces énergies, les protons ne déposent pas toute leur

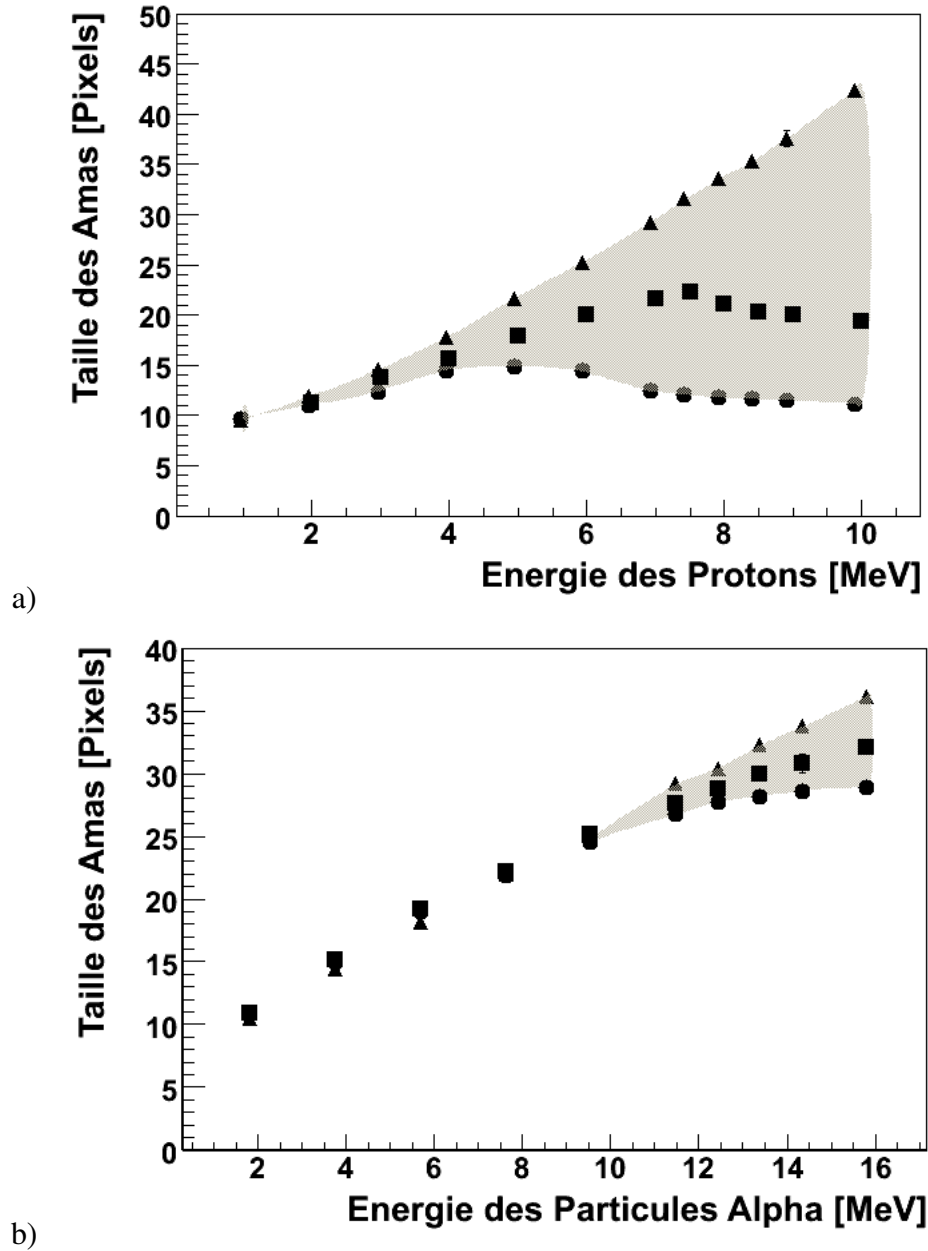


Figure 4.6 – Taille des amas en fonction de l'énergie cinétique des particules pour différents angles (0 degré (●), 45 degrés (■) et 85 degrés (▲)). Les particules sont a) protons et b) particules- α . Les données ont été normalisées pour un seuil d'énergie de 8 keV [23].

énergie dans le détecteur étant donné que la portée de la particule est supérieure à la distance parcourue dans le détecteur (300 μm et 424.2 μm pour une particule à 0 et

45 degrés d'incidence respectivement). Il faut noter qu'un proton de 10 MeV rentrant perpendiculairement à la surface du détecteur (0 degré) laisse une trace de la même taille que celle d'un proton d'environ 2 MeV avec le même angle d'incidence (voir Tableau 4.I). À 45 degrés la taille des amas du proton de 10 MeV est comparable à celle du proton de 6 MeV. À 85 degrés le proton de 10 MeV est complètement absorbé dans le détecteur et la taille des amas n'est pas comparable aux autres énergies au même angle d'incidence.

Le cas est très différent pour les particules- α (Figure 4.6b), dont la portée est très petite et pour un même angle d'incidence la taille de l'amas à une énergie déterminée est unique. Par contre, une trace d'une particule- α à 0 degré avec une énergie cinétique de 16 MeV est très similaire à celle d'une particule- α à 85 degrés avec une énergie cinétique de 12 MeV.

Il est important d'étudier la différence et les limites de reconnaissance des traces entre les "heavy blobs" et les "heavy tracks". Cette étude porte sur le pourcentage des "heavy tracks" de protons de 3, 5, 6 et 10 MeV ($100 \times \text{"heavy tracks"} / (\text{"heavy tracks"} + \text{"heavy blobs"})$) à plusieurs angles d'incidence (Figure 4.7). Dans la Figure 4.7, nous pouvons remarquer que la proportion des "heavy tracks" atteint 100% à partir d'environ un angle d'incidence supérieur à 30 degrés pour les protons de 10 MeV, la même tendance est observée pour des protons de 6 MeV. Pour les protons de 3 MeV et 5 MeV il existe aussi un angle critique où le pourcentage des "heavy tracks" commence à augmenter mais n'atteint pas 100 %.

Il est possible de calculer l'angle critique pour lequel les "heavy blobs" commencent à être catégorisés comme "heavy tracks" [24] :

$$Radius\ dev = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\sqrt{(x_0 + \frac{300}{55 \tan \theta_{crit}} - 2)^2 + (y_0 - 1)^2}}{\sqrt{(x_0 + \frac{300}{55 \tan \theta_{crit}} - 1)y_0}} \quad (4.2)$$

"Radius dev" est fixé à 1.05¹, x_0 et y_0 sont les dimensions des amas à 0 degré. L'épaisseur du détecteur est de 300 μm et le côté de chaque pixel est de 55 μm . L'angle critique

¹Valeur trouvée d'après l'optimisation des valeurs des paramètres de la reconnaissance des traces [23].

(θ_{crit}) est calculé pour les quatre énergies des protons étudiées (Tableau 4.III). Les autres paramètres pour la reconnaissance des heavy blobs et des heavy tracks sont fixés : "inner count" = 2 (le plus petit amas est de 8 pixels) et "inner-border ratio" = 0.1.

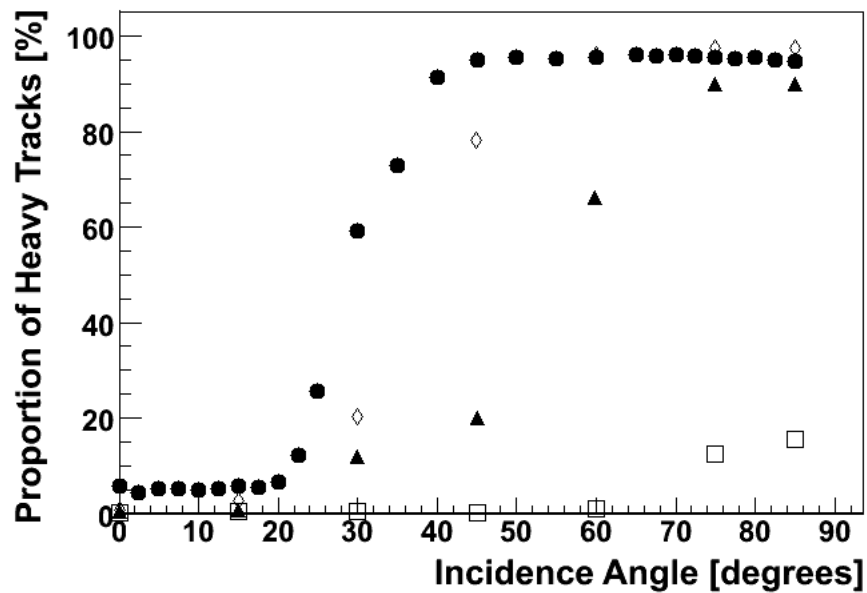


Figure 4.7 – Pourcentage de "heavy tracks" pour des protons de 3 MeV (\square), 5 MeV (\blacktriangle), 6 MeV (\diamond) et 10 MeV (\bullet) en fonction de l'angle d'incidence par rapport à la normale de la surface du détecteur [23].

E_i [MeV]	Portée [μm]	θ_{crit} [degrés]
3.0	89.66	70
5.0	211.39	57
6.0	288.39	35
10.0	696.10	28.5

Tableau 4.III – Énergie initiale des protons (première colonne) et leur portée (deuxième colonne) dans le silicium. L'angle critique (troisième colonne) correspond à l'angle à partir lequel les traces des protons commencent à être identifiées comme "heavy tracks".

Les protons avec une énergie inférieure à ~ 400 keV laissent des amas d'une taille inférieure à 5 pixels et par conséquent ne peuvent pas être distingués des photons et des

électrons. La Figure 4.8, illustre la difficulté de distinguer les protons de 400 keV des photons et des électrons.

Le même problème de reconnaissance de traces doit être rencontré pour des particules très énergétiques. En prenant le cas des protons entre 11 MeV et 30 MeV, on peut estimer l'énergie déposée dans le silicium qui est entre 2.45 MeV et 1.05 MeV. Il faut donc noter que les protons ayant une énergie supérieure à 30 MeV ne peuvent pas être identifiés comme "heavy blobs" (à 0 degré d'incidence) à bas seuil d'énergie et ils seront identifiés comme photons ou électrons.

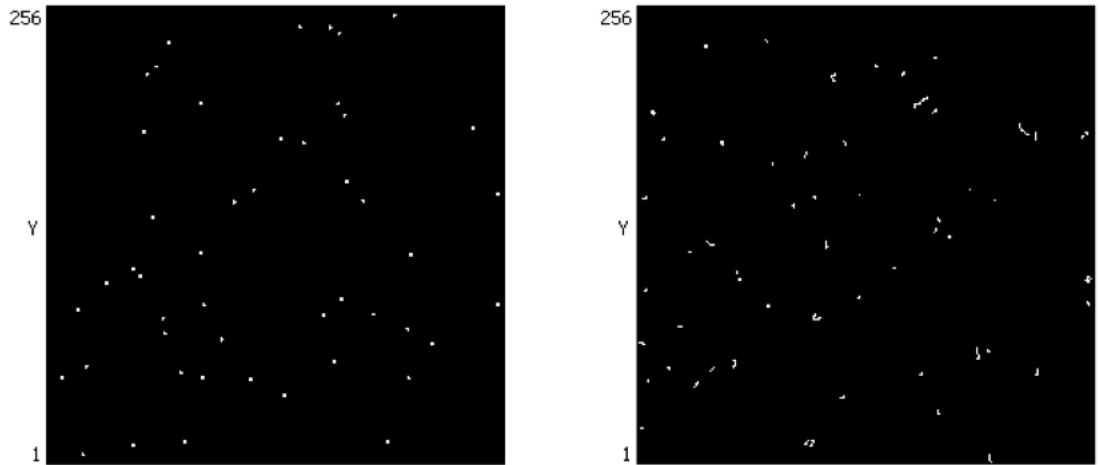


Figure 4.8 – Réponse du détecteur Medipix2-USB aux protons de 400 keV (à gauche) et à un champ de radiation composé de photons et d'électrons avec des protons de 400 keV (à droite).

E_i [MeV]	Portée	E_{abs} [MeV]
11.0	837.16 μm	2.45
12.0	974.42 μm	2.25
13.0	1.12 mm	2.10
14.0	1.28 mm	1.97
15.0	1.44 mm	1.86
20.0	2.39 mm	1.45
30.0	4.91 mm	1.05

Tableau 4.IV – La portée des protons dans le silicium sert d'information sur la longueur des traces dans le détecteur et sur le dépôt total ou partiel de l'énergie des particules dans le détecteur. E_{abs} est l'énergie absorbée dans le silicium.

CHAPITRE 5

RÉPONSE AUX NEUTRONS RAPIDES DU DÉTECTEUR ATLAS-MPX À PARTIR DES SOURCES RADIOACTIVES ^{252}Cf ET $^{241}\text{AmBe}$

Les données des mesures de la réponse aux neutrons rapides du détecteur ATLAS-MPX ont été prises à Prague, au Czech Metrology Institute (CMI) en collaboration avec l'Institute of Experimental and Applied Physics (IEAP). Les expériences consistaient en la mesure des champs de neutrons mixtes pour l'étude de la réponse du détecteur ATLAS-MPX et pour l'étude de son efficacité de détection des neutrons rapides. Dans ce but, deux sources de neutrons ^{252}Cf (l'énergie moyenne des neutrons est 2.13 MeV) et $^{241}\text{AmBe}$ (l'énergie moyenne des neutrons est 4.08 MeV) ont été placées à différentes distances devant deux détecteurs ATLAS-MPX de référence. En utilisant les deux sources de neutrons et leur positionnement à différentes distances, différents spectres de neutrons en énergie et différents flux de neutrons ont été produits [25].

Le but de cette expérience était d'étalonner la réponse du détecteur aux neutrons rapides (entre 2.13 MeV et 4.08 MeV) pour ensuite pouvoir reconnaître l'énergie et le flux des neutrons dans des champs mixtes inconnus.

5.1 Modes d'opération

Deux modes d'opération ont été utilisés lors des mesures : bas seuil en énergie (8 keV) et haut seuil en énergie (230 keV). Ces deux modes d'opération permettent de recueillir la même information mais avec des méthodes différentes et le choix du mode d'opération dépend principalement du bruit de fond et du flux des particules atteignant le détecteur.

5.1.1 Bas seuil d'énergie

Le bas seuil d'énergie est réglé à environ 8 keV. Ce seuil représente le plus bas seuil permis car un seuil plus bas sature le signal de bruit électronique. Chaque pixel recevant

un dépôt d'énergie d'au moins 8 keV est activé. Les particules de très basse énergie (en dessous de 8 keV) ne sont, en principe, pas détectées.

Dans le mode à bas seuil d'énergie, la reconnaissance des traces laissées par les particules incidentes dans le détecteur joue un rôle primordial. Chaque trace est identifiée individuellement et catégorisée comme il a été vu dans le chapitre précédent. Lors de la détection des neutrons rapides, les traces de protons et de particules- α sont recherchées.

5.1.2 Haut seuil d'énergie

Le haut seuil d'énergie est réglé à environ 230 keV. Ce seuil a été établi dans le but de pouvoir supprimer la réponse des détecteurs aux particules légères telles que les photons et les électrons de basse énergie comparé aux particules lourdes provenant des interactions des neutrons.

Lors des expériences avec les neutrons, chaque amas de pixels, indépendamment de leur forme, est considéré comme étant le signal d'un neutron (soit par la détection d'un proton, soit par la détection d'une particule- α ou d'un noyau de tritium). Les électrons énergétiques (énergie d'une centaine de keV) ne produisent pas de signal à haut seuil [26].

5.2 Montage expérimental

Les sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ ont été placées à différentes distances de deux détecteurs ATLAS-MPX de référence. Les sources ont été placées séparément et simultanément pour obtenir différents flux de neutrons (Figure 5.1).

À partir de l'activité de la source $A(t) = A_0 e^{-\lambda t}$ avec $\lambda = \frac{\ln(2)}{t_{1/2}}$, $t_{1/2}$ étant la demi-vie de la source, les émissions des sources ont été calculées pour les jours d'expérience (Tableau 5.I).

Le flux des neutrons est défini par :

$$\phi = \frac{N_n}{4\pi d^2} F_a(\theta) \quad (5.1)$$

N_n est le nombre de neutrons émis par seconde par la source (émission des sources le jour de l'expérience), d est la distance entre le détecteur et la source et $F_a(\theta)$ est le



Figure 5.1 – Expérience avec deux détecteurs ATLAS-MPX de référence au Czech Metrology Institute à Prague. Les sources radioactives sont placées en face des détecteurs et ne sont pas présentes dans la photographie par des raisons de sécurité.

Date	Émission Cf [s^{-1}]	Émission AmBe [s^{-1}]
17-02-2009	42 036 924 ± 294 258	21 419 135 ± 235 610
18-02-2009	42 006 774 ± 294 047	21 419 041 ± 235 609
19-02-2009	41 976 646 ± 293 837	21 418 947 ± 235 608
20-02-2009	41 946 539 ± 293 626	21 418 854 ± 235 607
21-02-2009	41 916 454 ± 293 415	21 418 760 ± 235 606
22-02-2009	41 886 390 ± 293 205	21 418 666 ± 235 605
23-02-2009	41 856 348 ± 292 994	21 418 572 ± 235 604
24-02-2009	41 826 327 ± 292 784	21 418 478 ± 235 603
25-02-2009	41 796 328 ± 292 574	21 418 384 ± 235 602
26-02-2009	41 766 351 ± 292 364	21 418 290 ± 235 601
27-02-2009	41 736 395 ± 292 155	21 418 196 ± 235 600

Tableau 5.I – Émission neutrons par les deux sources utilisées lors des expériences.

facteur d'anisotropie¹ .

¹Le facteur d'anisotropie des sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ sont $1.01 \pm 0.4\%$ et $1.04 \pm 0.3\%$ respectivement

L'erreur sur le flux des neutrons est :

$$\Delta\phi = \sqrt{\left(\frac{1}{4\pi d^2} F_a(\theta) \Delta N_n\right)^2 + \left(\frac{N_n}{4\pi d^2} \Delta F_a(\theta)\right)^2 + \left(\frac{-2N_n}{4\pi d^3} F_a(\theta) \Delta d\right)^2} \quad (5.2)$$

²⁵² Cf	²⁴¹ AmBe	Flux [cm ⁻² s ⁻¹]
12cm	-	22590.42 ±439.68
10cm	15cm	39668.46 ±753.80
12cm	15cm	30349.05 ±462.11
12cm	12cm	34536.62 ±507.14
15cm	12cm	26566.17 ±343.86
15cm	10cm	31434.53 ±474.76
-	12cm	11864.75 ±249.95

Tableau 5.II – Flux des neutrons pour les différentes distances entre les sources et les détecteurs.

5.2.1 Source ²⁵²Cf

La source ²⁵²Cf a une demi-vie de 2.6 ans. La radioactivité α représente 96.91% de l'activité de la source (voir réaction 5.3). Par contre, les particules- α émises sont absorbées dans l'acier qui encapsule la source radioactive. L'activité en neutrons est de 3.09%, la Figure 5.2 montre le spectre en énergie de référence des neutrons de la source ²⁵²Cf. En utilisant l'Équation 5.4, l'énergie cinétique moyenne des neutrons de la source ²⁵²Cf est $E_{moy} = (2.13 \pm 0.01)$ MeV. La source ²⁵²Cf se désintègre selon :



$$E_{moy} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} E d\phi(E)}{\int_{E_1}^{E_2} d\phi(E)} \quad (5.4)$$

L'erreur sur l'énergie cinétique moyenne des neutrons est :

$$\Delta E_{moy} = \frac{\sqrt{\int_{E_1}^{E_2} (E - E_{moy})^2 d\phi(E)}}{\int_{E_1}^{E_2} d\phi(E)} \quad (5.5)$$

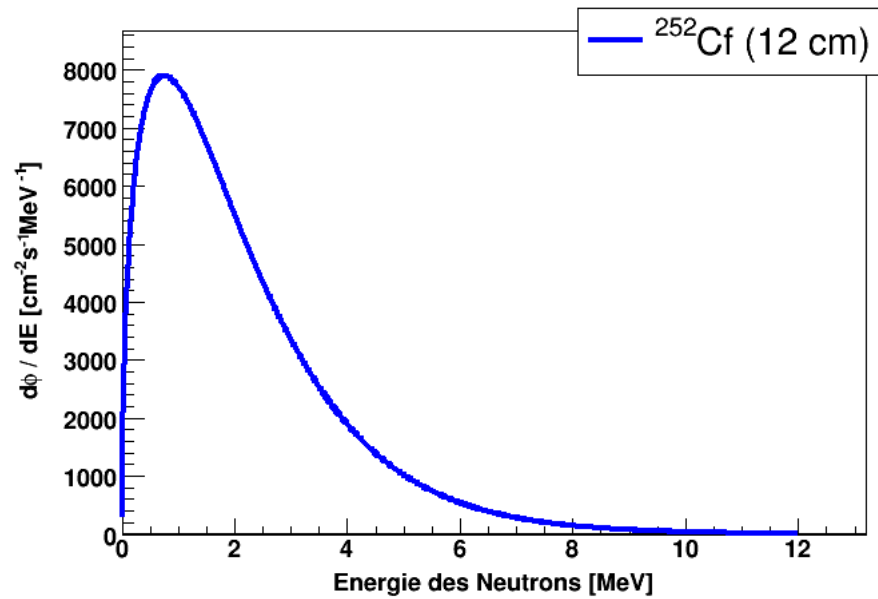


Figure 5.2 – Spectre de référence des neutrons émis par source ^{252}Cf à une distance de 12 cm des détecteurs.

5.2.2 Source $^{241}\text{AmBe}$

La source $^{241}\text{AmBe}$ a une demi-vie de 432.2 ans. Elle se désintègre selon :



D'après l'Équation 5.4, l'énergie cinétique moyenne des neutrons est 4.08 ± 0.02 MeV. La Figure 5.3 montre le spectre en énergie de référence des neutrons émis par la source $^{241}\text{AmBe}$.

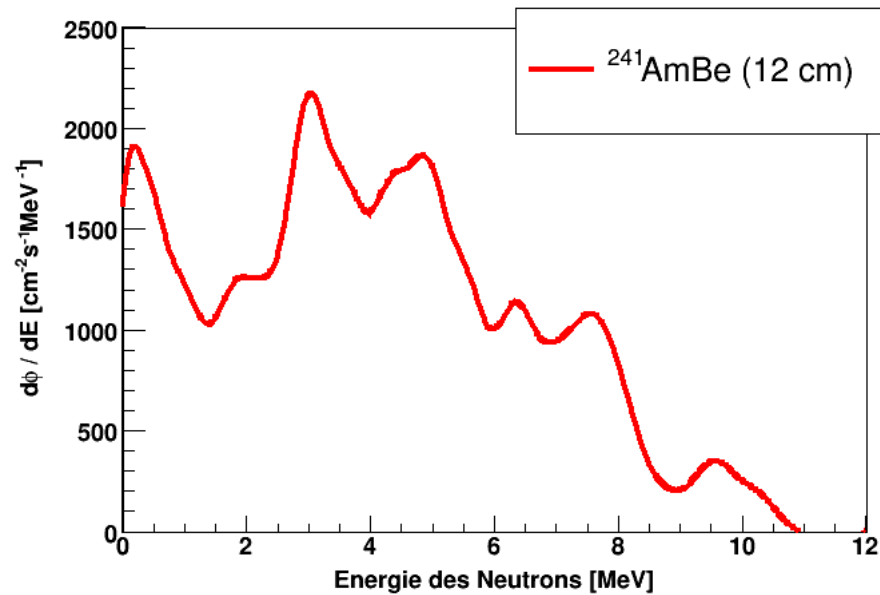


Figure 5.3 – Spectre de référence des neutrons émis par la source $^{241}\text{AmBe}$ à une distance de 12 cm des détecteurs.

5.2.3 Superposition des spectres

Lorsque les sources sont positionnées simultanément, les spectres en énergie des neutrons se superposent et l'énergie cinétique moyenne des neutrons change. Par exemple, si la source ^{252}Cf est plus proche du détecteur, l'énergie cinétique moyenne des neutrons sera plus proche de celle de la source ^{252}Cf . Par contre, si la source $^{241}\text{AmBe}$ est plus proche des détecteurs, l'énergie cinétique moyenne des neutrons sera inférieure mais proche de celle du $^{241}\text{AmBe}$. Les distances utilisées lors des expériences entre les détecteurs et les sources sont entre 10 cm et 20 cm.

Le Tableau 5.III présente les énergies moyennes des neutrons en fonction des distances entre les sources et les détecteurs.

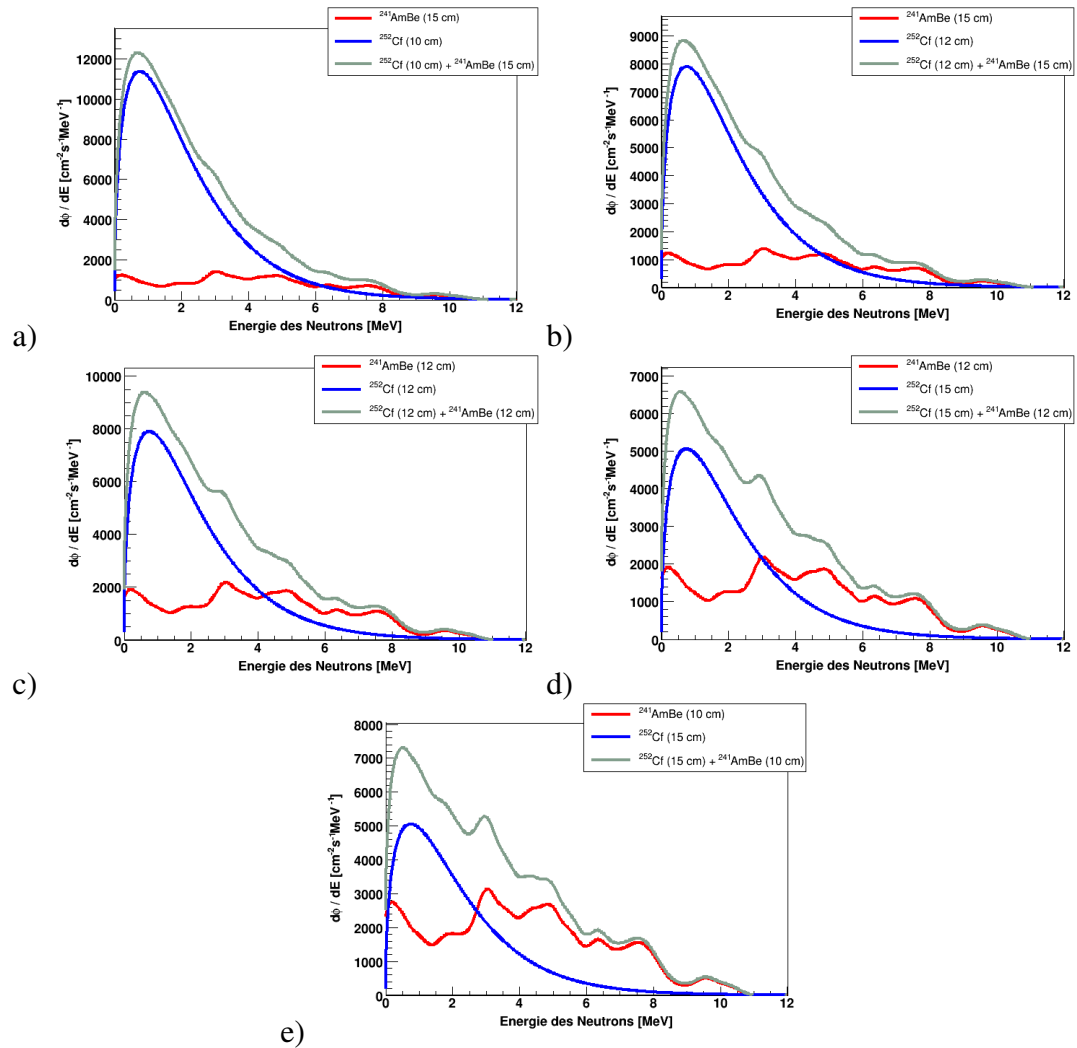


Figure 5.4 – Superposition des spectres en énergie des deux sources. Les positions des sources (par rapport aux détecteurs) sont : a) ^{252}Cf (10 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (15 cm), b) ^{252}Cf (12 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (15 cm), c) ^{252}Cf (12 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm), d) ^{252}Cf (15 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm), et e) ^{252}Cf (15 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (10 cm).

^{252}Cf	$^{241}\text{AmBe}$	Énergie moyenne [MeV]
12cm	-	2.130 ± 0.011
10cm	15cm	2.498 ± 0.010
12cm	15cm	2.615 ± 0.024
12cm	12cm	2.795 ± 0.011
15cm	12cm	3.000 ± 0.014
15cm	10cm	3.180 ± 0.013
-	12cm	4.083 ± 0.023

Tableau 5.III – Énergie moyenne des neutrons pour les différentes configurations sources-détecteurs.

5.2.4 Efficacité de détection

L'efficacité de détection ε des neutrons rapides dans les régions individuelles du détecteur ATLAS-MPX est évaluée à partir de la formule :

$$\varepsilon = \frac{N_n}{\phi t A} 100 \quad (5.9)$$

N_n est le nombre des neutrons (signal provenant des neutrons captés dans le détecteur), ϕ est le flux des neutrons [$cm^{-2}sec^{-1}$], t est le temps de mesure [sec] et A est l'aire de la région [cm^2].

L'erreur sur l'efficacité de détection est :

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{1}{\phi t A} \Delta N_n\right)^2 + \left(-\frac{N_n}{\phi^2 t A} \Delta\phi\right)^2} \quad (5.10)$$

Pour la valeur de l'aire de chaque région, voir annexe III. L'efficacité de détection des neutrons rapides de la région PE exclusivement est évaluée selon :

$$\varepsilon(PE) = \frac{\frac{N_{n_{PE+Si}}}{A_{PE+Si}} - \frac{N_{n_{Si}}}{A_{Si}}}{\phi t} \quad (5.11)$$

$N_{n_{PE+Si}}$ et $N_{n_{Si}}$ sont le nombre de signaux provenant des interactions des neutrons dans le détecteur pour les régions $PE + Si$ et Si respectivement. A_{PE+Si} et A_{Si} sont les aires des régions $PE + Si$ et Si respectivement.

5.3 Réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons à haut seuil d'énergie

La Figure 5.5, montre les réponses d'un détecteur ATLAS-MPX de référence aux neutrons pour différentes configurations des distances entre les sources et le détecteur. Il faut noter des changements visibles selon les régions du détecteur. Lorsque l'énergie cinétique moyenne des neutrons augmente, les interactions dans le détecteur deviennent plus nombreuses. Par contre la différenciation entre les régions $PE + Si$ et $PE + Al + Si$ s'affaiblit quand l'énergie cinétique moyenne augmente. Ce changement est dû au fait que la portée des protons de recul augmente et qu'ils sont capables de traverser la couche

d'aluminium de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur de la région $PE + Al + Si$.

Pour l'évaluation de l'efficacité, il faut appliquer l'Équation 5.9 à chaque région. À haut seuil d'énergie, le nombre de neutrons détectés N_n est le nombre total d'amas enregistrés par le détecteur. Comme on a vu dans la section 5.1.2, le signal des particules du bruit de fond est sous le seuil de détection.

Les Figures 5.6 et 5.7, présentent l'efficacité de détection des neutrons rapides des régions PE , $PE + Si$, Si et $PE + Al + Si$ (Figure 5.6) et des régions $Al (100 \mu\text{m}) + Si$, $Al (150 \mu\text{m}) + Si$ et $LiF + Si$ (Figure 5.7) du détecteur ATLAS-MPX en fonction de l'énergie moyenne des neutrons. L'efficacité augmente avec l'énergie cinétique des neutrons. Cette augmentation est due au fait que les particules secondaires provenant des interactions des neutrons ont une énergie cinétique plus élevée et que la probabilité de créer un signal augmente.

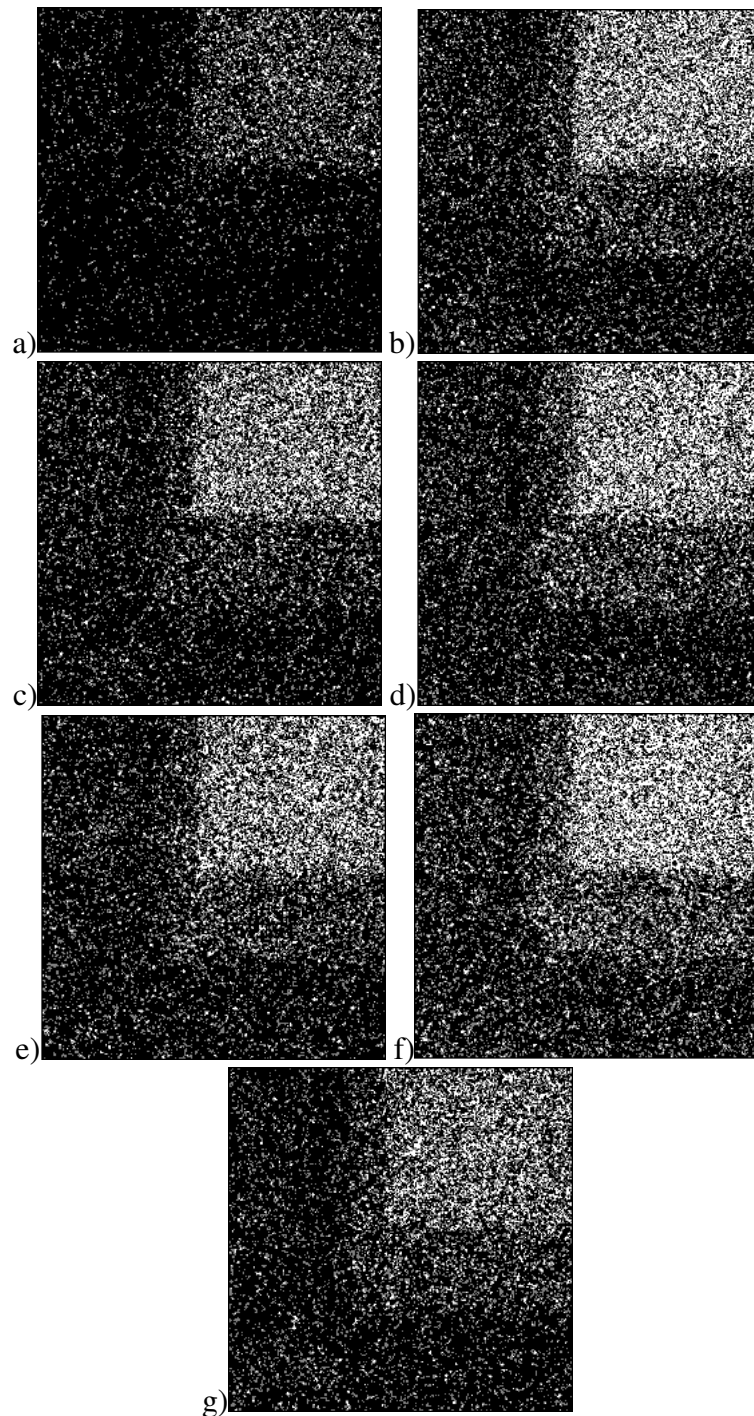


Figure 5.5 – Intégration (sur 1000 sec) de la réponse d'un des deux détecteurs à bas seuil d'énergie. La configuration des distances entre les sources et le détecteur est : a) ^{252}Cf (12 cm) b) ^{252}Cf (10 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (15 cm), c) ^{252}Cf (12 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (15 cm), d) ^{252}Cf (12 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm), e) ^{252}Cf (15 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm), f) ^{252}Cf (15 cm) et $^{241}\text{AmBe}$ (10 cm), g) $^{241}\text{AmBe}$ (12 cm).

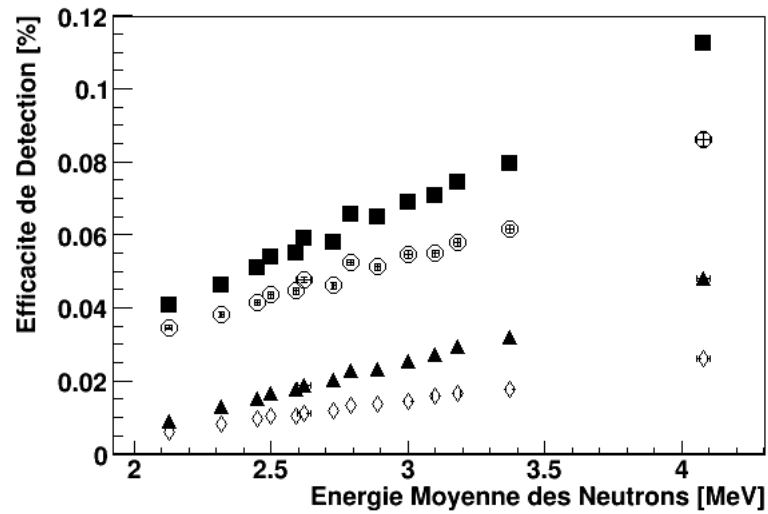


Figure 5.6 – Efficacité de détection des neutrons rapides à haut seuil d'énergie pour les régions *PE* (○), *PE + Si* (■), *Si* (◇) et *PE + Al + Si* (▲) en fonction de l'énergie moyenne des neutrons.

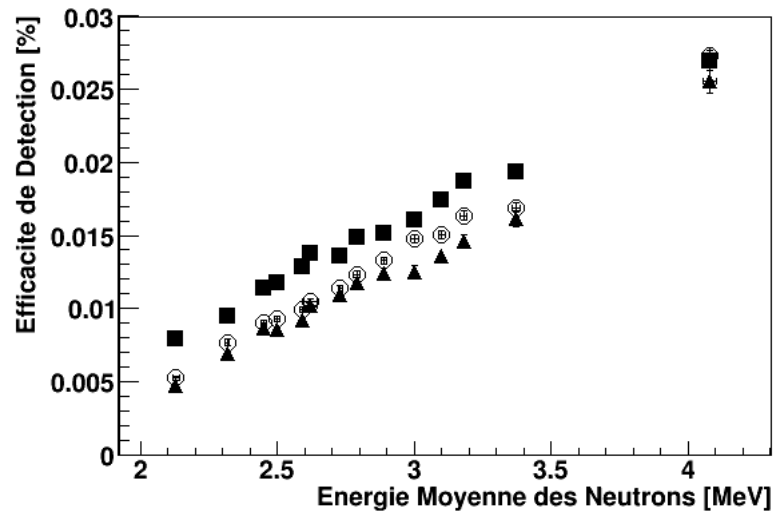


Figure 5.7 – Efficacité de détection des neutrons rapides à haut seuil d'énergie pour les régions *Al* (100 μm) + *Si* (○), *Al* (150 μm) + *Si* (▲) et *LiF* + *Si* (■) en fonction de l'énergie moyenne des neutrons.

5.4 Réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons à bas seuil d'énergie

Lorsque le détecteur est réglé à bas seuil, tous les événements sont enregistrés. La Figure 5.8, montre que les données sont principalement composées de photons et d'électrons ("dots", "small blobs" et "curly tracks"). À la différence des données à haut seuil, le temps d'exposition pour chaque frame (image pixelisée correspondant à un temps d'exposition déterminé) est de l'ordre de 10^{-3} seconde. Le temps est réduit pour éviter la superposition des traces étant donné qu'il n'est possible de reconnaître que des traces séparées.

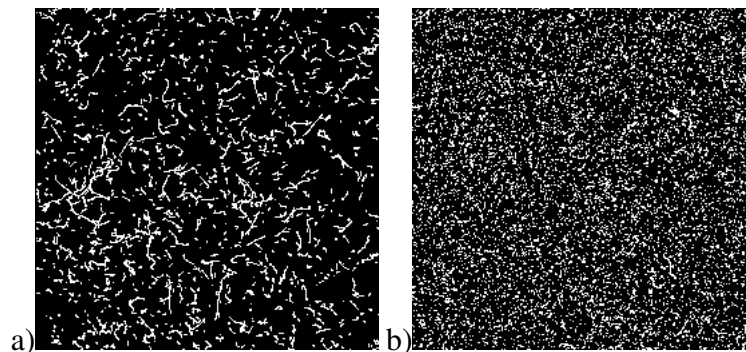


Figure 5.8 – Intégration de la réponse du détecteur ATLAS-MPX (1 sec) à bas seuil d'énergie pour les sources a) ^{252}Cf et b) $^{241}\text{AmBe}$.

À bas seuil d'énergie, la réponse du détecteur doit être catégorisée. Le nombre de neutrons N_n correspond au nombre d'amas lourds trouvés ("heavy blobs" + "heavy tracks"). En utilisant les paramètres de reconnaissance des traces étudiés dans le chapitre précédent, la Figure 5.9, montre l'intégration du signal provenant exclusivement des particules lourdes chargées c'est à dire qu'il y a un filtrage du signal des particules légères dans l'analyse des données.

L'efficacité de détection pour toutes les régions est évaluée (voir Figures 5.10 et 5.11). Il faut s'attendre à ce que l'efficacité de détection des neutrons rapides soit la même, ou du moins, suive la même tendance que dans le mode à haut seuil. Par contre, l'efficacité de détection n'augmente pas quand l'énergie cinétique des neutrons rapides augmente. Une explication est la limite de la reconnaissance des traces pour des protons avec une

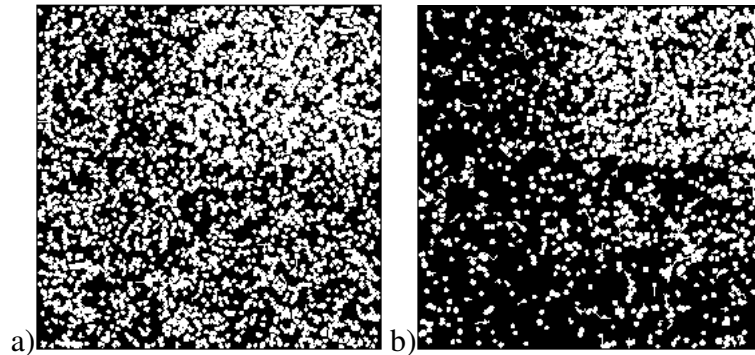


Figure 5.9 – Intégration de la réponse du détecteur ATLAS-MPX (200 sec) à bas seuil d'énergie montrant le signal provenant des particules lourdes chargées (avec le filtrage du signal des particules légères) pour les sources a) ^{252}Cf et b) $^{241}\text{AmBe}$.

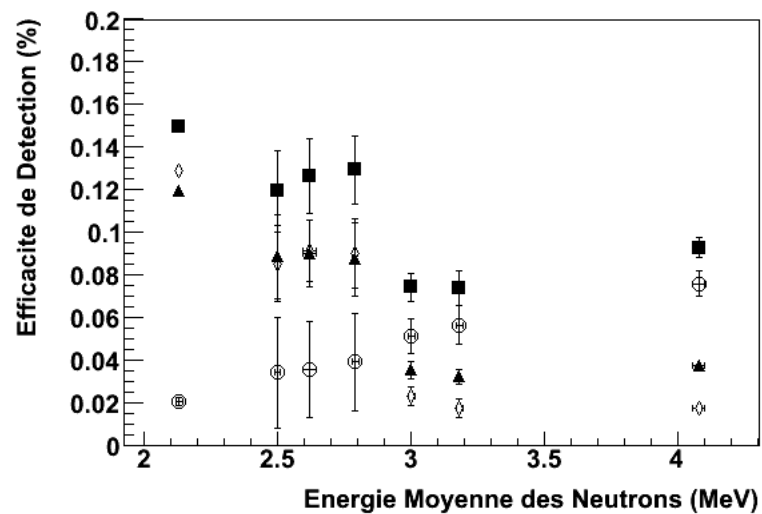


Figure 5.10 – Efficacité de détection des neutrons rapides à bas seuil d'énergie pour les régions PE (○), $PE + Si$ (■), Si (◇) et $PE + Al + Si$ (▲) en fonction de l'énergie moyenne des neutrons.

énergie cinétique inférieure à 1 MeV. C'est à dire que l'intégralité du signal provenant des protons d'énergie cinétique de 1 MeV (et toute autre particule chargée lourde qui produit un signal semblable à celle des protons de cette énergie) n'est pas tenu en compte lors du filtrage des particules légères dans l'analyse des données car ce signal ne peut pas être distingué de celui des photons et des électrons du bruit de fond. Il faut noter

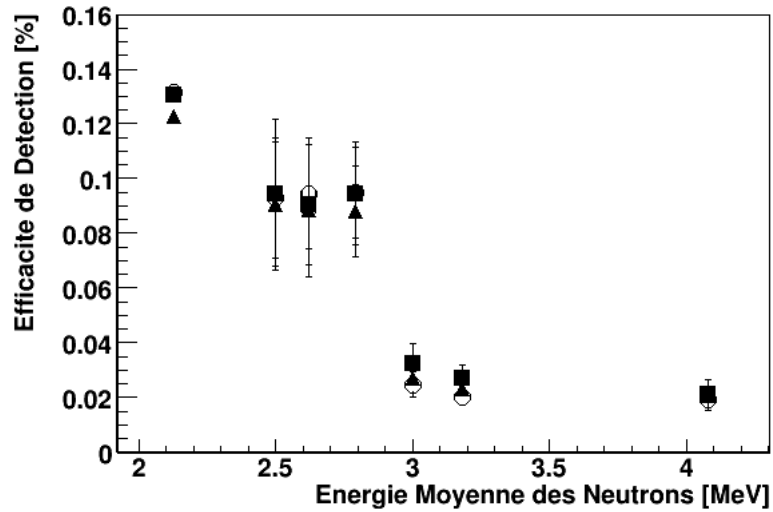


Figure 5.11 – Efficacité de détection des neutrons rapides à bas seuil d'énergie pour les régions Al ($100 \mu m$)+ Si (\circ), Al ($150 \mu m$)+ Si (\blacktriangle) et $LiF + Si$ (\blacksquare) en fonction de l'énergie moyenne des neutrons.

qu'une meilleure statistique des données doit confirmer les résultats.

Par contre, l'efficacité de détection du PE ($\varepsilon(PE)$), qui a été évaluée d'après l'Équation 5.11, est en accord avec les deux seuils en énergie (Figures 5.6 et 5.10). En effet, $\varepsilon(PE)$ augmente lorsque l'énergie moyenne des neutrons augmente. On suppose qu'il a été possible d'obtenir une efficacité $\varepsilon(PE)$ croissante à bas seuil parce que lors de la soustraction du signal entre la région $PE + Si$ et la région Si , il y a aussi une soustraction proportionnelle aux erreurs liées à la limite de reconnaissance des traces.

5.5 Détermination de l'énergie cinétique des neutrons rapides

Comme il a été vu dans les sections précédentes, l'efficacité de détection dépend fortement du matériau du convertisseur et de l'énergie cinétique des neutrons.

Il faut être capable d'estimer l'énergie des neutrons lorsque le détecteur est soumis à un champ mixte inconnu. En estimant l'énergie des neutrons, l'efficacité de détection des neutrons rapides sera optimalement utilisée.

La différenciation entre les réponses des régions du détecteur déjà observée dans la Figure 5.5 à haut seuil d'énergie montre le contraste entre l'efficacité de détection des différents matériaux. En comparant la réponse de la région $PE + Si$ aux autres régions, il est possible d'obtenir un rapport propre à chaque énergie :

$$\frac{N_{ni}A_j}{N_{nj}A_i} \quad (5.12)$$

où $N_{ni,j}$ est la réponse du détecteur dans les régions i et j dont l'aire est A_i et A_j respectivement.

D'autre part, comme $N_n = \epsilon \phi t A$, on a :

$$\frac{N_{ni}A_j}{N_{nj}A_i} = \frac{\epsilon_i \phi t A_i}{\epsilon_j \phi t A_j} = \frac{\epsilon_i A_i}{\epsilon_j A_j} \quad (5.13)$$

D'après l'Équation 5.12, le rapport entre les régions $i=PE + Si$ et $j = PE + Al + Si$ est la valeur la plus proche de 1 (surtout à haute énergie).

La Figure 5.12 montre qu'effectivement le rapport entre le signal des régions avec $i=PE + Si$ et $j = PE + Al + Si, Si, LiF + Si, Al + Si$ diminue quand l'énergie des neutrons augmente.

Étant donné qu'à bas seuil d'énergie il n'a pas été possible de trouver une efficacité cohérente à part l'efficacité de la région PE exclusivement, le rapport entre le signal des régions n'est pas fiable (voir Figure 5.13).

Par contre, il est possible de trouver à partir des amas de "heavy blobs" et de "heavy tracks" l'information sur le spectre initial des neutrons. Dans la Figure 5.14, les histogrammes des "heavy blobs + heavy tracks" sont présentés pour trois différentes confi-

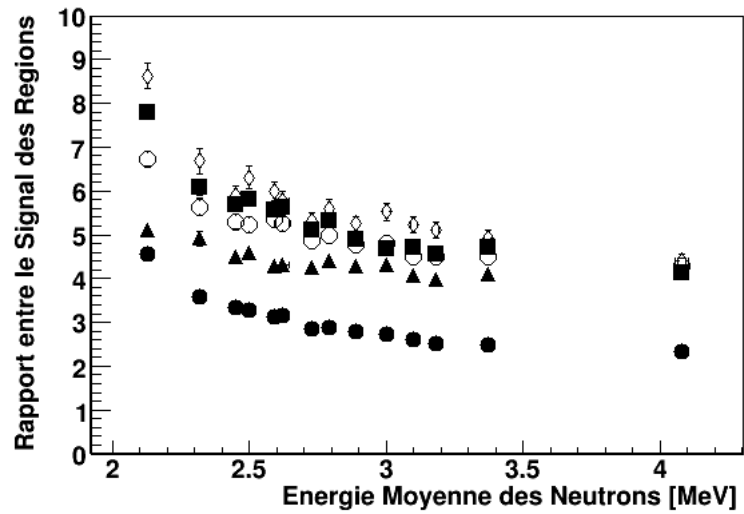


Figure 5.12 – Rapport entre le signal des régions à haut seuil d'énergie en fonction de l'énergie moyenne des neutrons : $N_{PE+Si}/N_{PE+Al+Si}$ (●), N_{PE+Si}/N_{Si} (○), N_{PE+Si}/N_{Al+Si} (■), N_{PE+Si}/N_{Al+Si} (◇) et N_{PE+Si}/N_{LiF} (▲).

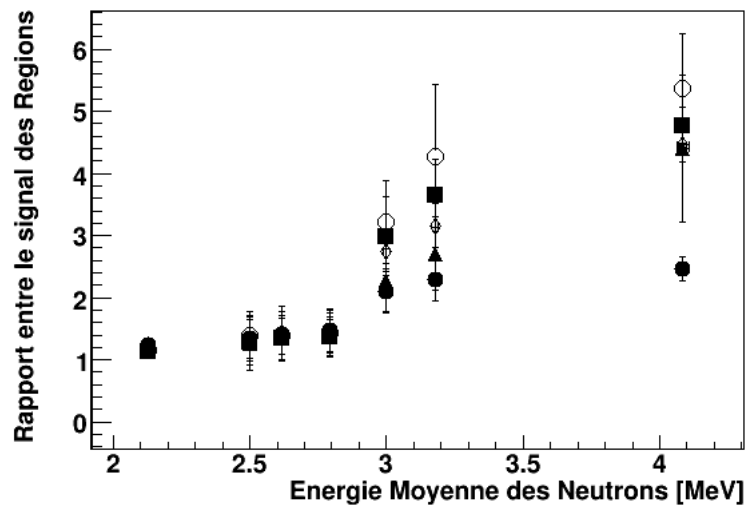


Figure 5.13 – Rapport entre le signal des régions à bas seuil d'énergie en fonction de l'énergie moyenne des neutrons : $N_{PE+Si}/N_{PE+Al+Si}$ (●), N_{PE+Si}/N_{Si} (○), N_{PE+Si}/N_{Al+Si} (■), N_{PE+Si}/N_{Al+Si} (◇) et N_{PE+Si}/N_{LiF} (▲).

gurations des sources. Quand seulement la source ^{252}Cf est située à 12 cm du détecteur, la taille des amas la plus fréquente est de 12 pixels, ce qui correspond à des protons d'environ 2 MeV. Quand seulement la source $^{241}\text{AmBe}$ est située à 12 cm du détecteur, le pic est situé à 14 pixels, ce qui correspond à des protons entre 3 MeV et 4 MeV (Figure 4.6). Finalement lorsque les sources sont placées simultanément, nous pouvons voir que l'histogramme est la superposition des histogrammes avec les sources séparées. Il est important de continuer cette étude avec des simulations de neutrons rapides dans une couche de *PE* pour évaluer l'énergie des protons de recul et l'angle d'incidence et pouvoir associer chaque proton de recul à un amas et ainsi comparer avec les histogrammes de la Figure 5.14.

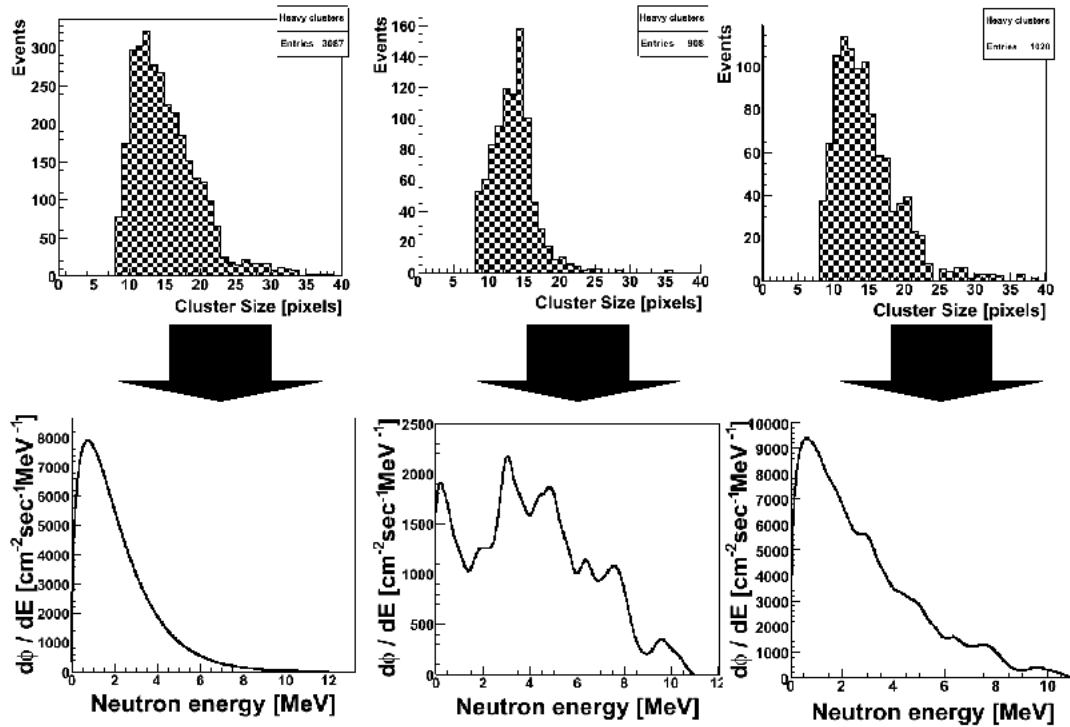


Figure 5.14 – La première ligne montre les histogrammes de la taille des amas des "heavy blobs + heavy tracks" pour différents spectres de neutrons dans la région $PE + Si$ du détecteur. Les "heavy blobs + heavy tracks" sont extraits des mesures après le filtrage des particules légères lors de l'analyse des données. Les spectres de neutrons de référence de l'expérience sont montrés dans la deuxième ligne pour la comparaison avec la réponse du détecteur. Dans la première colonne, la source ^{252}Cf est située à 12 cm du détecteur. Dans la colonne du milieu, la source $^{241}\text{AmBe}$ est située à 12 cm du détecteur. Dans la troisième colonne, les sources ^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$ sont situées à 12 cm du détecteur.

CHAPITRE 6

RÉPONSE DU DÉTECTEUR ATLAS-MPX AUX NEUTRONS RAPIDES DE 27 MEV

Des mesures de neutrons à plus haute énergie ont été aussi prises. En collaboration avec l'Institute of Experimental and Applied Physics (IEAP) l'expérience a été effectuée au cyclotron du Nuclear Physics Institute de Rez en République Tchèque.

Cette fois les détecteurs ATLAS-MPX ont été exposés à des neutrons dont l'énergie s'élève jusqu'à 29 MeV. Les neutrons ont été produits à partir de la réaction ${}^7\text{Li}(p, xn)$. Un faisceau de protons a été accéléré à 30 MeV par un cyclotron isochrone. Au bout de la ligne de l'accélérateur, une feuille de ${}^7\text{Li}$ de 2 mm d'épaisseur a été placée pour produire la réaction. Les détecteurs sont positionnés à une distance de 105 cm de la feuille de ${}^7\text{Li}$.

Cette expérience a été réalisée pour comprendre le changement de la réponse du détecteur ATLAS-MPX en fonction de l'angle d'incidence des neutrons.

6.1 Montage expérimental

Des protons ont été accélérés à 30 MeV par un cyclotron isochrone pour permettre la réaction ${}^7\text{Li}(p, xn)$ dans une cible de ${}^7\text{Li}$. Les protons sont accélérés dans le vide jusqu'à qu'ils atteignent la cible. Les neutrons produits se déplacent dans l'air. Les détecteurs ATLAS-MPX sont situés à 105 cm de la cible. La Figure 6.1 montre le montage expérimental.

La cible est une feuille de ${}^7\text{Li}$ de 2 mm d'épaisseur. Le faisceau des protons est arrêté par une cible de graphite de 12 mm. Le ${}^7\text{Li}$ agit donc comme une source de neutrons [27] (voir Tableau 6.I).

Le spectre des neutrons dépend fortement du courant des protons de l'accélérateur. Le courant fluctue pendant l'expérience, mais en moyenne il est de l'ordre de $0.33 \mu\text{A}$. La Figure 6.2 montre le spectre des neutrons à 105 cm de la cible. Le flux des neutrons est évidemment dépendant du courant du faisceau. Le flux moyen des neutrons est (129268

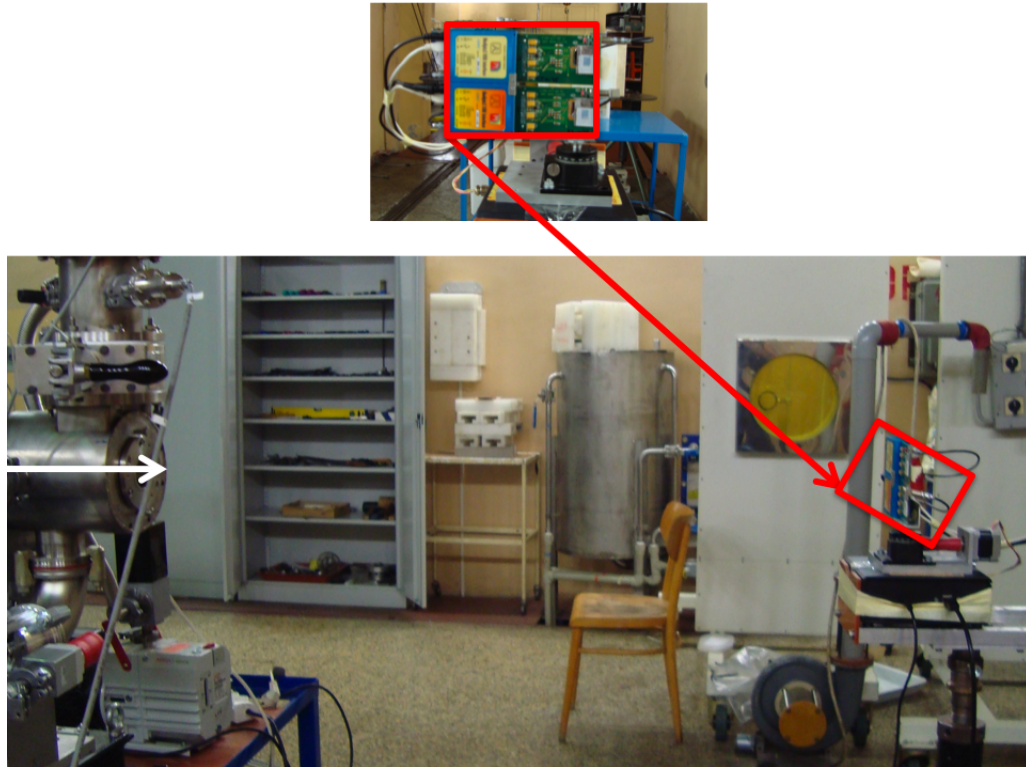


Figure 6.1 – Montage expérimental pour la détection des neutrons au Nuclear Physics Institute de Rez. La flèche blanche à gauche montre l'arrivée des protons dans la cible de ${}^7\text{Li}$. Les détecteurs ATLAS-MPX (en rouge) sont situés à 105 cm de la cible.

± 2181) neutrons/sec/cm².

Tableau 6.I – Principales réactions nucléaires des protons dans une cible de ${}^7\text{Li}$ avec des neutrons comme produits de la réaction. La suite des réactions est dans l'annexe IV.

Réaction	Seuil de la réaction [MeV]	Description
${}^7\text{Li} + p \rightarrow n_0 + {}^7\text{Be}$	1.88	État fondamental
${}^7\text{Li} + p \rightarrow n_1 + {}^7\text{Be}$	2.38	Premier état
${}^7\text{Li} + p \rightarrow n + {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$	3.70	3-body break-up
${}^7\text{Li} + p \rightarrow n_2 + {}^7\text{Be}$	7.70	Deuxième état

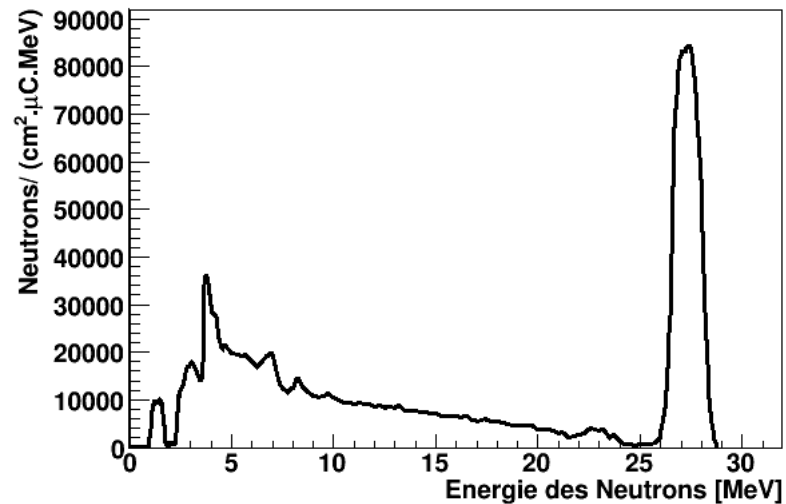


Figure 6.2 – Spectre des neutrons rapides à une distance de 105 cm de la cible de ${}^7\text{Li}$ lors de la réaction ${}^7\text{Li}(p, xn)$.

6.2 Réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons rapides à haut seuil d'énergie

Tel que décrit dans l'expérience du chapitre précédent, des données ont été prises à haut seuil et à bas seuil d'énergie.

Cette fois, les détecteurs ont subi une rotation par rapport à l'axe perpendiculaire au sol de plusieurs angles : 0, 30, 60, 80, 150 et 180 degrés.

La Figure 6.3 montre la réponse du détecteur aux neutrons rapides pour trois angles 0, 80 et 180 degrés. L'angle à 180 degrés correspond à une configuration où les neutrons pénètrent d'abord dans le silicium et ensuite dans les convertisseurs. Il faut noter qu'alors la différenciation entre la réponse des régions disparaît.

Les Figures 6.4 et 6.5, montrent l'efficacité de détection des neutrons en fonction de l'angle d'incidence. Il faut noter que l'efficacité de détection de la région *PE* (à 0 degré) est d'environ 0.1%. Tel qu'attendu, l'efficacité pour les neutrons de 27 MeV est donc plus élevée que pour les neutrons de 2.13 MeV (0.04%) et 4.08 MeV (0.08%).

L'efficacité de détection diminue entre les angles 0 et 80 degrés. Ceci est dû au fait

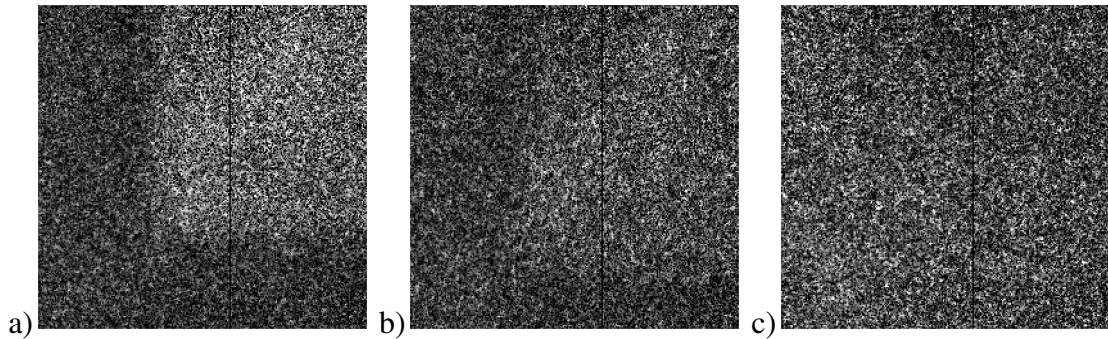


Figure 6.3 – Intégration dans le temps (250 sec) de la réponse aux neutrons rapides à haut seuil en énergie pour une incidence par rapport à la normale à la surface du détecteur de a) 0 degré, b) 80 degrés et c) 180 degrés.

que l'aire efficace des régions diminue et que la distance traversée par les particules dans le détecteur augmente. Au delà de 90 degrés, l'efficacité est constante. La raison est que le signal des régions $PE + Si$, $PE + Al + Si$ et Si est seulement produit par les particules qui interagissent dans le silicium. L'efficacité de détection de la région PE est donc nulle quand l'angle d'incidence est supérieur à 90 degrés.

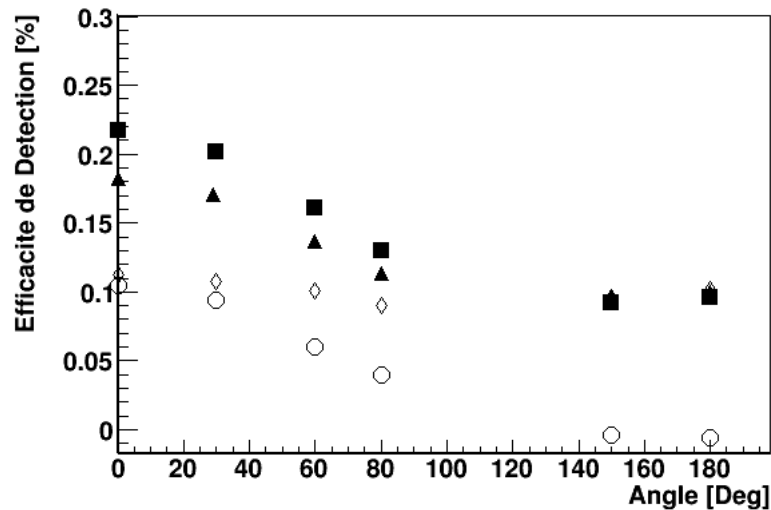


Figure 6.4 – Efficacité de détection des neutrons rapides à haut seuil d'énergie pour les régions PE (○), $PE + Si$ (■), Si (◇) et $PE + Al + Si$ (▲) en fonction de l'angle d'incidence.

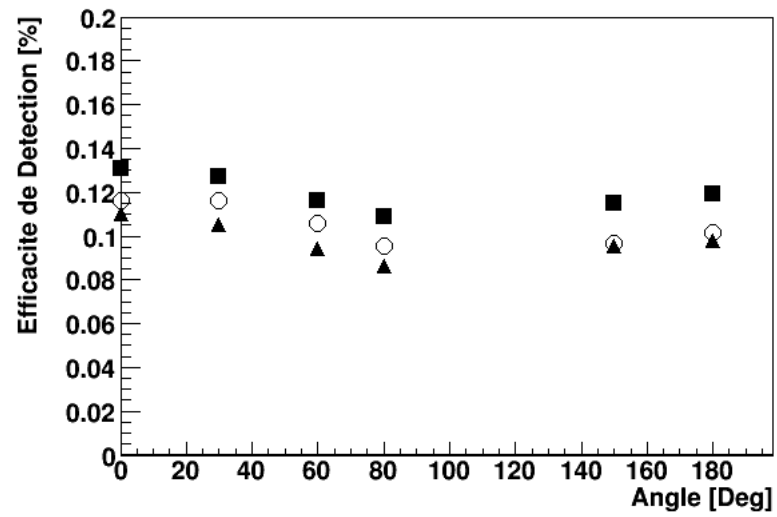


Figure 6.5 – Efficacité de détection des neutrons rapides à haut seuil d'énergie pour les régions Al ($100\ \mu\text{m}$) + Si (○), Al ($150\ \mu\text{m}$) + Si (▲) et LiF + Si (■) en fonction de l'angle d'incidence.

6.3 Réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons à bas seuil d'énergie

La Figure 6.6, montre l'intégration de la réponse des neutrons à bas seuil d'énergie pour trois angles différents (0, 80 et 180 degrés).

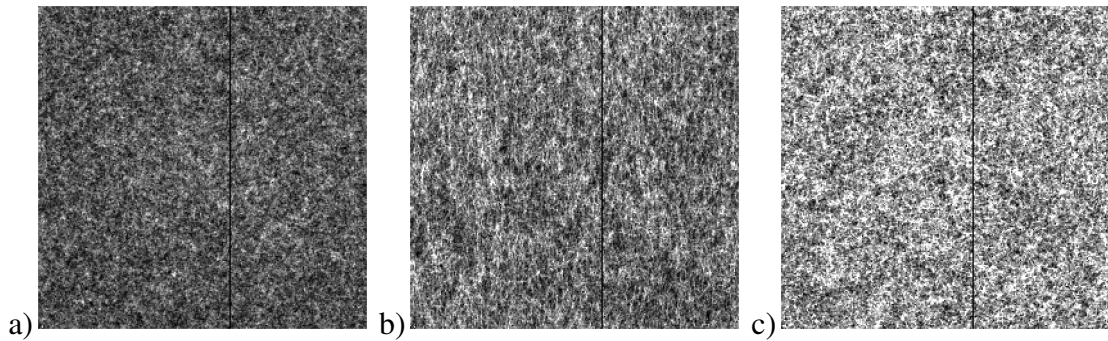


Figure 6.6 – Intégration dans le temps (5 sec) de la réponse aux neutrons rapides à bas seuil en énergie pour une incidence par rapport à la normale à la surface du détecteur de a) 0 degrés, b) 80 degrés et c) 180 degrés.

Le signal à bas seuil d'énergie est analysé pour garder seulement la réponse des neutrons rapides ("heavy blobs" et "heavy tracks"). La Figure 6.7 montre l'intégration du signal provenant exclusivement des particules lourdes.

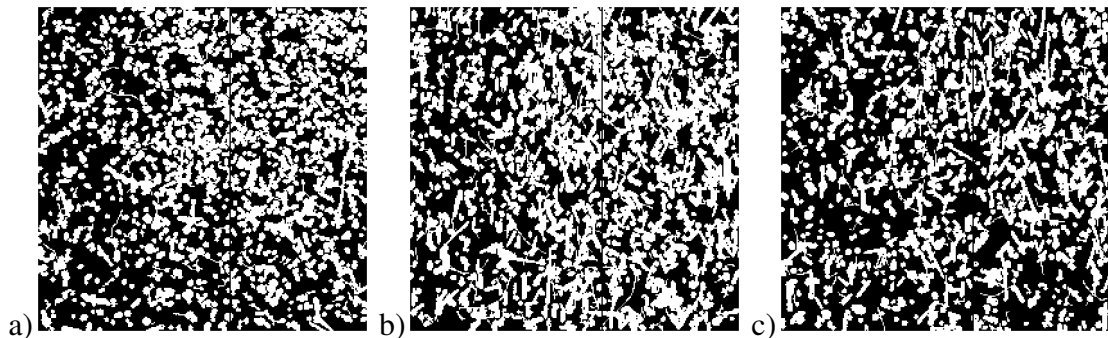


Figure 6.7 – Intégration dans le temps (5 sec) de la réponse des particules lourdes exclusivement à bas seuil en énergie pour une incidence par rapport à la normale à la surface du détecteur de a) 0 degrés, b) 60 degrés et c) 80 degrés.

L'efficacité de détection en fonction de l'angle d'incidence des neutrons à bas seuil d'énergie a une plus grande incertitude étant donné que la statistique est moins élevée

par rapport au haut seuil d'énergie (voir Figure 6.8 et 6.9).

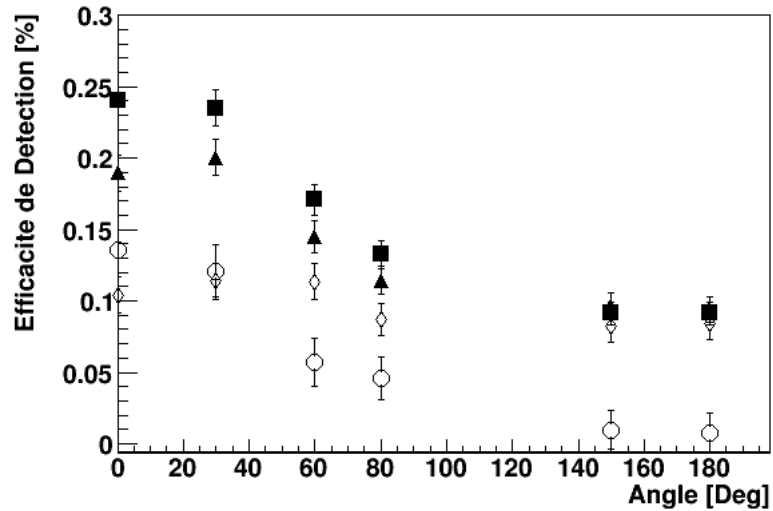


Figure 6.8 – Efficacité de détection des neutrons rapides à bas seuil d'énergie pour les régions PE (○), $PE + Si$ (■), Si (◇) et $PE + Al + Si$ (▲) en fonction de l'angle d'incidence.

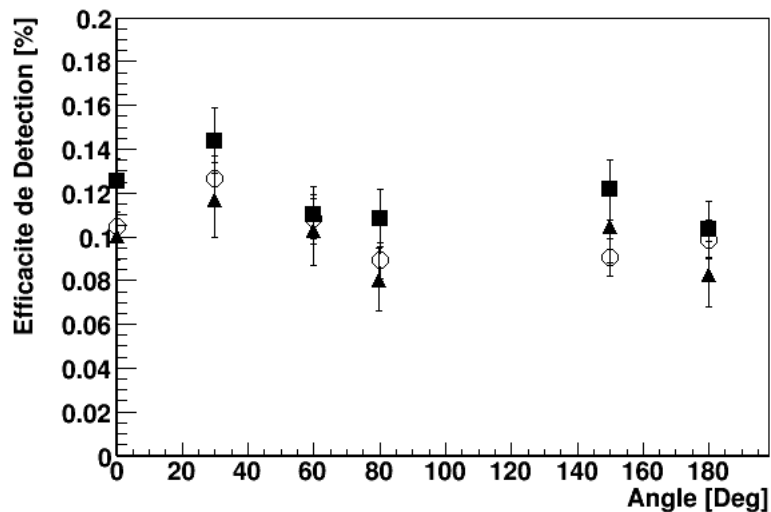


Figure 6.9 – Efficacité de détection des neutrons rapides à bas seuil d'énergie pour les régions Al (100 μm) + Si (○), Al (150 μm) + Si (▲) et $LiF + Si$ (■) en fonction de l'angle d'incidence.

Il faut noter aussi que la taille des amas des traces des particules lourdes joue un rôle très important lors de la détermination de l'énergie des neutrons dans la région $PE + Si$. Dans cette expérience nous observerons surtout l'influence de l'angle d'incidence des neutrons.

Dans la Figure 6.10, la taille des amas des "heavy blobs" et des "heavy tracks" est présenté pour trois angles d'incidence différents. À un angle d'incidence des neutrons perpendiculaire à la surface du détecteur (Figure 6.10a), la taille des amas est entre 9 pixels et 60 pixels et il y a une plus grande proportion des "heavy blobs" par rapport aux "heavy tracks". Les "heavy blobs" proviennent des traces des protons de recul dans le polyéthylène.

Lorsque l'angle d'incidence des neutrons rapides est de 80 degrés (Figure 6.10b), la proportion des "heavy tracks" augmente par rapport aux "heavy blobs" et la taille des amas s'élève jusqu'à 100 pixels. Cette fois, les protons de recul laissent des traces plus longues qui ont une forme de Bragg.

Finalement lorsque l'angle d'incidence des neutrons rapides est de 180 degrés (Figure 6.10c), malgré que la statistique soit moins élevée qu'à 0 degré, on peut voir que le signal provenant du silicium (les neutrons rapides interagissent dans le silicium et ensuite dans la région PE) est très semblable au signal à 0 degrés mais avec moins de "heavy blobs" étant donné que les protons de recul du polyéthylène ne contribuent pas au signal.

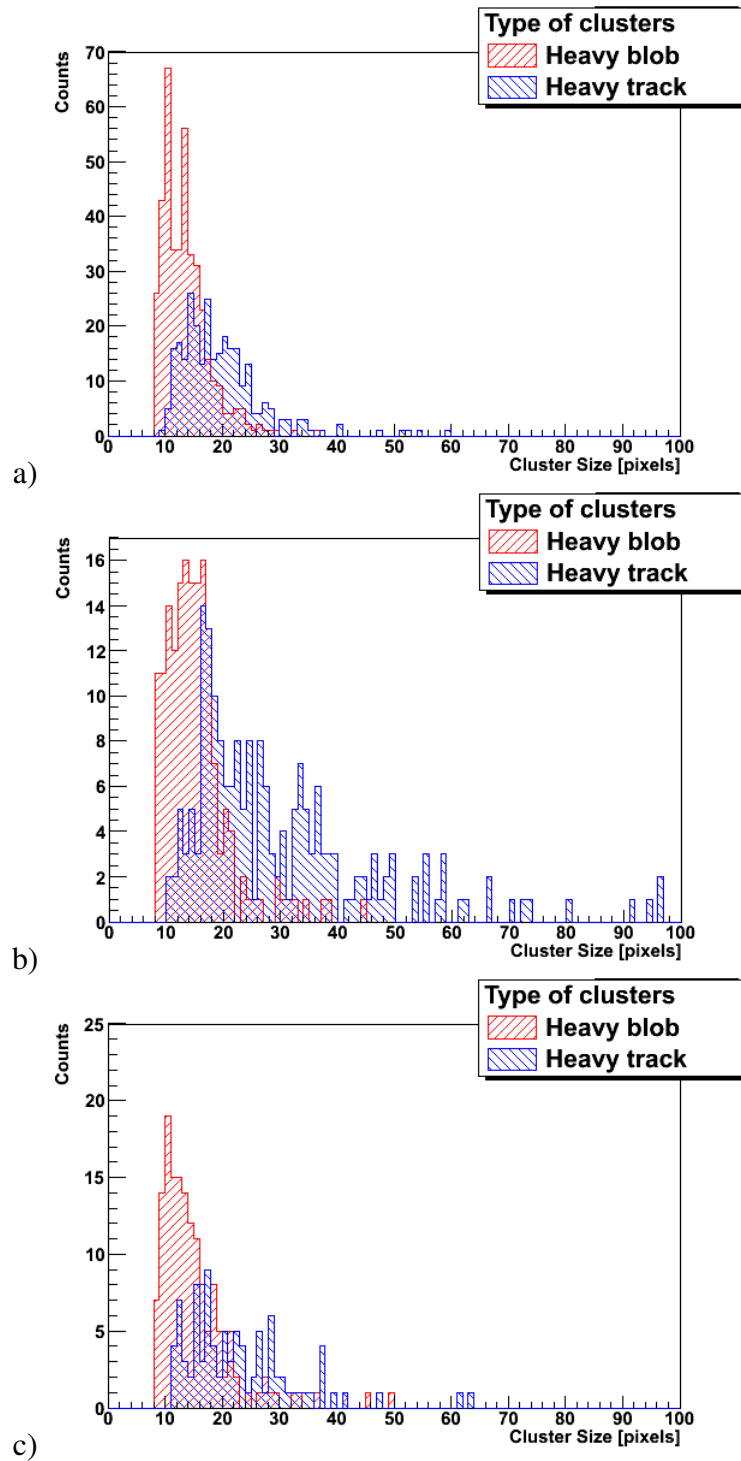


Figure 6.10 – Taille des amas correspondant aux traces des particules lourdes exclusivement à bas seuil en énergie de la région $PE + Si$ pour une incidence par rapport à la normale de la surface du détecteur de a) 0 degré, b) 80 degrés et 180 degrés.

CHAPITRE 7

CONCLUSION

La réponse du détecteur Medipix2-USB aux particules lourdes chargées (protons et particules- α) a été étudiée. Une étude en angle et en énergie cinétique des particules lourdes chargées a été utilisée pour l'analyse de la reconnaissance de leurs traces et l'efficacité de leur détection dans le détecteur Medipix2-USB.

Des limites dans la reconnaissance de traces ont été trouvées pour des protons dont l'énergie cinétique est inférieure à 1 MeV. D'un autre côté on a estimé qu'il y a aussi des limites dans la reconnaissance de traces lorsque l'énergie cinétique des protons est supérieure à 30 MeV. Ces limites de reconnaissance ont été étudiées lorsque l'angle d'incidence des protons est perpendiculaire à la surface du détecteur.

À partir des résultats précédents, il a été possible d'étudier la réponse du détecteur ATLAS-MPX aux neutrons rapides. L'efficacité de détection des neutrons rapides pour chaque région du détecteur ATLAS-MPX a été évaluée. L'efficacité de détection ($\epsilon(E)$) de la région *PE* (polyéthylène) est celle qui est la mieux déterminée pour les deux seuils en énergie qui ont été utilisés. Les valeurs de l'efficacité de détection à haut seuil d'énergie est d'environ $(0.0346 \pm 0.0004) \%$, $(0.0862 \pm 0.0018) \%$ et $(0.1044 \pm 0.0026) \%$ pour de neutrons de 2.13 MeV, 4.08 MeV et 27 MeV respectivement.

L'efficacité de détection à bas seuil d'énergie des régions du détecteur ATLAS-MPX (à part la région *PE*) n'est pas comparable au résultat à haut seuil d'énergie à cause des limites de reconnaissance.

Nous avons étudié deux méthodes pour la détermination de l'énergie des neutrons. À haut seuil d'énergie, le rapport entre le signal des neutrons de la région *PE + Si* et le signal des neutrons des autres régions donne l'information reliée à l'énergie des neutrons. Par conséquent, il est possible de déterminer l'énergie des neutrons pour un champ de neutrons inconnu.

Nous avons vu que la méthode précédente ne peut pas être utilisée à bas seuil d'énergie. En fait, la statistique n'est pas assez élevée (par rapport aux données à haut seuil

d'énergie) et par conséquent les signaux des neutrons entre les régions ne peuvent pas être bien déterminés. Par contre nous avons une information supplémentaire, il s'agit de la taille des amas des traces de protons qui peut être associée à l'énergie de protons à un certain angle d'incidence. Cette information est fortement liée à l'énergie des neutrons rapides. Cette méthode doit être approfondie par des comparaisons avec des résultats de simulations Monte-Carlo.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S.M Sze, *Semiconductor Devices. Physics and Technology*, John Wiley and Sons, 2nd edition (1981).
- [2] Charles Kittel, *Physique de l'état solide - Cours et problèmes. 7^e edition*, Dunod, (1996).
- [3] G. Bertolini et A. Coche, *Semiconductor Detectors*. Elsevier-North Holland, Amsterdam, (1968).
- [4] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. Third edition, John Wiley Sons Inc, (2000).
- [5] Collaboration Medipix, <http://medipix.web.cern.ch/MEDIPIX/>.
- [6] Institute of Experimental and Applied Physics, <http://www.utef.cvut.cz/>.
- [7] T. Holy, J. Jakubek, S. Pospisil, J. Uher, D. Vavrik, Z. Vykydal, *Data acquisition and processing software package for Medipix-2 device*, Nucl. Instr. and Meth A Vol. 563, pages 254-258, (2006).
- [8] M. Campbell, C. Leroy, S. Pospisil, M. Suk, *Measurement of Spectral Characteristics and Composition of Radiation in ATLAS by MEDIPIX2-USB Devices*, Project proposal at <https://edms.cern.ch/document/815615>
- [9] ATLAS experiment, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/index.html>
- [10] Z. Vykydal, J. Bouchami, M. Campbell, Z. Dolezal, M. Fiederle, D. Greiffenberg, A. Gutierrez, E. Heijne, T. Holy, J. Idarraga, J. Jakubek, V. Kral, M. Kralik, C. Lebel, C. Leroy, X. Llopart, D. Maneuski, M. Nessi, V. O'Shea, M. Platkevic, S. Pospisil, V. Sochor, J. Solc, M. Suk, L. Tlustos, P. Vichoudis, J. Visschers, I. Wilhelm, J. Zemlicka, *Evaluation of the ATLAS-MPX Devices for Neutron Field Spectral Composition Measurement in the ATLAS Experiment*, IEEE NSS/MIC Conf. Proc., N30-260 (2008)

- [11] National Institute of Standards and Technology, <http://physics.nist.gov/>.
- [12] J. Bouchami, A. Gutierrez, A. Houdayer, J. Jakubek, C. Lebel, C. Leroy, J. Macana, J.-P. Martin, M. Platkevic, S. Pospisil, and C. Teyssier, *Study of the charge sharing in silicon pixel detector by means of heavy ionizing particles interacting with a Medipix2 device*, (2009) to appear in Nucl. Instr. and Meth. A in 2010.
- [13] Charge Sharing model, report by Celine Lebel, 2009 (communication privée).
- [14] James Ziegler - SRIM TRIM, The Stopping and Range of Ions in Matter, <http://www.srim.org/>
- [15] C. Leroy, *Radiation interaction in matter and principles of detection*, Fifth International Summer School on Nuclear Physics Methods and Accelerators in Biology and Medicine, Bratislava, Slovakia, 6-15 July 2009, Editors Z. Dubnikova, C. Granja. C. Leroy and I. Stekl, American Institute of Physics (AIP) Conference Proceedings to be published in 2010.
- [16] NIST XCOM : Photon Cross Sections Database, physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html
- [17] M. Wielunski, R. Schutz, E. Fantuzzi, A. Pagnamenta, W. Wahl, J. Palfalvi, P. Zombori, A. Andradi, H. Stadtmann and Ch. Schmitzer, *Study of the sensitivity of neutron sensor consisting of a converter plus Si charged-particle detector*, Nucl. Instr. and Meth. A 517, 240-253, (2004).
- [18] Andrea Gutiérrez, *Projet de Fin d'études : Étude de la Sensibilité du Détecteur Silicium aux Neutrons Lents et aux Neutrons Rapides en Fonction de leur Énergie et de l'Épaisseur des Convertisseurs LiF et Polyéthylène*, Université de Montréal, (2007).
- [19] Evaluated Nuclear Data File (ENDF) Retrieval Plotting, <http://www.nndc.bnl.gov/sigma/>
- [20] Q-Value calculator, <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>

- [21] T. Holy, E. Heijne, J. Jakubek, S. Pospisil, J. Uher, Z. Vykydal, *Pattern recognition of tracks induced by individual quanta of ionizing radiation in Medipix2 silicon detector*, Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 591, Issue 1, p. 287-290 (2008).
- [22] Communication privée de Alain Houdayer, 2008.
- [23] J. Bouchami, A. Gutiérrez, T. Holy, A. Houdayer, J. Jakubek, C. Lebel, C. Leroy, J. Macana, J.-P. Martin, S. Pospisil, S. Prak, P. Sabella, C. Teyssier, *Measurement of pattern recognition efficiency of tracks generated by ionizing radiation in a Medipix2 device*, (2009) to appear in Nucl. Instr. and Meth. A in 2010.
- [24] Communication privée de Philippe Sabella, 2008.
- [25] J. Bouchami, A. Gutierrez, T. Holy, V. Kral, M. Kralik, C. Lebel, C. Leroy, J. Macana, S. Pospisil, O. Scallon, M. Suk, M. Tartare, C. Teyssier, Z. Vykydal and J. Zemlicka, *Fast neutron detection efficiency of ATLAS-MPX detectors for the evaluation of average neutron energy in mixed radiation fields*, (2009) to appear in Nucl. Instr. and Meth. A in 2010.
- [26] Z. Vykydal, J. Bouchami, M. Campbell, Z. Dolezal, M. Fiederle, D. Greiffenberg, A. Gutierrez, E. Heijne, T. Holy, J. Idarraga, J. Jakubek, V. Kral, M. Kralik, C. Lebel, C. Leroy, X. Llopart, D. Maneuski, M. Nessi, V. O'Shea, M. Platkevic, S. Pospisil, M. Suk, L. Tlustos, P. Vichoudis, J. Visschers, I. Wilhelm, J. Zemlicka, *The Medipix2-Based Network for Measurement of Spectral Characteristics and Composition of Radiation in ATLAS Detector*, Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 607, Issue 1, p. 35-37 (2009).
- [27] P. Bem, M. Gotz, M. Honusek, Z. Hons, J. Mrazek, J. Novak and E. Simeckova, *Activation (irradiation) experiments at NPI cyclotron*, Nuclear Physics Institute Rez, Czech Republic, EAF-2009 Workshop, Prague, 25-27 March 2009.

Annexe I

Section efficace des interactions des photons (Effet photoélectrique, Diffusion Compton et Création de Paire) dans le silicium en fonction de l'énergie des photons [16].

E_γ [MeV]	Effet photoélectrique [cm ² /g]	Diffusion Compton [cm ² /g]	Création de Paire [cm ² /g]
2.00E-03	2.77E+03	3.39E-02	0.00E+00
3.00E-03	9.77E+02	4.96E-02	0.00E+00
4.00E-03	4.51E+02	6.13E-02	0.00E+00
5.00E-03	2.44E+02	7.11E-02	0.00E+00
6.00E-03	1.46E+02	7.98E-02	0.00E+00
8.00E-03	6.38E+01	9.51E-02	0.00E+00
1.00E-02	3.31E+01	1.08E-01	0.00E+00
1.50E-02	9.85E+00	1.29E-01	0.00E+00
2.00E-02	4.09E+00	1.40E-01	0.00E+00
3.00E-02	1.16E+00	1.50E-01	0.00E+00
4.00E-02	4.69E-01	1.53E-01	0.00E+00
5.00E-02	2.31E-01	1.54E-01	0.00E+00
6.00E-02	1.29E-01	1.53E-01	0.00E+00
8.00E-02	5.12E-02	1.48E-01	0.00E+00
1.00E-01	2.50E-02	1.43E-01	0.00E+00
1.50E-01	6.81E-03	1.31E-01	0.00E+00
2.00E-01	2.74E-03	1.21E-01	0.00E+00
3.00E-01	7.88E-04	1.06E-01	0.00E+00
4.00E-01	3.41E-04	9.48E-02	0.00E+00
5.00E-01	1.85E-04	8.66E-02	0.00E+00
6.00E-01	1.16E-04	8.02E-02	0.00E+00
8.00E-01	5.85E-05	7.05E-02	0.00E+00
1.00E+00	3.64E-05	6.34E-02	0.00E+00
1.02E+00	3.43E-05	6.27E-02	0.00E+00
1.25E+00	2.33E-05	5.67E-02	3.52E-05

E_γ [MeV] (suite)	Effet photoélectrique [cm ² /g]	Diffusion Compton [cm ² /g]	Création de Paire [cm ² /g]
1.50E+00	1.68E-05	5.15E-02	1.91E-04
2.00E+00	1.05E-05	4.40E-02	7.53E-04
2.04E+00	1.02E-05	4.35E-02	8.12E-04
3.00E+00	5.80E-06	3.46E-02	2.14E-03
4.00E+00	3.95E-06	2.89E-02	3.46E-03
5.00E+00	2.98E-06	2.49E-02	4.63E-03
6.00E+00	2.39E-06	2.20E-02	5.68E-03
7.00E+00	1.99E-06	1.98E-02	6.61E-03
8.00E+00	1.70E-06	1.80E-02	7.45E-03
9.00E+00	1.49E-06	1.66E-02	8.21E-03
1.00E+01	1.32E-06	1.54E-02	8.90E-03
1.100E+01	1.19E-06	1.43E-02	9.53E-03
1.200E+01	1.08E-06	1.34E-02	1.01E-02
1.300E+01	9.89E-07	1.27E-02	1.06E-02
1.400E+01	9.12E-07	1.20E-02	1.11E-02
1.500E+01	8.46E-07	1.14E-02	1.16E-02
1.600E+01	7.89E-07	1.08E-02	1.20E-02
1.800E+01	6.95E-07	9.89E-03	1.28E-02
2.000E+01	6.22E-07	9.12E-03	1.35E-02
2.200E+01	5.62E-07	8.47E-03	1.42E-02
2.400E+01	5.12E-07	7.92E-03	1.48E-02
2.600E+01	4.71E-07	7.44E-03	1.53E-02
2.800E+01	4.36E-07	7.01E-03	1.58E-02
3.000E+01	4.06E-07	6.64E-03	1.63E-02
4.000E+01	3.01E-07	5.28E-03	1.82E-02
5.000E+01	2.39E-07	4.41E-03	1.96E-02
6.000E+01	1.99E-07	3.80E-03	2.07E-02

Annexe II

Réactions nucléaires des neutrons rapides dans le silicium pour un seuil d'énergie de réaction entre 0 et 30 MeV [20].

Produit de la réaction	Q-value [keV]	Seuil de la réaction [keV]
$^{29}\text{Si}+\gamma$	8473.57	0.00
$^{28}\text{Si}+\text{n}$	0.00	0.00
$^{25}\text{Mg}+\alpha$	-2653.57	2749.27
$^{28}\text{Al}+\text{p}$	-3860.01	3999.22
$^{27}\text{Al}+\text{d}$	-9360.55	9698.12
$^{24}\text{Mg}+\text{n}+\alpha$	-9984.15	10344.20
$^{27}\text{Al}+\text{n}+\text{p}$	-11585.11	12002.91
$^{26}\text{Mg}+3\text{He}$	-12138.12	12575.85
$^{21}\text{Ne}+2\alpha$	-12539.54	12991.75
$^{27}\text{Mg}+2\text{p}$	-13412.77	13896.48
$^{24}\text{Na}+\text{p}+\alpha$	-14717.25	15248.01
$^{26}\text{Al}+\text{t}$	-16160.98	16743.79
$^{27}\text{Si}+2\text{n}$	-17179.81	17799.37
$^{26}\text{Mg}+\text{p}+\text{d}$	-17631.59	18267.44
$^{20}\text{Ne}+\text{n}+2\alpha$	-19300.70	19996.74
$^{23}\text{Na}+\text{d}+\alpha$	-19452.26	20153.78
$^{26}\text{Mg}+\text{n}+2\text{p}$	-19856.15	20572.24
$^{17}\text{O}+3\alpha$	-19887.42	20604.62
$^{23}\text{Na}+\text{n}+\text{p}+\alpha$	-21676.83	22458.56
$^{26}\text{Al}+\text{n}+\text{d}$	-22418.21	23226.68
$^{25}\text{Mg}+\text{p}+\text{t}$	-22467.43	23277.68
$^{22}\text{Ne}+3\text{He}+\alpha$	-22752.90	23573.44
$^{25}\text{Mg}+\text{n}+3\text{He}$	-23231.18	24068.98
$^{16}\text{O}+\text{n}+3\alpha$	-24030.54	24897.16
$^{26}\text{Al}+2\text{n}+\text{p}$	-24642.77	25531.48
$^{23}\text{Ne}+2\text{p}+\alpha$	-25270.29	26181.62
$^{20}\text{F}+\text{p}+2\alpha$	-25542.88	26464.04
$^{22}\text{Na}+\text{t}+\alpha$	-25613.77	26537.49
$^{13}\text{C}+4\alpha$	-26246.16	27192.68
$^{25}\text{Na}+\text{p}+3\text{He}$	-26283.85	27231.73

Produit de la réaction (suite)	Q-value [keV]	Seuil de la réaction [keV]
$^{25}\text{Mg}+2\text{d}$	-26500.09	27455.78
$^{23}\text{Mg}+2\text{n}+\alpha$	-26515.26	27471.49
$^{25}\text{Al}+\text{n}+\text{t}$	-27526.43	28519.12
$^{24}\text{Mg}+\text{d}+\text{t}$	-27573.44	28567.83
$^{22}\text{Ne}+\text{p}+\text{d}+\alpha$	-28246.37	29265.03
$^{26}\text{Na}+3\text{p}$	-28426.08	29451.22
$^{25}\text{Mg}+\text{n}+\text{p}+\text{d}$	-28724.66	29760.57

Annexe III

Aire des régions des deux détecteurs ATLAS-MPX de référence utilisés lors des expériences (appelés MPX A et MPX B dans le tableau).

Région	Aire MPX A [cm ²]	Aire MPX B [cm ²]
<i>LiF + Si</i>	0.1897	0.2063
<i>PE + Si</i>	0.4649	0.4359
<i>PE + Al + Si</i>	0.3505	0.3713
<i>Al (100 μm) + Si</i>	0.3414	0.483
<i>Si</i>	0.2592	0.1677
<i>Al (150 μm) + Si</i>	0.1338	0.108

Annexe IV

Réactions nucléaires entre protons de 30 MeV et une cible de ${}^7\text{Li}$ pour la production des neutrons.

Produit de la réaction	Q-value [keV]	Seuil de la réaction [keV]
${}^7\text{Be}+\text{n}$	-1644.24	1880.35
${}^4\text{He}+\text{n}+3\text{He}$	-3230.34	3694.22
${}^3\text{He}+\text{n}+\alpha$	-3230.34	3694.22
${}^6\text{Li}+\text{n}+\text{p}$	-7249.98	8291.08
${}^4\text{He}+\text{n}+\text{p}+\text{d}$	-8723.81	9976.57
${}^5\text{Li}+\text{n}+\text{d}$	-10688.80	12223.70
${}^4\text{He}+2\text{n}+2\text{p}$	-10948.38	12520.59
${}^5\text{He}+\text{n}+2\text{p}$	-11838.40	13538.40
${}^6\text{Be}+2\text{n}$	-12320.47	14089.71
${}^5\text{Li}+2\text{n}+\text{p}$	-12913.40	14767.80
${}^3\text{He}+\text{n}+\text{p}+\text{t}$	-23044.20	26353.39
${}^3\text{He}+2\text{n}+3\text{He}$	-23807.95	27226.82
${}^4\text{Li}+\text{n}+\text{t}$	-26147.0	29902.0