



HAL
open science

Optimisation de têtes de détection pour mesurer les protons et électrons des ceintures de radiations terrestres dans une gamme en énergie étendue

Marine Ruffenach

► **To cite this version:**

Marine Ruffenach. Optimisation de têtes de détection pour mesurer les protons et électrons des ceintures de radiations terrestres dans une gamme en énergie étendue. Sciences de l'ingénieur [physics]. UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2020. Français. NNT : . tel-03081251

HAL Id: tel-03081251

<https://hal.science/tel-03081251v1>

Submitted on 18 Dec 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

**En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE
Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**

**Présentée et soutenue par
Marine RUFFENACH**

Le 30 septembre 2020

Optimisation de têtes de détection pour mesurer les protons et électrons des ceintures de radiations terrestres dans une gamme en énergie étendue

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace**

Spécialité : **Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie**

Unité de recherche :

ISAE-ONERA PSI Physique Spatiale et Instrumentation

Thèse dirigée par

Sébastien BOURDARIE et Jean-Roch VAILLE

Jury

M. Philippe LAURENT, Rapporteur
M. Rubén GARCIA ALIA, Rapporteur
Mme Carine BRIAND, Examinatrice
M. Laurent DUSSEAU, Examineur
M. Sébastien BOURDARIE, Directeur de thèse
M. Benoit LAVRAUD, Président

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Sébastien Bourdarie d'avoir proposé cette thèse. J'ai appris beaucoup de choses durant ces années, et cela m'a confortée dans l'idée de continuer dans ce domaine passionnant des radiations. Je te remercie aussi pour ton soutien durant cette dernière année de thèse assez particulière à cause du confinement.

Je tiens aussi à remercier Jean-Roch Vaillé, mon co-directeur de thèse, ainsi que Julien Mekki mon encadrant CNES (et nouveau chef !) pour m'avoir suivie durant ces trois années.

Je remercie également Philippe Laurent et Ruben Garcia d'avoir accepté d'être rapporteurs de mon manuscrit. Je remercie aussi Laurent Dusseau et Carine Briand d'avoir accepté de faire partie du Jury de thèse, ainsi que Benoît Lavraud pour l'avoir présidé.

Merci à Gisèle pour ta bonne humeur, ainsi qu'à Christine pour m'avoir aidée à de nombreuses reprises administrativement.

Je remercie l'équipe ERS pour ces trois années enrichissantes. J'ai en particulier eu la chance de connaître Daniel. Un grand merci à Vincent, à la fois pour ton sérieux (oui oui ça arrive) lors des cours sur l'environnement, et pour le reste. J'ai bien vu ta grande agilité au ski, mais malheureusement je n'ai pas pu écouter ton talent à la guitare :) ! Merci à Angélica pour ta pêche et ta bonne humeur, ainsi que pour avoir répondu à mes questions. J'ai particulièrement apprécié tes encouragements avant les oraux, notamment lors des conférences et aussi avant la soutenance. Tu es top ! Merci aussi à Didier Lazaro, et Antoine.

Ces années auraient été bien différentes sans les doctorants du DPHY. Guigui et Eudes, ne changez pas ! Je vous remercie pour tous les bons moments passés à l'ONERA, et surtout en-dehors. Loanne, alias pipelette du B210, ou encore lanceuse de calculette et partenaire de sport, tu as bien mis l'ambiance dans ce bureau. Quand tu veux pour une autre partie de badminton ! Merci également à Abdess, Nour, Guillaume (je ne t'en veux pas pour tes blagues sur les Ariégeois, ou du moins pas beaucoup), Julie, Quentin, et tous les doctorants en général.

Je remercie plus généralement les membres du DPHY, en particulier pour les repas de Noël qui étaient tous supers. Merci en particulier à Sabine, Thierry, et Laurent pour votre gentillesse. Merci aussi à Damien Marcoul, à la fois pour l'aide informatique, mais surtout pour ta bonne humeur lors des cours de guitare.

Je remercie Geneviève Soucaïl pour l'accompagnement tout au long de cette thèse. J'ai aussi eu la chance de rencontrer de merveilleuses personnes faisant partie du Zonta, en particulier Sylvie et Katherine. Je vous remercie pour votre grande gentillesse !

Le meilleur pour la fin ? Je remercie bien évidemment Kevin. Merci d'avoir été à mes côtés durant cette thèse, de m'avoir épaulée et soutenue. Merci également de partager ma vie depuis plus de cinq ans.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis pour leur soutien. Même avec un nombre de personnes limité, j'ai eu de la chance d'avoir ma famille à mes côtés le jour de ma soutenance.

Résumé

Depuis le début de la conquête spatiale démarrée en octobre 1957 avec le lancement du satellite Spoutnik-1 par l'ex-URSS, le nombre de satellites envoyés dans l'espace n'a cessé d'augmenter. Cependant, l'environnement spatial terrestre est un milieu hostile pour les satellites artificiels et leurs composants, en particulier à cause des ceintures de radiations peuplées de protons et d'électrons énergétiques. Le département DPHY de l'ONERA étudie les ceintures de radiations et développe des modèles afin de les modéliser, étudie leurs effets sur les équipements des satellites, et conçoit des moniteurs de radiations afin de disposer de mesures in-situ. Des modèles sont disponibles pour connaître l'énergie, le type et la localisation des particules dans les ceintures de radiations. Ils sont créés à partir des mesures faites par les moniteurs de radiations. Cependant, très peu de mesures de protons de faibles énergies (de quelques MeV) sont disponibles. Par ailleurs, les moniteurs de radiations mesurant plusieurs types de particules sur une grande gamme en énergie sont massifs et volumineux, et non adaptés pour être embarqués sur des petits satellites tels que les Cubesats.

Les objectifs de cette thèse sont donc de développer une tête de détection capable de mesurer les protons de quelques MeV, et d'étudier la possibilité d'utiliser un moniteur de radiations miniaturisé pour mesurer simultanément l'énergie incidente des protons et des électrons.

La première partie de cette thèse a été consacrée au développement de la tête de détection de protons de basses énergies compatible avec le moniteur ICARE-NG. La bonne mesure des protons de quelques MeV dépend de la capacité de la tête de détection à limiter la contribution des protons énergétiques et des électrons. Dans ce but, le blindage de la tête est constitué d'une structure sandwich Al-W-Al. Des aimants sont utilisés à l'entrée de la tête de détection afin de dévier les électrons, et le diamètre des diodes est optimisé pour réduire la contribution des protons énergétiques et des électrons. L'analyse des comptages prédits à l'aide des modèles AE-8 et AP-8 montre que l'électronique ne subira pas de saturation et que les protons de basses énergies seront correctement mesurés pour de grandes régions dans les ceintures de radiations. Enfin, le modèle d'essai de la tête de détection est fabriqué, et le modèle de vol sera embarqué sur deux satellites fabriqués par Airbus-DS début 2021.

La deuxième partie de la thèse a été consacrée au développement de la tête de détection miniaturisée basée sur l'utilisation du Timepix. L'utilisation de la puce Timepix couplée à un blindage différentiel, ou bien dans un spectromètre magnétique n'ont pas été concluantes. Le traitement des données acquises par le Timepix à l'aide des réseaux de neurones à convolution est quant à lui intéressant et prometteur. Les réseaux de neurones à convolution développés durant cette thèse permettent de discriminer les protons et les électrons d'une part, et de déduire leur énergie incidente afin d'établir des gammes en énergie d'autre part. Ces réseaux sont entraînés sur des données simulées à l'aide de GEANT4, et leur application sur des données réelles acquises par l'instrument SATRAM présent sur le satellite Proba-V depuis 2013 mène à de meilleurs résultats que ceux obtenus jusqu'alors à l'aide d'autres méthodes. Ils permettent de discriminer correctement dans 95 % des cas les protons et les électrons, et d'établir des gammes en énergie proches de celles obtenues avec d'autres moniteurs de radiations, et ce avec un instrument de 380 grammes.

Abstract

Since the beginning of the Space Age started in October 1957 with the launch of Spoutnik-1 satellite, the number of satellites launched into space is increasing. However, the space environment of the Earth is a hostile environment for artificial satellites and their components, in particular due to radiation belts where energetic protons and electrons are trapped. The department DPHY at ONERA studies radiations belts and develops models, studies their effects on satellites equipments, and designs radiation monitors to have measurements. Some models are available to know the energy, the type and the location of particles in radiation belts. They are created thanks to measurements performed by radiation monitors. Nevertheless, a few measurements of low energy protons (few MeV) are available. Moreover, radiation monitors that measure several types of particles for a wide range of energy are massive and bulky, not adapted to be embedded on small satellites as Cubesats.

The aims of this PhD research work are to develop a detection head to measure few MeV protons, and a miniaturized radiation monitor to measure simultaneously the incident energy of protons and electrons.

The first part of this work was dedicated to the development of the low energy protons detection head compatible with the ICARE-NG instrument. The good measurements of few MeV protons depends on the capability of the detection head to limit the contribution of high energy protons and electrons. To do that, the shielding of the head is made of Al-W-Al. Magnets are used to deflect electrons, and the diameter of diodes is optimized to reduce the contribution of high energy protons and electrons. The analysis of predicted counts thanks to AP-8 and AE-8 radiation models shows that electronics will not saturate and that protons of few MeV will be detected in a wide region of radiation belts. Finally, the engineering model of the detection head is produced, and the flight model will be embedded on two Airbus-DS satellites in 2021.

The second part of this work was dedicated to the development of a miniaturized detection head based on the Timepix chip. The use of the Timepix with a differential shielding, or in a magnetic spectrometer is not relevant. The processing of Timepix data with convolutional neural networks is interesting and promising. Neural networks developed during this PhD research work allow to discriminate protons and electrons, and to establish incident energy channels. These networks are trained on data simulated thanks to GEANT4, and are applied on real data produced by the SATRAM instrument on-board the Proba-V satellite since 2013. This leads to better results than those obtained so far by other models. These neural networks allow to correctly discriminate in 95 % of cases protons and electrons, and to establish incident energy channels close to those obtained with other radiation monitors, and this with an instrument of 380 grams.

Table des matières

Remerciements.....	1
Résumé.....	3
Abstract.....	5
Introduction.....	11
Chapitre I : L'environnement spatial de la Terre.....	15
1. La magnétosphère terrestre.....	15
1.1. Les origines du champ magnétique terrestre.....	15
1.2. Le modèle dipolaire du champ magnétique.....	15
1.3. Le modèle IGRF.....	16
1.4. Les régions de la magnétosphère.....	17
2. Les ceintures de radiations.....	18
2.1. Découverte des ceintures de radiations.....	18
2.2. Origine des particules des ceintures de radiations.....	19
2.3. Mouvement des particules chargées dans le champ magnétique de la Terre.....	21
2.4. Les coordonnées magnétiques (B, L).....	24
2.5. Description des ceintures de radiations.....	25
2.6. Les modèles empiriques des ceintures de radiations.....	27
2.6.1. Les modèles AE-8 et AP-8.....	27
2.6.2. Les modèles AE-9 et AP-9.....	28
2.6.3. Le modèle GREEN de l'ONERA.....	28
3. L'influence de l'activité solaire sur la magnétosphère de la Terre.....	28
3.1. Le cycle solaire.....	28
3.2. L'influence de l'activité du Soleil sur les ceintures de radiations.....	30
3.2.1. Dynamique lente à l'échelle du cycle solaire.....	30
3.2.2. Dynamique rapide à l'échelle de quelques jours.....	30
4. Mesures in-situ dans les ceintures de radiations.....	31
4.1. Plateformes de mesure des particules dans les ceintures de radiations.....	31
4.2. La sensibilité des orbites aux radiations.....	33
4.3. L'influence des différents niveaux de flux sur la géométrie des instruments.....	35
Conclusion.....	35
Chapitre II : Interactions entre les particules et la matière.....	37
1. Interactions rayonnements – matière.....	37
2. Interactions des particules avec le cortège électronique des atomes cibles.....	39
2.1. Les électrons.....	39
2.2. Les ions.....	41
2.3. Les photons.....	42
2.3.1. La diffusion de Rayleigh.....	42
2.3.2. La diffusion Compton.....	42
2.3.3. L'effet photoélectrique.....	45
3. Interactions des particules avec le noyau des atomes cibles.....	46
3.1. Les électrons.....	46
3.2. Les ions.....	46
3.3. Les photons.....	48

3.4. Bilan des interactions du rayonnement ionisant avec la matière.....	49
4. Outils de modélisation de l'interaction rayonnement-matière.....	51
4.1. L'outil MCNPX.....	51
4.2. L'outil FLUKA.....	51
4.3. L'outil GEANT4.....	52
4.3.1. Généralités sur GEANT4.....	52
4.3.2. Sources de particules.....	53
4.3.3. Listes des processus physiques.....	53
4.3.4. Le logiciel FASTRAD.....	54
5. Les difficultés de détection des particules ionisantes.....	54
5.1. Parcours des protons et des électrons dans la matière.....	54
5.2. Perte d'énergie par les particules chargées le long du parcours.....	56
5.3. Diffusion et génération de particules secondaires.....	57
Conclusion.....	60
Chapitre III : Les moniteurs de radiations.....	61
1. Les têtes de détection à diodes.....	61
1.1. Les jonctions PN.....	61
1.2. Les diodes de détection.....	63
1.3. Principe de fonctionnement des têtes de détection à diodes.....	64
1.4. Exemples de têtes de détection avec des détecteurs à diodes.....	65
1.4.1. Le moniteur de radiations ICARE-NG.....	65
1.4.2. L'instrument MEPED du moniteur de radiations SEM-2.....	67
2. Les détecteurs pixelisés CCD, CMOS, et à pixels hybrides.....	73
2.1. La capacité MOS.....	73
2.2. Les capteurs CCD.....	73
2.3. Les capteurs CMOS.....	74
2.4. Capteurs CCD vs CMOS.....	76
2.5. Les détecteurs à pixels hybrides Timepix.....	76
2.5.1. Généralités.....	76
2.5.2. La puce Timepix.....	77
2.5.3. Électroniques de lecture des puces Timepix.....	80
2.5.3.1. FITPix.....	80
2.5.3.2. MiniPIX.....	81
2.5.4. L'instrument SATRAM.....	82
3. Les spectromètres de masse à analyseur magnétique.....	84
3.1. Principe de fonctionnement d'un spectromètre de masse à analyseur magnétique.....	84
3.2. L'instrument MagEIS.....	85
4. Les spectromètres de masse à temps de vol.....	86
5. Les scintillateurs.....	87
6. Les compteurs Cherenkov.....	88
7. Synthèse des différents types de détection des particules chargées.....	89
Conclusion.....	92
Chapitre IV : Développement d'une tête de détection de protons de basses énergies.....	95
1. Limitation de la contribution des protons de hautes énergies et des électrons.....	96
1.1. Énergie déposée dans le silicium par les protons et les électrons.....	96
1.2. Épaisseur des diodes.....	97
1.3. Caractéristiques du blindage.....	99
1.3.1. Le facteur géométrique.....	99
1.3.2. Fonctions de réponse pour un blindage en aluminium.....	99

1.3.3. Blindage Al-W-Al.....	101
1.4. Utilisation d'un aimant.....	103
1.5. Diamètre des diodes.....	106
2. Géométrie de la tête de détection de protons de basses énergies.....	107
3. Saturation de l'analyseur de hauteur d'impulsion.....	111
3.1. Le taux de comptage des particules par canal.....	111
3.1.1. Flux omnidirectionnels à l'équateur magnétique.....	112
3.1.2. Prise en compte de la direction de visée de la tête de détection.....	113
3.2. Taux de comptage totaux.....	116
3.3. Courant de fuite.....	117
4. Fabrication et tests.....	117
5. Déduction de l'énergie incidente des protons de basses énergies à partir des mesures faites en vol.....	120
Conclusion.....	120
Chapitre V : Tête de détection miniaturisée basée sur l'utilisation du Timepix.....	123
1. Blindage différentiel.....	123
1.1. Principe de fonctionnement.....	123
1.2. Résultats numériques.....	124
2. Spectromètre à analyseur magnétique basé sur le Timepix.....	126
2.1. Principe de fonctionnement.....	126
2.2. Géométrie à un collimateur.....	127
2.3. Géométrie à deux collimateurs.....	130
3. L'analyse de traces avec les réseaux de neurones.....	132
3.1. La plateforme TAPAS.....	132
3.2. Les réseaux de neurones.....	133
3.2.1. L'intelligence artificielle et le machine learning.....	133
3.2.2. Les réseaux de neurones.....	134
3.2.3. Les réseaux de neurones à convolution CNN.....	135
3.2.4. Tensorflow.....	140
3.3. Différentiation en type et en énergie sur des données simulées GEANT4.....	141
3.3.1. Différentiation en type.....	141
3.3.2. Différentiation en énergie.....	146
3.4. Application aux données de l'instrument SATRAM.....	151
3.5. Les superpositions.....	158
Conclusion.....	160
Conclusions et perspectives.....	161
ANNEXE A : Établissement et résolution de l'équation du mouvement des électrons relativistes dans un champ magnétique non uniforme.....	165
1. Expression analytique.....	165
2. Résolution numérique.....	166
ANNEXE B : Interpolation tri-linéaire pour le champ magnétique créé par l'aimant..	169
Production scientifique.....	173
Bibliographie.....	175

Introduction

Depuis le début de la conquête spatiale démarrée en octobre 1957 avec le lancement du satellite Spoutnik-1 par l'ex-URSS, le nombre de satellites envoyés dans l'espace n'a cessé d'augmenter avec des satellites scientifiques, d'observations, et de télécommunications entre autres. Ceci a permis le développement de nouvelles technologies, en particulier dans le domaine de l'électronique. Cependant, l'environnement spatial terrestre est un milieu hostile pour les satellites artificiels et leurs composants. Ces conditions extrêmes auxquelles sont soumis les satellites, telles que les variations extrêmes de température, la pression très faible, les débris, et surtout les radiations, ont une influence sur leur fonctionnement ainsi que sur leur durée de vie, et peuvent même causer leur perte définitive. L'exemple du satellite Telstar peut être cité, qui n'a pas pu communiquer avec la Terre pendant quelques jours en 1997, ou encore le satellite Galaxy IV qui a subi en 1998 un fort flux de protons entraînant sa perte définitive. Les radiations couvrent l'environnement proche de la Terre, même au-delà de l'orbite géostationnaire. Il n'est donc pas possible de trouver une orbite pour laquelle les satellites ne traversent pas ces zones peuplées de particules chargées. Afin d'éviter la perte ou de limiter la dégradation des satellites lors de leur passage dans ces zones pour des raisons scientifiques et économiques, il est nécessaire d'étudier ces régions nommées ceintures de Van Allen composées majoritairement de protons et d'électrons très énergétiques. Des modèles sont disponibles pour connaître l'énergie, le type et la localisation des particules dans les ceintures de radiations. Ces modèles reposent sur des mesures in-situ faites par les moniteurs de radiations. Le département DPHY de l'ONERA étudie les ceintures de radiations et développe des modèles physiques et empiriques afin de les modéliser, étudie leurs effets sur les équipements des satellites, et conçoit des moniteurs de radiations afin de disposer de mesures in-situ. Ces derniers permettent de mieux connaître les particules peuplant les ceintures de radiations de la Terre, tout particulièrement leur type, leur énergie, et leur répartition spatiale. Il est donc nécessaire d'embarquer des moniteurs de radiations à bord des satellites afin de mesurer l'énergie de ces diverses populations.

L'environnement radiatif terrestre est un environnement mixte essentiellement peuplé de protons et d'électrons dont le spectre en énergie est très étendu. En effet, les électrons ont essentiellement une énergie de 100 keV à 5 MeV et les protons de 100 keV à 500 MeV. Au vu des différents types de particules et de leur spectre en énergie très étendu, il est difficile pour un seul instrument de tout mesurer. Par ailleurs, la tendance actuelle est de miniaturiser de plus en plus les instruments au détriment de leur performance, ce qui entraîne une difficulté supplémentaire pour faire des mesures précises. De plus, la mesure des protons de basses énergies est particulièrement délicate puisqu'il est difficile de les distinguer des protons énergétiques et des électrons. Cela entraîne une incertitude sur les flux de protons de basses énergies dans les modèles de radiations.

Un premier axe de recherche consiste à développer des têtes de détection de protons de basses énergies pour combler un manque crucial de telles mesures. Divers moniteurs de radiations sont équipés de ces têtes, mais ont une masse élevée ou bien les mesures des protons de basses énergies sont contaminées par les autres protons et les électrons. En particulier, Evans et Greer ont développé une tête de détection de protons de basses énergies, MEPED, ayant volé sur plusieurs satellites en orbite basse uniquement. La contribution des protons de hautes énergies ainsi que celle des électrons sont réduites et permettent une mesure précise des protons de basses énergies. Cependant, cet instrument est massif et ne peut donc pas être envoyé sur tous les satellites. Par ailleurs, il n'a permis de cartographier qu'une zone limitée des ceintures de radiations et ce pour une plage en énergie très restreinte. En

particulier, la région équatoriale des ceintures de radiations traversée par les satellites GEO à propulsion électrique pendant la phase de mise à poste (nouveaux profils EOR) est très peu connue dans la gamme 1-20 MeV proton.

Un deuxième axe de recherche consiste à développer des moniteurs de radiations miniaturisés pour mesurer simultanément l'énergie incidente des protons et des électrons. L'équipe de B. Bergmann à Prague utilise la puce Timepix, développée par la collaboration Medipix/Timepix dirigée par le CERN, pour mesurer les énergies déposées par les protons et les électrons dans les ceintures de radiations. Ils ont en particulier développé une méthode afin de différencier les diverses populations de particules dans les ceintures de radiations. De nombreux tests dans les accélérateurs de particules ont été effectués afin de tester leur méthode de discrimination des particules et ont envoyé plusieurs Timepix dans l'espace sur le satellite Proba-V, des Cubesats, et dans l'ISS. Cela a permis de montrer que cette puce est utilisable dans les ceintures de radiations, qu'elle peut être envoyée sur des Cubesats, et que leur méthode de discrimination fonctionne pour des mesures faites dans les accélérateurs. Cependant, leur méthode de discrimination n'est pas satisfaisante pour les applications spatiales. Par ailleurs, seule l'énergie déposée par les particules est enregistrée (dose). Aucune méthode n'a encore été proposée pour en déduire l'énergie incidente des particules.

Ces limitations justifient cette étude. Cette thèse s'inscrit donc dans un contexte de modélisation et de développement de têtes de détection. Elle consiste dans un premier temps à développer une tête de détection de protons de basses énergies compatible avec le moniteur de radiations ICARE-NG afin de réduire les coûts et les délais de fabrication, et de mesurer avec un seul moniteur de radiations composé de plusieurs têtes de détection les protons et les électrons dans une grande gamme en énergie. Elle consiste dans un deuxième temps à développer une tête de détection miniaturisée basée sur l'utilisation du Timepix pour mesurer simultanément l'énergie des protons et des électrons.

Les trois premiers chapitres sont destinés à présenter le sujet et le domaine de recherche. Le chapitre I est consacré à la présentation de l'environnement spatial de la Terre. La magnétosphère de la Terre y est présentée avec une attention particulière accordée aux ceintures de radiations. L'influence de l'activité solaire ainsi que les divers types de satellites pouvant embarquer des moniteurs de radiations y sont aussi présentés. Le chapitre II traite des interactions entre les particules et la matière, des outils numériques permettant de les modéliser, ainsi que des difficultés à détecter les particules ionisantes. Le chapitre III permet de se concentrer sur les moniteurs de radiations avec la description des différents types de détecteurs constituant les têtes de détection.

Les travaux de recherche menés durant cette thèse sont présentés dans les deux derniers chapitres. Le chapitre IV est consacré au développement de la tête de détection de protons de basses énergies. La démarche de recherche a consisté dans un premier temps à trouver les caractéristiques optimales de la géométrie de la tête de détection afin de limiter fortement la contribution des protons énergétiques et des électrons dans le but de mesurer de manière précise les protons de quelques MeV. Les comptages prédits enregistrés dans les divers canaux en énergie déposée sont ensuite calculés afin de vérifier que l'électronique ne subira pas de saturation et que les protons de basses énergies seront correctement mesurés. Enfin, la fabrication de la tête de détection est discutée. Le chapitre V est consacré au développement de la tête de détection miniaturisée basée sur l'utilisation du Timepix. Les différentes techniques testées afin de discriminer correctement les protons et les électrons sont présentées. Une attention particulière est accordée à la technique basée sur l'utilisation des réseaux de neurones à convolution pour discriminer les protons et les électrons d'une part, et

de déduire leur énergie incidente d'autre part. Les méthodes développées sont appliquées à des données acquises par l'instrument SATRAM présent sur le satellite Proba-V depuis 2013.

Chapitre I : L'environnement spatial de la Terre

1. La magnétosphère terrestre.....	15
1.1. Les origines du champ magnétique terrestre.....	15
1.2. Le modèle dipolaire du champ magnétique.....	15
1.3. Le modèle IGRF.....	16
1.4. Les régions de la magnétosphère.....	17
2. Les ceintures de radiations.....	19
2.1. Découverte des ceintures de radiations.....	19
2.2. Origine des particules des ceintures de radiations.....	19
2.3. Mouvement des particules chargées dans le champ magnétique de la Terre.	21
2.4. Les coordonnées magnétiques (B, L).....	25
2.5. Description des ceintures de radiations.....	26
2.6. Les modèles empiriques des ceintures de radiations.....	28
3. L'influence de l'activité solaire sur la magnétosphère de la Terre.....	29
3.1. Le cycle solaire.....	29
3.2. L'influence de l'activité du Soleil sur les ceintures de radiations.....	31
4. Mesures in-situ dans les ceintures de radiations.....	32
4.1. Plateformes de mesure des particules dans les ceintures de radiations.....	32
4.2. La sensibilité des orbites aux radiations.....	34
4.3. L'influence des différents niveaux de flux sur la géométrie des instruments	36
Conclusion.....	36

Ce chapitre introductif permet de rappeler les caractéristiques de l'environnement spatial de la Terre nécessaires à la compréhension de ce travail de thèse. En particulier, les origines et les propriétés de la magnétosphère y sont présentées avec une attention particulière accordée aux ceintures de radiations. Ensuite, les modèles permettant la modélisation du champ magnétique de la Terre sont décrits. Enfin, l'influence de l'activité solaire sur la magnétosphère terrestre est abordée.

1. La magnétosphère terrestre

1.1. Les origines du champ magnétique terrestre

Plusieurs corps de notre système solaire possèdent un champ magnétique. Nous pouvons citer entre autres le Soleil, Mercure, la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus, et Neptune. Le champ magnétique de la Terre provient de plusieurs contributions dont la somme constitue le champ magnétique total de la Terre. Cependant le champ magnétique d'origine interne représente 99 % de ce champ magnétique total. Le noyau de la Terre est en effet constitué à environ 85 % de fer, métal conducteur, qui aux températures régnant au cœur de la Terre est liquide. Les mouvements de convection à l'intérieur de ce noyau produisent par effet dynamo un champ magnétique à l'intérieur et autour de la Terre.

1.2. Le modèle dipolaire du champ magnétique

Dans une première approximation, le champ magnétique de la Terre peut être assimilé à un champ magnétique produit par un dipôle magnétique décrit par l'équation suivante.

$$\vec{B} = -B_0 \left(\frac{R_T}{r} \right)^3 (2 \cos(\theta) \vec{e}_r + \sin(\theta) \vec{e}_\theta)$$

où $B_0 = 3.12 \times 10^{-5} T$ est la valeur moyenne du champ magnétique à l'équateur magnétique à la surface de la Terre, $R_T = 6370 km$ le rayon moyen de la Terre, r la distance radiale depuis le centre de la Terre, et θ l'azimut mesuré depuis le pôle Nord magnétique.

L'axe de ce dipôle est incliné de 11° par rapport à l'axe de rotation de la Terre et excentré d'environ 500 km du centre de la Terre. Cette configuration met en évidence une région où pour une altitude donnée le champ magnétique est plus faible, située au niveau du Brésil. Cette région, appelée l'Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA), est illustrée dans la Figure I.1.

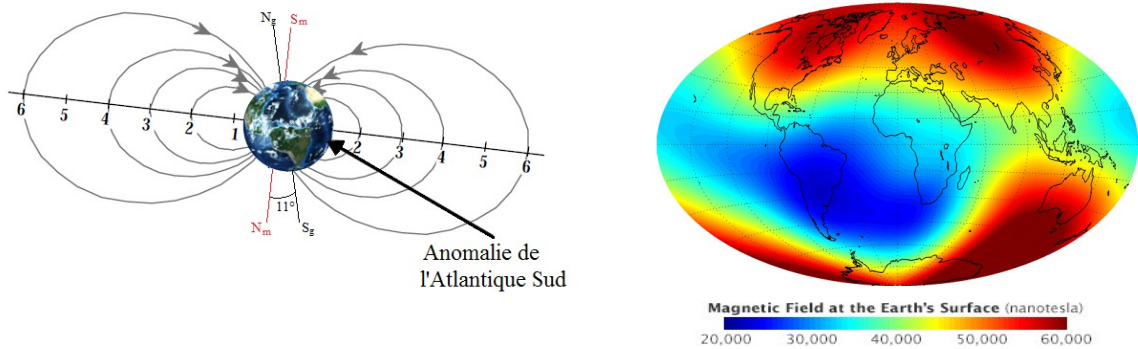


Figure I.1 : Modèle du dipôle incliné et excentré (gauche). Intensité du champ magnétique à la surface de la Terre. Crédits : NASA (droite).

La valeur du champ magnétique est maximale aux pôles et minimale au niveau de l'équateur magnétique. De manière générale, dans le cas d'un champ dipolaire, une symétrie Nord-Sud est considérée. Des modèles plus complets et réalistes existent afin de décrire plus précisément le champ magnétique Terrestre.

1.3. Le modèle IGRF

Le modèle IGRF (International Geomagnetic Reference Field) est le modèle de champ magnétique le plus utilisé par les scientifiques afin de représenter de manière empirique le champ magnétique interne de la Terre. Ce modèle est basé sur l'expression mathématique explicitée dans l'équation suivante.

$$\vec{B}(r, \theta, \phi, t) = -\vec{\nabla} V(r, \theta, \phi, t) \text{ avec}$$

$$V(r, \theta, \phi, t) = R_T \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_T}{r} \right)^{n+1} \left[g_n^m(t) \cos(m\phi) + h_n^m(t) \sin(m\phi) \right] P_n^m(\cos\theta)$$

où ϕ est la longitude, θ la colatitute, g_n^m et h_n^m les coefficients de Gauss au temps t , et les fonctions $P_n^m(\cos\theta)$ sont les polynômes de Legendre associés normalisés selon la méthode de Schmidt de degré n et d'ordre m [1], [2]. N représente le degré maximum de développement ; il est pris égal à 13 pour les dates ultérieures à 2000 et égal à 10 pour les dates antérieures à 2000. Les termes g_n^m et h_n^m sont donnés tous les cinq ans par l'IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy). Ces termes sont supposés évoluer linéairement en fonction du temps sur les intervalles de cinq ans afin de tenir compte des variations séculaires du champ magnétique terrestre. Les paramètres nécessaires à leur calcul sont calculés à l'aide de données acquises par les satellites, les observatoires

magnétiques, et lors de relevés magnétiques, puis partagés avec la communauté [3]–[5]. La treizième génération d'IGRF a été finalisée par l'IAGA en décembre 2019.

La publication de ces nouvelles générations est nécessaire pour tenir compte de l'évolution du champ magnétique de la Terre en fonction du temps. En effet, ces changements sont non négligeables et ne sont pas localisés : l'intensité du champ magnétique décroît d'environ 0.05 % par an et son axe subit une rotation, induisant une dérive de son extrémité Sud de 0.014° par an vers l'Ouest, ainsi qu'un décalage vers le Pacifique Ouest de 3 km par an environ. En particulier, la SAA dérive vers l'Ouest [6] et le pôle Nord magnétique se déplace au cours des années [7], comme l'illustre la Figure I.2.

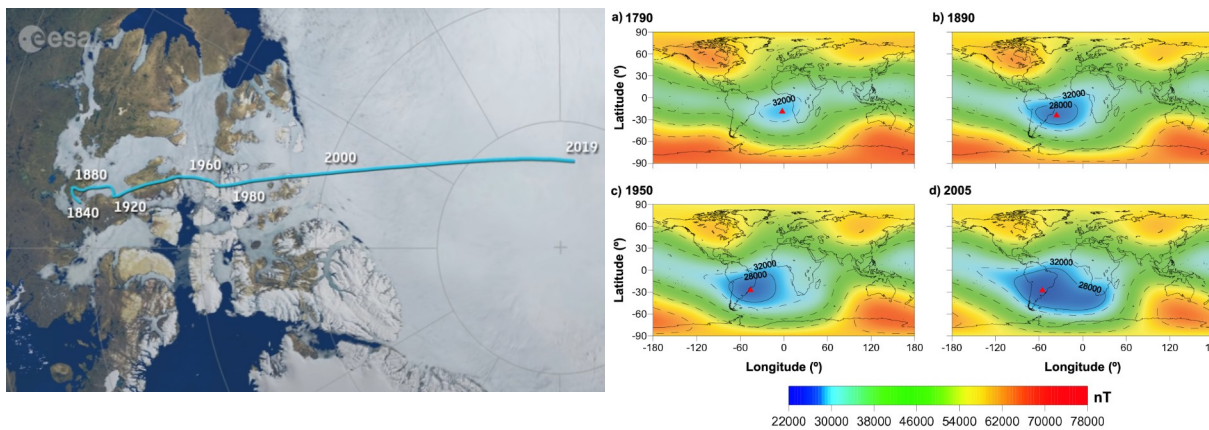


Figure I.2 : Position du Pôle Nord magnétique de 1840 à 2019 (gauche) (©ESA). Evolution de l'Anomalie Magnétique Sud Atlantique (droite) extrait de [6].

Le champ magnétique de la Terre, à grande distance radiale, est perturbé par le vent solaire et ne peut pas être approximé par un simple dipôle. Le vent solaire comprime les lignes de champ magnétique côté jour et les étire côté nuit. Des modèles de champ magnétique externe existent afin de décrire ces déformations, comme le modèle de Tsyganenko [8] ou celui de Tsyganenko et Sitnov [9] par exemple.

1.4. Les régions de la magnétosphère

Le vent solaire, constitué de plasma, interagit avec le champ magnétique de la Terre pour former une cavité magnétique protectrice appelée la magnétosphère. Elle constitue un bouclier efficace protégeant ainsi la haute atmosphère de la Terre des particules solaires. La magnétosphère est constituée de différentes régions, illustrées dans la Figure I.3.

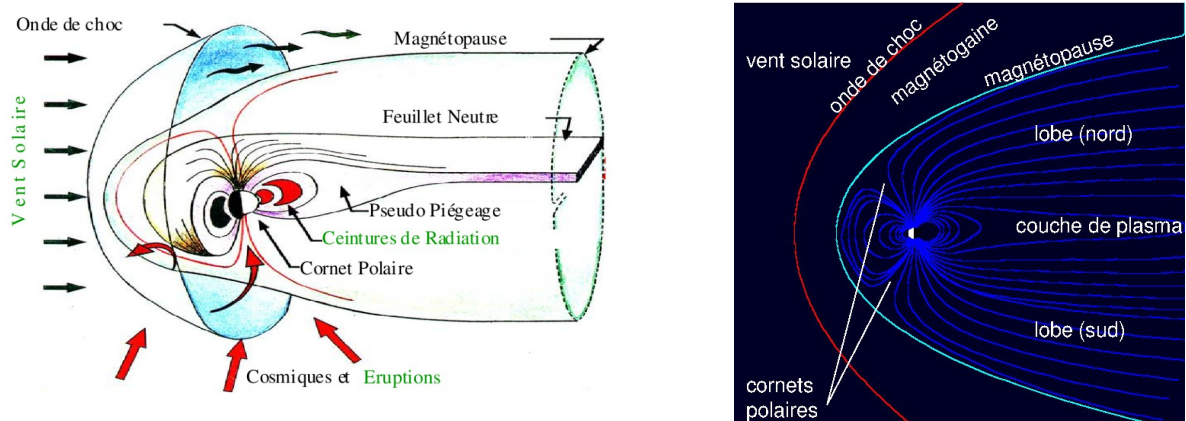


Figure I.3 : La magnétosphère de la Terre extrait de [10] (gauche) et d'une encyclopédie [11] (droite).

Le champ magnétique dévie la plupart des particules du plasma solaire. Cependant, la magnétosphère n'est pas totalement imperméable à ces particules et une partie d'entre elles parvient tout de même à y pénétrer. Ces particules sont essentiellement des protons et des électrons, mais aussi des ions plus lourds (Hélium, Oxygène, ...).

La région la plus externe de la magnétosphère est l'onde de choc située à environ 100 000 km de la Terre en direction du Soleil. Lors de son passage dans cette région le vent solaire, constitué de plasma, passe d'une vitesse supersonique à une vitesse subsonique. En aval de cette onde de choc se trouve la magnétogaine composée de plasma turbulent et comprimé. La densité de particules y est inférieure à celle du vent solaire mais la faible intensité et l'irrégularité du champ magnétique de la Terre dans cette région entraînent une déviation moins efficace des particules chargées. La densité de particules y est cependant plus forte que dans la magnétopause, c'est pour cela que la magnétogaine est caractérisée de région de transition.

La magnétopause est la limite à proprement dite de la magnétosphère. Elle représente la frontière entre le milieu interplanétaire dominé par le vent solaire et le champ magnétique de la Terre. La magnétopause est comprimée du côté jour (en direction du Soleil) où elle se situe à une distance d'environ 10 rayons terrestres, et allongée du côté nuit (direction opposée à celle du Soleil) pour former la queue de la magnétosphère.

La queue magnétosphérique est principalement composée de deux lobes (Nord et Sud) de polarité magnétique opposée où la densité de particules y est particulièrement très faible. Les lignes de champ magnétique dans les lobes sont ouvertes. Les deux lobes sont séparés par le feuillet de plasma centré sur l'équateur magnétique dont l'épaisseur est de quelques rayons terrestres. Les lignes de champ magnétique dans le feuillet de plasma sont fermées contrairement aux lobes. Le champ magnétique dans le feuillet de plasma est plus faible mais le plasma y est plus dense que dans les lobes. Les particules de ce plasma, principalement des protons et des électrons, se déplacent en direction de la Terre créant un courant d'Est Ouest appelé courant de feuillet neutre.

Les régions de séparation entre les lignes de champ magnétique dirigées vers le Soleil côté jour et celles dirigées vers la queue magnétosphérique côté nuit sont appelées cornets polaires. Ils sont caractérisés par des lignes de champ magnétique ouvertes. Ces cornets permettent l'entrée du plasma solaire directement dans l'atmosphère de la Terre.

Dans les régions les plus internes de la magnétosphère, les particules de hautes énergies sont piégées par le champ magnétique de la Terre, créant ainsi les ceintures de radiations. Ces ceintures de radiations sont décrites dans la section I.2 avec en particulier l'origine des particules les peuplant, les mouvements de ces particules autour des lignes de champ magnétique, ainsi que les modèles et les mesures permettant de décrire ces régions.

2. Les ceintures de radiations

2.1. Découverte des ceintures de radiations

C'est en janvier 1958 que les États-Unis lancent leur premier satellite, Explorer 1, dont l'instrumentation a été confiée à James Van Allen. Ce dernier a équipé le satellite d'un compteur Geiger servant à mesurer les rayonnements ionisants afin de mesurer l'intensité des rayons cosmiques et tout particulièrement leur variation en fonction de l'altitude. L'URSS avait déjà deux satellites en orbite à l'époque : Spoutnik 1 et Spoutnik 2. La seule fonctionnalité du satellite Spoutnik 1 était l'émission d'un « bip-bip ». Spoutnik 2 était équipé d'instruments visant à étudier les rayons cosmiques mais n'avait pas d'enregistreur. Il transmettait directement les résultats des mesures effectuées. Lorsque le satellite était en visibilité au-dessus de l'URSS il ne détectait rien de particulièrement intéressant puisqu'il était proche de son périhélie. Cependant, quand les instruments de Spoutnik 2 détectaient des radiations, celui-ci survolait d'autres pays comme l'Australie où les stations captaient ces

signaux sans pour autant les comprendre, et n'étaient donc pas reçus par l'URSS, ces derniers ne voulant pas révéler l'origine de ces signaux. Explorer 1, qui a été lancé alors que Spoutnik 2 faisait encore des révolutions autour de la Terre, a été lancé sur une orbite très elliptique dont l'apogée se situait à environ 2500 km d'altitude. Tout comme Spoutnik 2, Explorer 1 n'était pas équipé d'enregistreur et transmettait donc ses mesures en direct. Les données étaient recueillies par des stations au sol. L'analyse de ces données a permis de mettre en évidence l'existence des ceintures de radiations. Pour les altitudes les plus basses, le compteur Geiger faisait des mesures qui correspondaient aux prédictions. Lorsque l'altitude augmentait, le signal du compteur Geiger augmentait doucement jusqu'à descendre brusquement à une valeur nulle. Ces mesures correspondaient au moment où le satellite passait dans les zones où les radiations étaient tellement élevées que le compteur saturait. La découverte des ceintures de radiations a été confirmée par le satellite Spoutnik 3, équipé d'instruments plus performants.

2.2. Origine des particules des ceintures de radiations

Les particules des ceintures de radiations ont pour origine le Soleil ou bien les rayons cosmiques. Dans la zone interne des ceintures de radiations, les protons et les électrons énergétiques sont produits par la désintégration des neutrons suite aux phénomènes CRAND (Cosmic Ray Albedo Neutron Decay) et SPAND (Solar Proton Albedo Neutron Decay) [12].

Le processus CRAND est basé sur l'interaction entre les rayons cosmiques et les atomes d'oxygène ou d'azote de la haute atmosphère de la Terre. Les rayons cosmiques trouvent leur origine à l'extérieur de notre système solaire. Ils sont plus particulièrement constitués de particules très énergétiques, essentiellement des protons (83 %), des électrons (3 %), des ions He^+ (13 %), et des ions plus lourds en plus faibles proportions (1 %), avec des énergies pouvant dépasser la centaine de GeV (Giga électron-Volt). Ces particules chargées interagissent avec les champs électromagnétiques interstellaires et les ondes créées par l'explosion de supernovas, ce qui les accélère avant d'arriver de manière isotrope jusqu'à notre système solaire, et plus particulièrement au niveau de l'atmosphère terrestre. Elles interagissent alors avec les atomes la constituant pour créer des particules secondaires (neutrons, protons, muons, ...) sous forme de gerbe cosmique, comme l'illustre la Figure I.4.

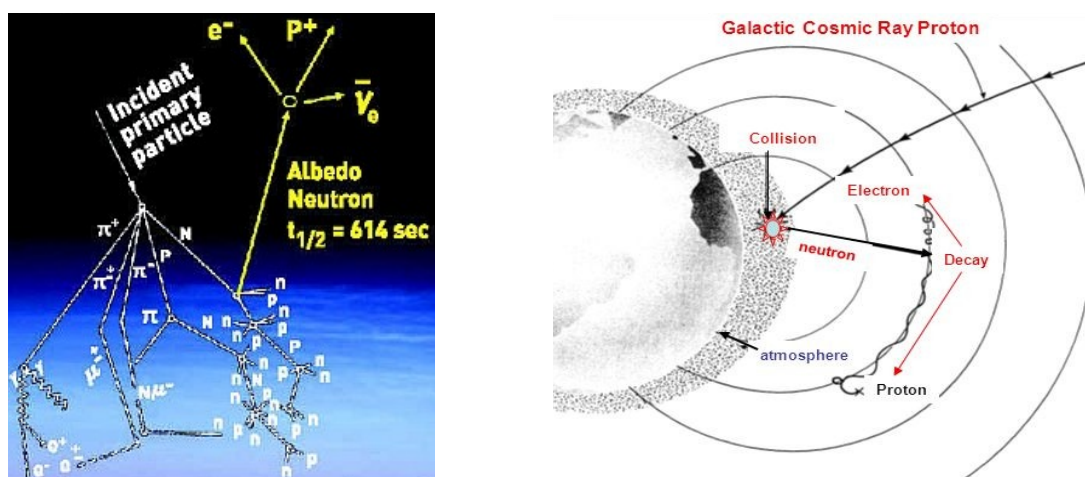
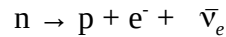


Figure I.4 : Gerbe cosmique avec le processus CRAND illustré (gauche). Illustration du processus CRAND et piégeage par le champ magnétique du proton et de l'électron produits après désintégration du neutron albedo (droite).

Ceci produit une réaction nucléaire au cours de laquelle un neutron est créé. Une fraction de ces neutrons, environ 10 %, s'échappe vers l'espace, d'où le nom de neutron albedo. Le neutron a une durée de vie assez faible en dehors du noyau d'un atome, un peu

moins de 15 minutes, et se désintègre en un proton, un électron, et un antineutrino électronique selon la désintégration β^- suivante.



Certains de ces protons et électrons sont alors piégés par le champ magnétique de la Terre et alimentent la partie interne des ceintures de radiations (voir Figure I.4).

Le processus SPAND est basé sur l'interaction des protons solaires avec la haute atmosphère de la Terre. Ces protons interagissent avec les atomes de l'atmosphère de la Terre pour produire des neutrons via des réactions nucléaires. Tout comme pour le phénomène CRAND, les neutrons se désintègrent naturellement selon une désintégration β^- . Une partie de ces protons et électrons produits est piégée par le champ magnétique terrestre et alimente les ceintures de radiations. Le processus SPAND constitue une source 10 fois plus faible que le processus CRAND.

L'autre source des particules des ceintures de radiations est l'injection des particules solaires à partir de la queue magnétosphérique lors d'orages et de sous-orages magnétosphériques. Lors des sous-orages magnétosphériques la queue de la magnétosphère subit une reconfiguration avec des reconnections de ses lignes de champ magnétique, illustrées dans la Figure I.5, entraînant une libération rapide de l'énergie qu'elle a accumulée.

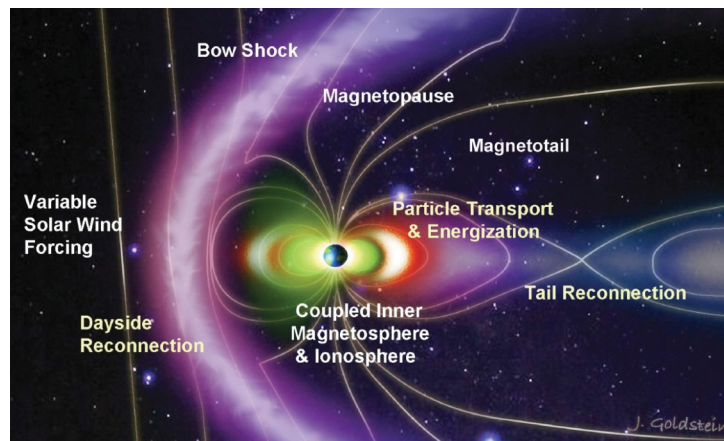


Figure I.5 : Reconnexion dans la queue magnétosphérique suite à une perturbation du champ magnétique de la magnétosphère.

Ces phénomènes dynamiques fréquents ont une période de quelques heures voire moins. Lors de la dissipation de l'énergie électromagnétique les particules chargées de faibles énergies sont accélérées vers la Terre par conservation du moment magnétique et conversion de l'énergie magnétique en énergie cinétique. Elles sont alors injectées dans les ceintures de radiations, ou bien éjectées en direction anti-solaire sous forme de plasmoides ou de jets anti-solaires [13].

Les orages magnétosphériques sont des phénomènes plus violents et plus lents, avec une période de l'ordre de quelques heures à quelques jours. La magnétosphère est comprimée par le vent solaire ce qui modifie son couplage avec l'ionosphère, entraînant une reconfiguration lente des lignes de champ magnétique afin de revenir à une configuration dipolaire. Les particules de faible énergie du feuillet neutre sont accélérées vers la Terre et alimentent les ceintures de radiations. Au cours de ce phénomène, le flux de particules dans la magnétosphère peut gagner trois ordres de grandeur [14].

Les orages et les sous-orages magnétosphériques se distinguent de par leur durée et leur intensité. Un orage magnétosphérique peut être vu comme une superposition de plusieurs sous-orages magnétosphériques [13].

Ces particules, piégées par le champ magnétique de la Terre, décrivent un mouvement particulier autour des lignes de champ magnétique.

2.3. Mouvement des particules chargées dans le champ magnétique de la Terre

Dans les ceintures de radiations, le plasma a une densité assez faible pour considérer les collisions entre particules peu fréquentes. Les particules de ce plasma sont principalement soumises au champ électrique et au champ magnétique régnant dans le plasma, ainsi qu'au champ gravitationnel de la Terre. L'équation du mouvement d'une particule dans les ceintures de radiations peut donc s'écrire selon l'équation suivante où m est la masse de la particule et q sa charge, E est le champ électrique, B le champ magnétique, g l'intensité de pesanteur, v la vitesse de la particule, et a son accélération.

$$m\vec{a} = q\vec{E} + q(\vec{v} \wedge \vec{B}) + m\vec{g}$$

Le terme $m\vec{g}$ correspond à la force de gravitation et devient négligeable pour les particules ayant une énergie supérieure à 10 eV [15].

Le terme $q\vec{E}$ correspond à la force électrique et devient négligeable pour les particules ayant une énergie supérieure à 100 keV. En effet, lorsque les particules ont une énergie élevée, leur vitesse est élevée, ce qui rend le terme du champ électrique négligeable devant celui du champ magnétique.

Le terme $q(\vec{v} \wedge \vec{B})$ correspond à la force de Lorentz exercée sur les particules chargées des ceintures de radiations. Dans les ceintures de radiations, lieux où les particules sont piégées par le champ magnétique de la Terre, ce terme domine tandis que les termes correspondant à l'effet de la gravitation et du champ électrique sont négligeables. Si le champ magnétique était constant et uniforme, les particules chargées décriraient un simple mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique. Or, le champ magnétique dans les ceintures de radiations n'est pas uniforme, le mouvement des particules est donc plus complexe qu'une simple giration. Les particules dans les ceintures de radiations décrivent alors un mouvement qui peut être décomposé en trois composantes, illustrées dans la Figure I.6 :

- Le mouvement de giration autour de la ligne de champ magnétique
- Le mouvement de rebond entre les points miroir
- Le mouvement de dérive (vers l'Est pour les électrons et vers l'Ouest pour les protons)

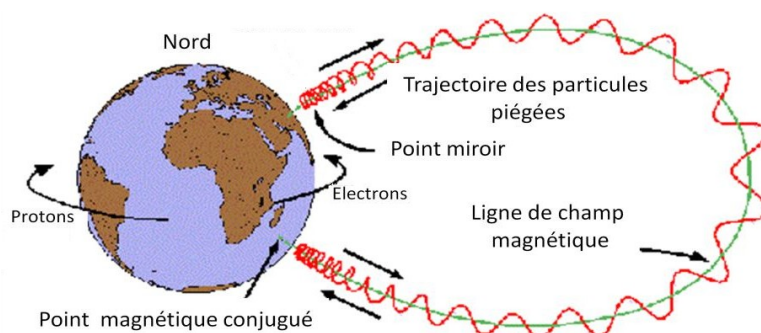


Figure I.6 : Mouvements de giration, de rebond, et de dérive d'une particule piégée dans les ceintures de radiations de la Terre.

Le champ magnétique peut être approximé localement comme étant constant, uniforme, et sans perturbation extérieure. En résolvant l'équation du mouvement où seule la

force de Lorentz s'exerce sur les particules avec un champ magnétique uniforme, les solutions font apparaître un mouvement circulaire et uniforme des particules autour d'un centre guide. Les grandeurs caractéristiques de ce mouvement, à savoir le rayon de giration r_L (aussi appelé rayon de Larmor), la période de giration T_L , et le moment magnétique μ_B , sont données ci-dessous.

$$r_L = \frac{m v_{\perp}}{qB} \qquad T_L = \frac{2\pi m}{qB} \qquad \mu_B = \frac{m v_{\perp}^2}{2B}$$

où v_{\perp} est la composante de la vitesse perpendiculaire au champ magnétique.

Le rayon de giration est plus grand dans le cas des protons que dans le cas des électrons, leur masse étant plus élevée. Par ailleurs, plus l'intensité du champ magnétique est élevée et plus le rayon de giration est faible. En particulier, l'intensité du champ magnétique étant plus forte aux pôles (lignes de champ magnétique rapprochées), le rayon de Larmor du cercle décrit par les particules sera plus petit aux pôles qu'au niveau de l'équateur magnétique.

Le moment magnétique μ_B est obtenu à l'aide du produit du courant associé au circuit électrique créé par la particule au cours de sa giration autour du centre guide $\frac{q}{T_L}$ par la surface πr_L^2 . Le flux magnétique au travers du cercle décrit par la giration des particules est constant. Par conséquent, le moment magnétique est lui aussi constant et constitue le premier invariant adiabatique.

Si la vitesse des particules a une composante parallèle au champ magnétique, alors les particules vont se déplacer le long de la ligne de champ magnétique. Le champ magnétique terrestre n'est pas constant le long d'une ligne de champ. En effet, il atteint une valeur minimale à l'équateur magnétique et une valeur de plus en plus grande lors du rapprochement des pôles, zones où les lignes de champ magnétique sont rapprochées. Lors du déplacement des particules le long d'une ligne de champ magnétique, le champ magnétique va augmenter. Par conservation du premier invariant adiabatique, la composante perpendiculaire au champ magnétique de la vitesse de la particule va augmenter aussi. Or, l'énergie cinétique de la particule est conservée, donc une augmentation de la composante perpendiculaire de la vitesse de la particule entraîne une diminution de la composante parallèle de la vitesse. Cette évolution est possible jusqu'à ce que la composante parallèle de la vitesse soit nulle, et que la vitesse de la particule ne comporte que la composante perpendiculaire au champ magnétique. La particule n'avance alors plus le long de la ligne de champ magnétique. Ce point où la composante parallèle de la vitesse de la particule devient nulle est appelé point miroir. Cette particule repart ensuite en sens inverse jusqu'à atteindre l'autre point miroir situé dans l'autre hémisphère. La particule décrit alors un mouvement de rebond entre les deux points miroir. La position de ces points miroirs peut être déterminée à l'aide de la conservation du premier invariant adiabatique.

Avant de déterminer la position des points miroir, la notion d'angle d'attaque doit être introduite. L'angle d'attaque, noté α , représente l'angle entre la direction de la vitesse de la particule et la direction du champ magnétique, et est illustré dans la Figure I.7.

La composante perpendiculaire de la vitesse d'une particule s'exprime en fonction de l'angle d'attaque selon $v_{\perp} = v \cdot \sin(\alpha)$. La conservation du moment magnétique implique que le moment magnétique au point miroir est égal au moment magnétique à l'équateur magnétique. Par ailleurs, la composante parallèle de la vitesse étant nulle aux points miroir, la vitesse de la particule ne comporte que la composante perpendiculaire au champ magnétique. L'angle d'attaque au niveau des deux points miroir a donc une valeur de 90° . L'égalité des moments magnétiques se traduit par l'équation suivante.

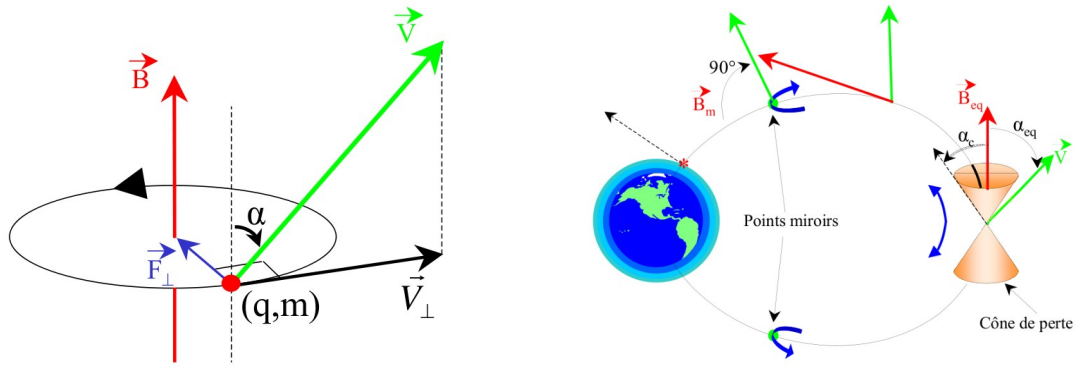


Figure I.7 : Angle d'attaque de la particule défini à l'aide de la direction de la vitesse de la particule et du champ magnétique (gauche). Illustration le long d'une ligne de champ magnétique de l'angle d'attaque équatorial α_{eq} , du cône de perte, des vecteurs de champ magnétique à l'équateur et au point miroir, et du vecteur vitesse d'une particule (droite). Figures extraites de [16].

$$\frac{1}{B_m} = \frac{\sin^2 \alpha_{eq}}{B_{eq}}$$

Plus l'angle d'attaque à l'équateur magnétique est faible, plus le point miroir est proche de la Terre. Une particule est piégée le long d'une ligne de champ magnétique si les points miroir se situent au-delà de l'atmosphère. Lorsqu'au moins un des points miroir se situe dans l'atmosphère de la Terre, la particule, au contact des atomes constituant l'atmosphère terrestre, précipite et ne rebondit plus entre les points miroir ; elle est alors perdue. Il existe donc un angle d'attaque équatorial limite en-deçà duquel les points miroir associés sont dans l'atmosphère de la Terre entraînant la perte des particules. Cette angle limite définit le cône de perte, illustré dans la Figure I.7. Les particules ayant un angle d'attaque à l'équateur magnétique dans le cône de perte sont perdues en précipitant dans la haute atmosphère terrestre. A ces deux mouvements s'ajoute un mouvement de dérive principalement lié au gradient radial du champ magnétique et à la courbure des lignes de champ magnétique. Les forces associées à ces deux composantes, \vec{F}_∇ liée au gradient radial du champ magnétique et \vec{F}_C liée à la courbure des lignes de champ magnétique, sont explicitées ci-dessous.

$$\vec{F}_\nabla = -\mu_B \vec{\nabla} B \qquad \vec{F}_C = -\frac{mv_{\parallel}^2 (\vec{\nabla} B)_\perp}{B}$$

où v_{\parallel} est la composante parallèle au champ magnétique de la vitesse de la particule, B la norme du champ magnétique, et $(\vec{\nabla} B)_\perp$ la composante du gradient du champ magnétique dirigée vers la normale extérieure de la ligne de champ magnétique.

La vitesse de dérive du centre guide associée à l'action de ces deux forces est donnée ci-dessous.

$$\vec{v}_{D,B} = \frac{m}{2qB^3} (v_{\perp}^2 + 2v_{\parallel}^2) \vec{B} \wedge \vec{\nabla} B$$

Cette dérive du centre guide associée aux mouvements de giration et de rebond entraîne un mouvement des particules le long d'une coquille de dérive autour de la Terre, vers

l'Ouest pour les protons et vers l'Est pour les électrons. Ce mouvement pour une particule à l'équateur magnétique ainsi que la coquille de dérive sont illustrés dans la Figure I.8.

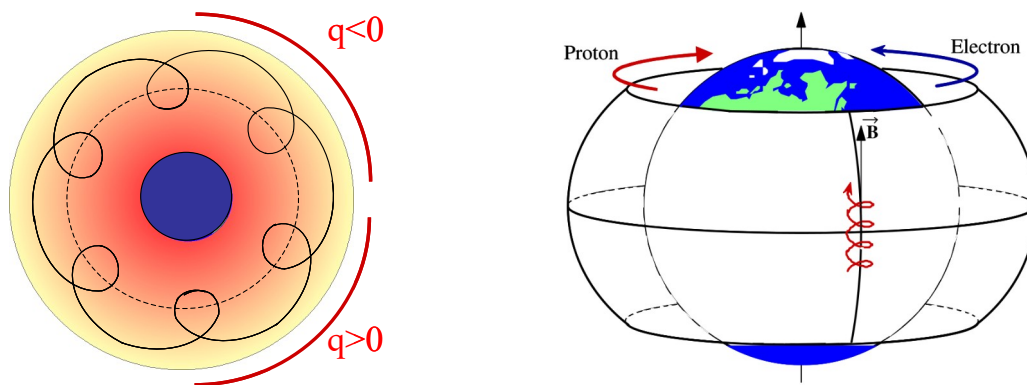


Figure I.8 : Mouvement de dérive des particules dans le plan équatorial (gauche). Coquille de dérive formée par les particules piégées dont le mouvement est composé d'un mouvement de giration, de rebond, et de dérive (droite). Figures extraites de [16].

Le champ magnétique de la Terre varie radialement. Ceci entraîne une variation du champ magnétique appliqué aux particules au cours de la giration autour du centre guide. Lorsque la particule s'approche de la planète, le champ magnétique est plus fort, et donc le rayon de Larmor est plus faible. Inversement, lorsque la particule au cours de sa giration autour du centre guide s'éloigne de la planète, le champ magnétique est plus faible ce qui entraîne une augmentation du rayon de Larmor. La particule suit une trajectoire complexe, illustrée dans la Figure I.8.

Les forces liées au champ électrique et au champ de pesanteur participent à la dérive du centre guide. La dérive associée au champ de pesanteur entraîne un mouvement dirigé vers l'Est pour les protons et vers l'Ouest pour les électrons. La présence d'un champ électrique implique une dérive des protons et des électrons dans la même direction et à la même vitesse, perpendiculairement à la direction des champs magnétique et électrique.

La dérive totale est la somme de toutes les dérives présentées précédemment. Cependant, les dérives liées au champ de pesanteur et au champ électrique sont négligeables par rapport à la dérive liée au gradient du champ magnétique et à la courbure des lignes de champ pour les particules peuplant les ceintures de radiations. Ces dernières voient donc leur centre guide dériver à une vitesse $\vec{V}_{D,B}$.

Les périodes associées aux mouvements de giration, de rebond, et de dérive, ainsi que le rayon de giration, sont données dans le tableau suivant pour un électron de 1 MeV et un proton de 10 MeV pour une altitude de 2000 km [17].

	Rayon de giration	Période de giration	Période de rebond	Période de dérive
Électron (1 MeV)	320 m	7 μ s	0.1 s	53 min
Proton (10 MeV)	30 km	4.2 ms	0.65 s	3.2 min

2.4. Les coordonnées magnétiques (B , L)

Le mouvement des particules piégées dans les ceintures de radiations est intimement lié à la structure du champ magnétique. Aussi, il est naturel de repérer une particule dans l'espace en précisant la ligne de champ sur laquelle elle est piégée et l'intensité du champ

magnétique au point où elle se trouve. On introduit alors les coordonnées (B, L) d'une particule, appelées aussi les coordonnées magnétiques. L , le paramètre de McIlwain, représente la distance exprimée en rayons terrestres de l'apex d'une ligne de champ magnétique par rapport à la Terre pour un champ magnétique dipolaire. Ainsi, L est constant lorsqu'une particule se déplace le long d'une ligne de champ magnétique. L'intensité du champ magnétique B permet de repérer la position de la particule le long de la ligne de champ. En effet, B est maximal aux pôles et minimal au niveau de l'équateur magnétique. Une troisième coordonnée est nécessaire afin de repérer la position de la particule par rapport à l'axe Soleil-Terre. Il s'agit du Temps Magnétique Local, ou MLT. Cette coordonnée correspond à l'angle à l'équateur magnétique entre la direction Terre-Soleil et la direction Terre-point d'intérêt. Ainsi, pour un MLT de 12h00 la particule se situe face au Soleil, tandis qu'elle se situe dans l'ombre de la Terre pour un MLT de 00h00. La particule se situe dans les secteurs aube et crépuscule respectivement pour des MLT de 06h00 et 18h00. Pour les particules relativistes, une symétrie par rapport au MLT est observée. Ces coordonnées sont illustrées dans la Figure I.9.

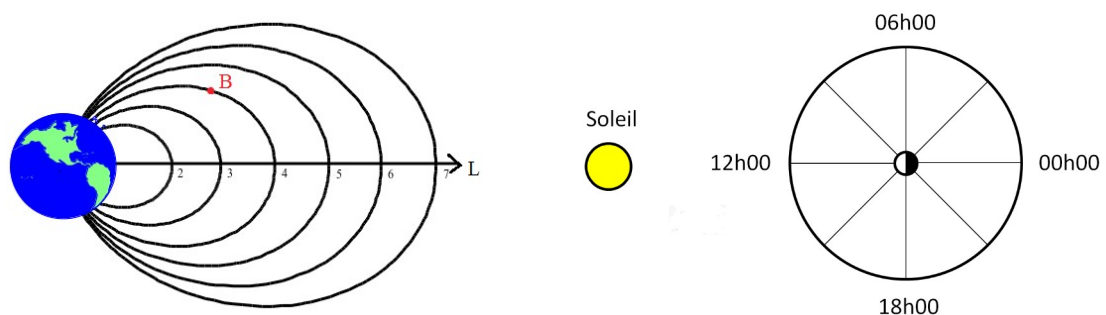


Figure I.9 : Coordonnées magnétiques (B, L) à gauche et coordonnée MLT à droite [18].

Pour les régions externes, les lignes de champ magnétique sont déformées par le vent solaire. Il est nécessaire d'introduire un paramètre tenant compte de cette déformation. Il s'agit du paramètre de Roederer L^* . Le paramètre L^* définit une coquille de dérive complète. Ce paramètre tend vers le paramètre de McIlwain pour les régions internes des ceintures de radiations. Lorsque la distance à la Terre augmente, ces deux paramètres diffèrent à cause de la déformation de la magnétosphère par le vent solaire.

Les travaux de cette thèse concernent essentiellement les régions internes des ceintures de radiations. L'utilisation du paramètre de McIlwain est donc suffisante.

2.5. Description des ceintures de radiations

Les particules piégées par le champ magnétique de la Terre constituent les ceintures de radiations, zones où les particules de hautes énergies de la magnétosphère sont confinées. Du fait du mouvement des particules dans le champ magnétique de la Terre décrit dans la section I.2.3, ces ceintures ont une forme de tore tout autour de la Terre. La haute atmosphère terrestre constitue la limite inférieure des ceintures. La limite supérieure est moins bien définie et dépend de l'activité du Soleil (voir section I.3). Ces ceintures sont au nombre de deux pour les électrons, et une pour les protons, dont les caractéristiques sont explicitées dans le tableau suivant.

Particule	Énergie	Extension (rayon terrestre)	Distance du maximum de flux (rayon terrestre)
Protons	1 keV – ~500 MeV	1 – 7	2
Électrons	1 keV – 10 MeV	1 – 10	1.4 et 5

Des protons de 1 keV à quelques centaines de MeV peuplent la ceinture interne avec un flux maximal observé autour de L=2. Les flux des protons de plus de 40 MeV sont très stables et subissent peu les perturbations engendrées par l'activité du Soleil. La dynamique des flux des protons de quelques MeV à la dizaine de MeV est régie par des événements particuliers liés à l'activité du Soleil. La ceinture de protons est très dynamique en ce qui concerne les protons de faibles énergies, typiquement pour les protons dont l'énergie est inférieure au MeV.

La ceinture d'électrons, plus complexe, est constituée de deux maximums : un dans les régions internes autour de L=1.4, et un dans les régions plus externes autour de L=5. Il est commun de faire la distinction entre ces deux régions et de parler de deux ceintures d'électrons. La ceinture interne d'électrons s'étend jusqu'à L=2.8 et est peuplée d'électrons énergétiques dont l'énergie peut atteindre 10 MeV. La population de ces électrons est relativement stable. La ceinture externe, s'étendant de L=2.8 à L=10, est soumise à l'influence de l'activité solaire et est très dynamique lors d'orages magnétiques (perturbations d'origine solaire). La région séparant les deux ceintures d'électrons est appelée le « slot » où les flux de particules sont très faibles. Les faibles niveaux de flux dans cette région sont expliqués par la précipitation des électrons dans l'atmosphère terrestre par divers mécanismes, notamment due à l'interaction entre les électrons et les ondes basses fréquences (voir [19] pour plus de détails). Une illustration des ceintures de radiations est donnée dans la Figure I.10.

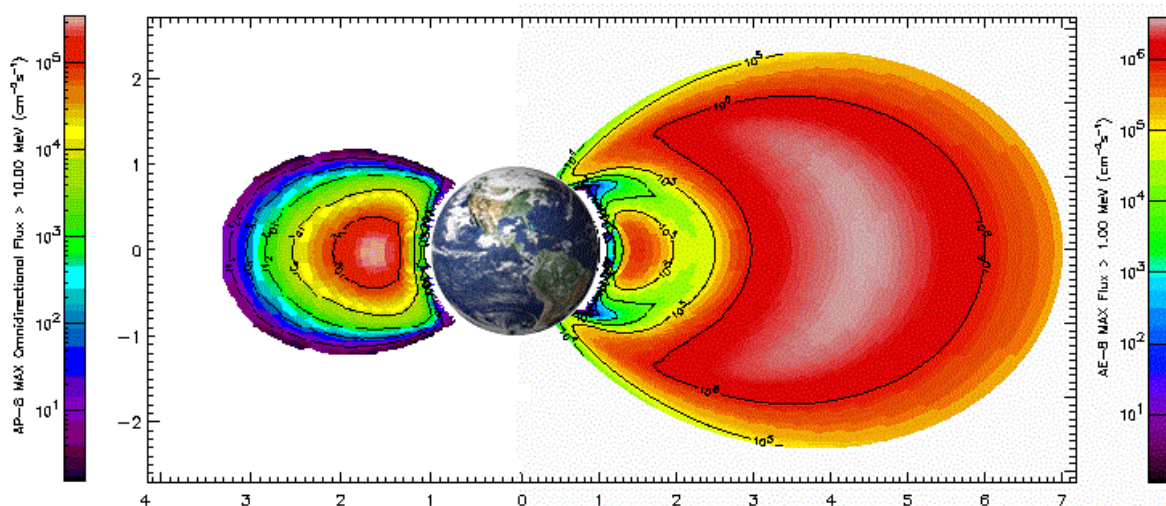


Figure I.10 : Flux dans les ceintures de radiations pour les protons d'énergies supérieures à 10 MeV et les électrons d'énergies supérieures à 1 MeV d'après les modèles AP-8 et AE-8. Images modifiées de la NASA.

L'axe de symétrie des ceintures de radiations correspond à l'axe du dipôle magnétique terrestre, puisque les particules peuplant les ceintures de radiations sont piégées par le champ magnétique de la Terre. Le champ magnétique étant incliné et excentré, les protons et les électrons des ceintures sont observés à plus basse altitude au niveau de l'anomalie de l'Atlantique Sud. Par ailleurs, la ceinture externe des électrons est proche de la Terre au niveau des cornets polaires. Ces caractéristiques des ceintures de radiations sont illustrées dans la Figure I.11.

Sur les satellites ayant une orbite basse, en LEO (Low Earth Orbit), ceci se traduit par une observation de forts flux d'électrons au niveau des cornets polaires, et de forts flux de protons et d'électrons au niveau de la SAA. Les mesures protons et électrons faites par l'instrument ICARE sur le satellite SAC-C [20] à une altitude de 710 km illustrent ces caractéristiques dans la Figure I.12.

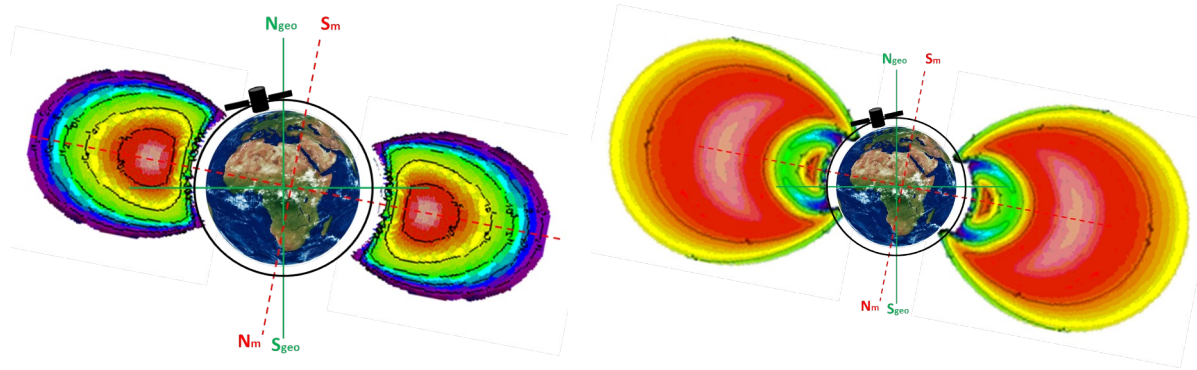


Figure I.11 : Satellite LEO dans les ceintures de radiations protons (gauche) et électrons (droite). Figures inspirées du cours [21].

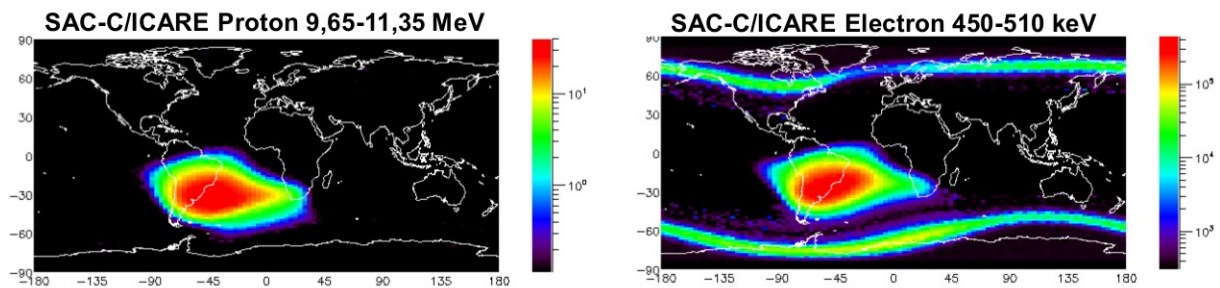


Figure I.12: Carte de flux de protons de 9.65 MeV à 11.35 MeV (gauche) et celle pour les flux d'électrons de 450 keV à 510 keV (droite) établies à l'aide de mesures de l'instrument ICARE sur le satellite SAC-C à une altitude de 710 km.

2.6. Les modèles empiriques des ceintures de radiations

Les mesures acquises permettent d'avoir une base de données constituée de mesures faites par des têtes de détection sur des satellites ayant différentes orbites. Il est important, notamment pour les industriels du spatial, de connaître la distribution de ces particules dans les ceintures de radiations, en particulier la connaissance de leur énergie, leur type, ainsi que leur flux. Des modèles de spécification de l'environnement ionisant empiriques sont donc développés sur la base des données acquises en orbite.

2.6.1. Les modèles AE-8 et AP-8

Les modèles les plus utilisés depuis des décennies sont les modèles AE-8 pour les électrons et AP-8 pour les protons développés par la NASA à la fin des années 1970 [22], [23]. Ces modèles ont été élaborés à l'aide de mesures faites par des instruments sur une vingtaine de satellites de 1960 jusqu'au début des années 1980, puis extrapolées afin de couvrir la totalité des ceintures de radiations. Bien qu'ils permettent d'avoir une connaissance globale des flux des particules dans les ceintures de radiations, ces modèles sont statiques, et ne rendent pas compte de la variation temporelle des ceintures de radiations. Il existe cependant deux versions de ces modèles pour tenir compte du cycle solaire : AE-8 MAX et AP-8 MAX pour les spectres omnidirectionnels moyens des électrons et des protons piégés en maximum solaire, ainsi que AE-8 MIN et AP-8 MIN pour les spectres omnidirectionnels moyens des électrons et des protons piégés en minimum solaire. Les flux sont donnés pour toutes les coordonnées géomagnétiques (B, L) pour $L=1.15$ à 6.6 pour les protons de 100 keV à 300 MeV, et pour $L=1.2$ à 11 pour les électrons de 40 keV à 7 MeV (voir [10]). Bien que très utilisés dans l'industrie spatiale, ces modèles ne sont pas parfaits. Par exemple, ils sont contaminés pour les basses altitudes par les électrons énergétiques produits lors des tests nucléaires réalisés dans la haute atmosphère durant les années 1950 et au début des années

1960 (voir [24]). Outre ces contaminations, ces modèles ne tiennent pas compte de la dérive séculaire du champ magnétique, et par conséquent du déplacement de la SAA au fil des années. Par ailleurs, des écarts sont soulignés dans les flux des électrons pour la zone externe des ceintures de radiations, bien que cela reste en accord avec les incertitudes annoncées par la NASA. Cependant, malgré leurs limitations, les modèles AE-8 et AP-8 demeurent les modèles de référence pour décrire la population des ceintures de radiations.

2.6.2. Les modèles AE-9 et AP-9

Une version plus récente des modèles AE-8 et AP-8 sont en cours de développement depuis 2005 : les modèles AE-9 et AP-9. Une première version de ces modèles a été publiée en 2012 [25]. Par rapport à l'existant, ils proposent entre autre une extension des spectres de particules à des énergies inférieures à 100 keV (le modèle plasma SPM).

Les modèles AE-9/AP-9/SPM sont destinés, à termes, à remplacer les modèles AE-8 et AP-8 en incluant une résolution spatiale accrue et un calcul d'incertitude liée aux erreurs d'instruments et à la météorologie spatiale. En particulier, ces modèles sont basés sur les mesures faites par 33 satellites de 1976 à 2011, calibrées de manière croisée, pour différents types d'orbite. Ils permettent en outre le calcul de probabilités pour les flux obtenus le long de l'orbite définie par l'utilisateur. Bien que destinés à fournir de meilleurs résultats que les modèles AE-8 et AP-8, ces modèles doivent encore être améliorés pour certaines régions des ceintures de radiations et ne font pas l'unanimité au sein de la communauté.

2.6.3. Le modèle GREEN de l'ONERA

Le modèle GREEN, Global Radiation Earth Environment, est développé à l'ONERA depuis 2017. Ce modèle est destiné à couvrir une plage plus grande en énergie que les modèles AE-8 et AP-8 en incluant des mesures en vol effectuées sur 3 cycles solaires. Il permet en particulier de calculer les flux entre $L^*=1$ et $L^*=8$ dans toutes les régions autour de la Terre pour les protons de 1 keV à 800 MeV et les électrons de 1 keV à 10 MeV (voir [26]). En plus d'être basé sur un grand nombre de mesures pour une grande plage spatiale et temporelle, le modèle GREEN prend en compte la dépendance en cycle solaire de manière bien plus précise que les modèles AE-8 et AP-8 (à l'échelle d'une année durant le cycle solaire). Bien que plus précis, GREEN ne permet cependant pas une résolution temporelle meilleure qu'une année : il n'est pas possible d'obtenir une dépendance mensuelle des flux. Au cours du développement du modèle GREEN, il a été démontré que les flux d'électrons énergétiques (environ supérieurs à 1 MeV) sont au moins 100 fois inférieurs pour $L < 2.5$ à ceux prédits par le modèle AE-8 [27]. Deux déclinaisons de ce modèle sont développées : GREEN-e pour les électrons et GREEN-p pour les protons.

Sachant que les développements des modèles AE-9 et AP-9 ainsi que GREEN ne sont pas encore stabilisés, les modèles AE-8 et AP-8 sont utilisés dans ces travaux de thèse. Malgré leurs limitations, ils demeurent les modèles de référence et sont utilisés par les industriels ainsi que par les concepteurs de moniteurs de radiations. En ce qui concerne le modèle AE-8, la correction effectuée dans GREEN pour les électrons de hautes énergies pour $L < 2.5$ est considérée dans les calculs de flux effectués dans cette thèse.

3. L'influence de l'activité solaire sur la magnétosphère de la Terre

3.1. Le cycle solaire

L'activité du Soleil suit un cycle, appelé cycle solaire, dont la période est d'environ 11.2 ans avec 7 ans de maximum et 4 ans de minimum. Ce cycle a été observé pour la première fois par Heinrich Schwabe en 1843. Cependant, la méthode de calcul de l'activité

solaire basée sur le nombre de tâches a été établie par l'astronome Johann Rudolf Wolf en 1849. Les tâches solaires apparaissent sur la photosphère, « surface » du Soleil, comme des régions sombres du fait que leur température soit plus faible que le reste de la photosphère [15] (voir Figure I.13).

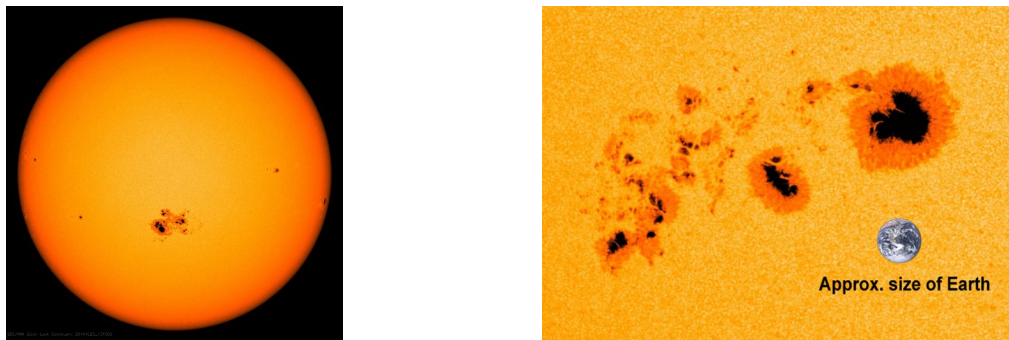


Figure I.13 : Tâches solaires à la surface du Soleil (gauche) et comparaison de la taille des tâches solaires avec celle de la Terre (droite). Crédits : NASA.

Elles apparaissent souvent par deux avec une polarité magnétique différente. Le nombre de tâches sur la surface du Soleil caractérise l'activité solaire selon le nombre de Wolf donné dans l'équation suivante.

$$W = k(10g + f)$$

où k est un facteur de pondération dépendant de l'observateur et des instruments, g est le nombre de groupes de tâches, et f le nombre de tâches isolées. D'autres grandeurs permettent de caractériser l'activité du Soleil, comme le flux radioélectrique à 10.7 cm ou l'intensité de la raie Lyman alpha caractérisée par sa longueur d'onde de 121.6 nm.

Le nombre de tâches solaires présentes à la surface du Soleil est cyclique et permet de définir le cycle solaire, comme illustré dans la Figure I.14.

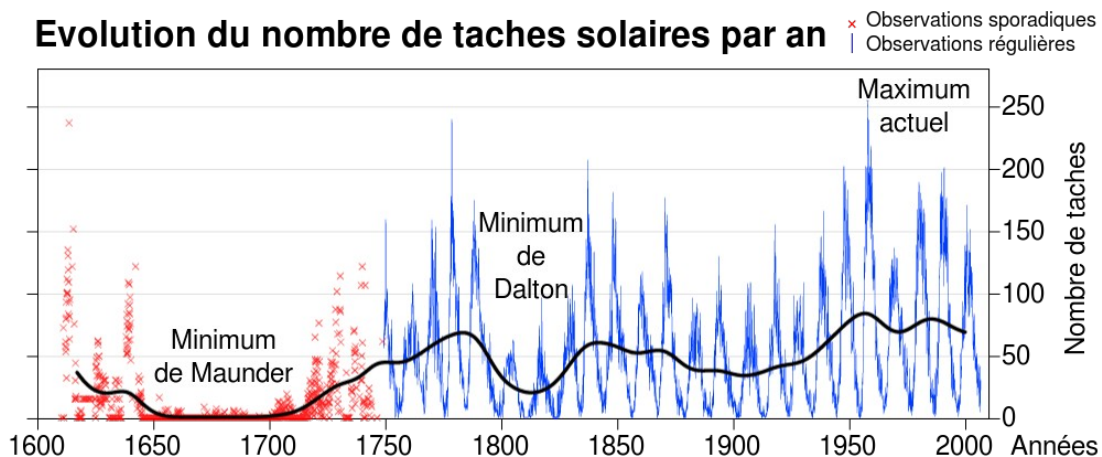


Figure I.14 : Nombre de tâches solaires observées à la surface du Soleil depuis 1600.

Ce cycle est lié à l'inversion de la polarité du champ magnétique du Soleil. En effet, tous les 11.2 ans environ, les pôles magnétiques Nord et Sud du Soleil s'inversent. Ceci représente plus exactement un demi-cycle. Il faut 22 ans pour que les pôles magnétiques du Soleil retrouvent la même direction. Ce cycle complet est appelé cycle de Hale, et est équivalent à deux cycles solaires successifs.

Les cycles solaires sont numérotés depuis le maximum de 1761. Le cycle solaire 24 a commencé en 2008 et va se terminer, selon les prévisions, au milieu de l'année 2020. Tous les cycles solaires ne sont pas identiques. En particulier, certaines périodes sont caractérisées par des cycles solaires particulièrement faibles. La période de 1645 à 1715 correspond au minimum de Maunder, époque durant laquelle très peu de tâches solaires ont été observées. La période de 1790 à 1830 a elle aussi été marquée par une faible activité solaire et a été baptisée minimum de Dalton.

3.2. L'influence de l'activité du Soleil sur les ceintures de radiations

Le cycle solaire a une influence sur les particules peuplant les ceintures de radiations. En particulier, la vitesse du vent solaire ainsi que sa densité dépendent fortement de la période du cycle. Le vent solaire est essentiellement composé de protons et d'électrons de basses énergies, inférieures à quelques keV. Il comporte deux composantes : le vent lent et le vent rapide. Le vent lent s'écoule de manière continue depuis l'équateur solaire avec une vitesse de 400 km/s et une densité au niveau de l'orbite terrestre de l'ordre de 10 particules/cm³. Le vent rapide s'écoule depuis les trous coronaux polaires avec une vitesse de 1000 km/s et une densité de l'ordre de 3 particules/cm³ [13]. Cette fluctuation de l'activité du Soleil entraîne des variations lentes et rapides dans la magnétosphère de la Terre.

3.2.1. Dynamique lente à l'échelle du cycle solaire

Une forte activité du Soleil se traduit par une baisse des rayons cosmiques arrivant au voisinage de la Terre due à la forte activité du champ magnétique interplanétaire et donc une source plus faible des protons produits par le phénomène CRAND (voir Figure I.15).

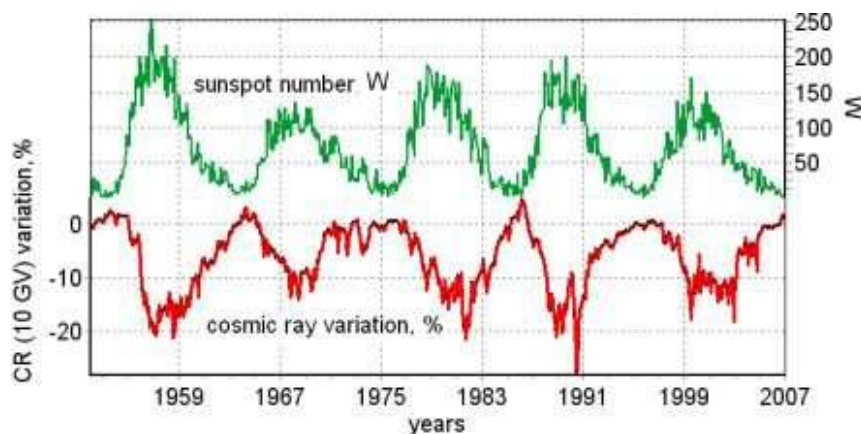


Figure I.15 : Evolution du nombre de Wolf et de la quantité de rayons cosmiques reçus au niveau de la Terre au cours du temps.

Par ailleurs lors du maximum du cycle, le Soleil émet une quantité plus importante de rayons Ultra-Violets ce qui entraîne une expansion de l'atmosphère de la Terre due à son réchauffement. Une quantité plus importante de protons des ceintures de radiations précipite dans la haute atmosphère terrestre [16].

Ces deux phénomènes évoluent selon la même échelle que le cycle solaire.

3.2.2. Dynamique rapide à l'échelle de quelques jours

Au cours de la phase descendante du cycle solaire les trous coronaux se déplacent vers l'équateur solaire. Dès lors, le vent solaire rapide émis par ces structures va perturber la magnétosphère terrestre et ainsi générer des orages magnétiques. Cette perturbation du champ magnétique terrestre entraîne une injection des particules du feuillet neutre dans les ceintures de radiations.

Les CME (éjections de masse coronale), associées à une éjection de plasma dans une direction donnée, atteignent la Terre au bout de quelques jours et alimentent le feuillet neutre en particules de faibles énergies. Lors de certaines CME, la vitesse d'éjection du plasma est suffisamment importante pour générer une onde de choc pouvant entraîner une compression de la magnétosphère et des orages magnétiques. Cette perturbation magnétique des ceintures de radiations permet l'injection des particules issues du feuillet neutre dans les ceintures de radiations [10]. La perturbation liée aux trous coronaux est moindre que celle engendrée par une éjection de masse coronale.

En maximum solaire, le nombre d'éruptions solaires augmente, induisant une émission plus importante de particules énergétiques, majoritairement des protons pouvant atteindre des centaines de MeV et des ions, qui vont alimenter les parties internes des ceintures de radiations si cette éruption est couplée à une CME [28]. Les éruptions solaires sont des émissions de particules énergétiques et de photons à toutes les longueurs d'ondes dans toutes les directions. Lors de ces phénomènes violents, les photons atteignent la Terre en 8 minutes et les particules chargées en une heure environ [10]. Sans une CME, les particules émises lors d'éruptions solaires sont tout simplement déviées par le phénomène de blindage magnétique de la magnétosphère : les particules pénètrent dans les parties internes des ceintures, là où le champ peut être considéré comme dipolaire, et subissent une déviation qui les amène à l'extérieur des ceintures de radiations. Si une CME est émise quelques jours avant l'éruption solaire, le champ magnétique de la Terre est perturbé et devient plus intense, ce qui permet de piéger les particules issues des éruptions solaires. Les CME et les éruptions solaires prédominent pendant les maximums solaires où elles sont à l'origine de plus de 50 % des perturbations.

4. Mesures in-situ dans les ceintures de radiations

La connaissance des particules peuplant les ceintures de radiations est essentielle. Ces protons et ces électrons ont des énergies telles qu'ils peuvent endommager l'électronique des instruments à bord des satellites. Ces particules sont d'ailleurs nocives pour l'Homme si la dose reçue est trop importante. D'où l'intérêt de faire des mesures in-situ de ces protons et de ces électrons piégés afin de connaître leur flux, leur énergie, et leur répartition dans les ceintures de radiations.

4.1. Plateformes de mesure des particules dans les ceintures de radiations

Depuis leur découverte à la fin des années 1950, les ceintures de radiations ont été explorées par divers moniteurs de radiations. Les premières mesures proviennent des détecteurs embarqués à bord des fusées-sondes. Ces dispositifs permettent d'effectuer de manière simple des mesures in-situ dans la haute atmosphère de la Terre en transportant des équipements scientifiques à une altitude de 50 km à 100 km environ. James Van Allen prend part au projet Rockoon (rocket-on-balloon) permettant de lancer des fusées depuis des ballons. Ce dispositif, illustré dans la Figure I.16, permet aux fusées d'atteindre des altitudes plus élevées. Les premières fusées de ce genre, baptisées Deacon, atteignent 60 km d'altitude. Entre les années 1952 et 1956, 77 fusées Deacon ont été lancées depuis le Groenland permettant la mesure directe des particules piégées par le champ magnétique de la Terre pour les hautes latitudes. Les fusées-sondes Loki, mises en service en 1955, permettent d'atteindre des altitudes supérieures à 100 km. Les mesures faites à l'aide des instruments embarqués dans ces fusées-sondes permettent de montrer l'existence de radiations de faibles énergies, supposées être des électrons, dans les régions au-dessus des pôles géomagnétiques. Les lancements de fusées-sondes ont continué avec le projet Américain Farside, mené par Fred Singer. Le but de ce projet est d'envoyer des fusées-sondes à des altitudes beaucoup plus élevées que les programmes précédents. Au total, 6 fusées-sondes Farside sont envoyées au

cours de l'année 1957 (25 septembre, puis les 3, 7, 11, 20, et 22 octobre) mais seules les deux dernières ont permis de faire des mesures. Ces fusées-sondes ont atteint des altitudes élevées, de l'ordre de 6400 km, et ont mesuré les rayons cosmiques et les radiations de manière générale. Cependant, des problèmes de télémétrie sont survenus, empêchant la bonne analyse de ces données et par conséquent la découverte des ceintures de radiations.



Figure I.16 : Illustration d'un lancement d'une fusée-sonde à l'aide d'un ballon (gauche) et d'un allumage d'une fusée-sonde lorsque le ballon a atteint l'altitude de lancement (droite).

Les données acquises à l'aide des fusées-sondes sont intéressantes, mais restent cependant limitées. A la fin de l'année 1957, suite aux nombreux lancements de fusées-sondes, une hypothèse est émise sur l'existence de zones autour de la Terre où les particules chargées sont piégées pendant de longues périodes. Durant cette même période, l'URSS a mis en orbite le premier satellite artificiel, Spoutnik 1, suivi quelques semaines plus tard de Spoutnik 2 puis du satellite Américain Explorer 1 début 1958 qui a confirmé l'existence des ceintures de radiations (voir section I.2.1). Même si l'existence des ceintures de radiations était supposée, l'étendue spatiale de celles-ci et l'énergie des particules les peuplant étaient sous-estimées.

Depuis, des moniteurs de radiations sont régulièrement embarqués à bord de satellites afin de mieux appréhender les ceintures de radiations. Les satellites permettent l'acquisition de mesures dans des zones beaucoup plus grandes et sur une plus grande échelle de temps que les fusées-sondes. Il existe divers types d'opportunités pour embarquer des moniteurs de radiations à bord de satellites. La première concerne les satellites scientifiques dédiés à l'étude des ceintures de radiations. Ces satellites sont conçus pour des études scientifiques permettant d'embarquer des instruments spécialement conçus pour mesurer les particules peuplant les ceintures de radiations. Dans le but d'étudier les ceintures de radiations et plus généralement l'influence du Soleil sur la magnétosphère terrestre, les Van Allen Probes sont des exemples de satellites uniquement conçus pour mener à bien une étude scientifique. Ces satellites, équipés de plusieurs instruments afin de mesurer le champ magnétique, le champ électrique, les ondes plasma, les particules chargées, et les courants, ont volé de 2012 à 2019. Cependant, des moniteurs de radiations ne sont pas uniquement embarqués sur des satellites dédiés à l'étude des ceintures de radiations. Le développement de telles missions représente un coût conséquent pour les agences spatiales et les laboratoires. Une alternative est de trouver des opportunités de vol sur des satellites non scientifiques, comme des satellites commerciaux par exemple, en tant que passager. Cela permet de pouvoir lancer plus facilement des moniteurs de radiations, bien que cela entraîne des contraintes dépendant du satellite hôte. Pour ces types d'opportunités, les moniteurs de radiations ne font pas partie de

la mission principale de ces satellites, ce qui entraîne des limitations en volume de télémétrie, consommation électrique, volume, masse, ainsi qu'une intégration sur le satellite et un choix des orbites bien plus drastiques que pour des opportunités sur des satellites scientifiques dédiés.

De nouvelles opportunités de lancement de moniteurs de radiations ont vu le jour ces dernières années avec le développement des Cubesats illustrés dans la Figure I.17, petits satellites composés de cubes de 10 cm de côté formant une unité.

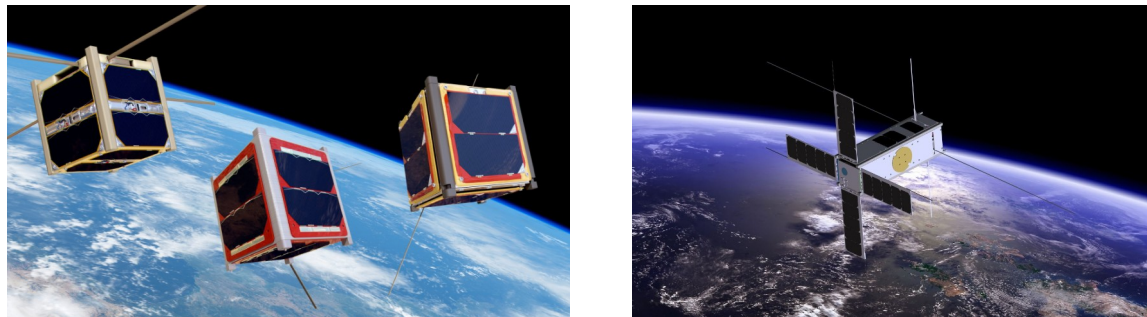


Figure I.17 : Cubesats 1u (gauche) et Cubesat 3u (droite). Crédits : ESA.

Ces Cubesats peuvent être vus comme des opportunités complémentaires en terme d'orbite pour mesurer l'état des ceintures de radiations, mais leur petite taille entraîne des contraintes nouvelles pour les moniteurs de radiations. Ces derniers doivent être miniaturisés pour pouvoir être embarqués sur ces petits satellites. Par ailleurs, la puissance pouvant être fournie dans un Cubesat n'excède pas 1 W par unité. Les moniteurs de radiations, en plus d'être miniaturisés, doivent donc consommer très peu de puissance.

Les mesures des particules peuplant les ceintures de radiations peuvent être effectuées sur différents types d'opportunités notamment les fusées-sondes bien que moins utilisées de nos jours, les satellites scientifiques dédiés à l'étude des ceintures de radiations, les satellites commerciaux, et les Cubesats, chacune ayant ses avantages et ses inconvénients.

4.2. La sensibilité des orbites aux radiations

En fonction de l'opportunité de vol choisie, les environnements rencontrés sont différents, par exemple plus riches en électrons qu'en protons, ou vice-versa. Ces aspects sont à prendre en compte lors du choix de l'opportunité de vol ainsi que lors de la conception des moniteurs de radiations.

Il existe différents types d'orbites sur lesquelles les satellites et les Cubesats sont envoyés, bien que ces derniers occupent essentiellement les orbites basses. La Figure I.18 illustre les orbites les plus populaires empruntées par les satellites.

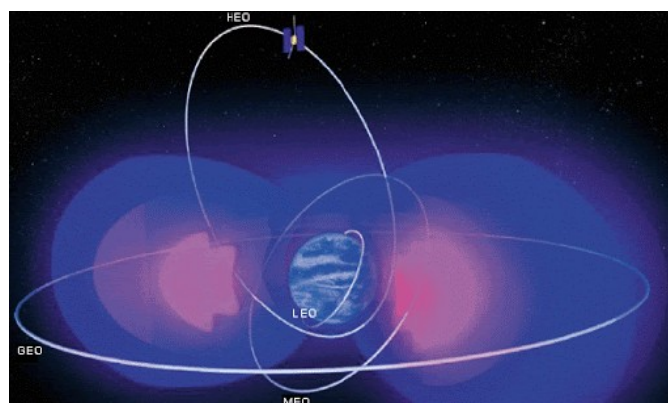


Figure I.18 : Principales orbites des satellites et ceintures de radiations.

Quelle que soit l'orbite du satellite, celle-ci traverse les ceintures de radiations, comme illustré dans la Figure I.19.

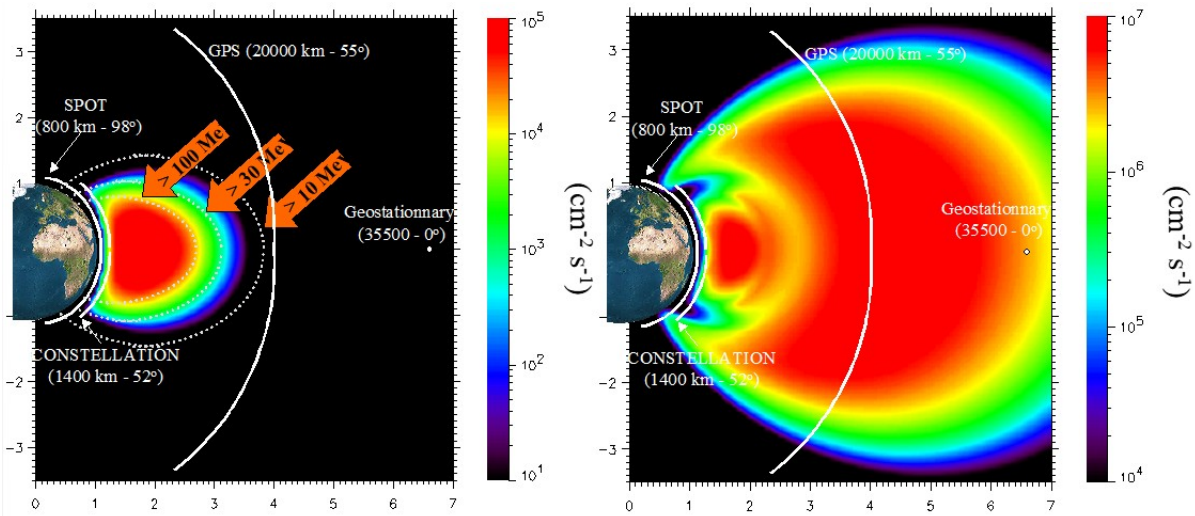


Figure I.19 : Coupe des ceintures de radiation protons (gauche) et électrons (droite) avec les principales orbites [16], [21].

Au plus proche de la Terre se situent les orbites LEO, Low Earth Orbit, situées à des altitudes comprises entre 500 km et 2000 km. Ces orbites, circulaires et inclinées à plus de 60°, sont surtout utilisées par des satellites destinés à observer la Terre comme les satellites SPOT, SAC-C, SAC-D, ainsi que les satellites JASON-2 et JASON-3. Les satellites sur les orbites LEO traversent la ceinture de radiations externe électrons près des pôles, et la ceinture interne protons et électrons au niveau de la SAA. Par ailleurs, les protons issus des phénomènes rapides liés à l'activité du Soleil sont présents pour des énergies supérieures à 100 MeV (cf. Figure I.19), les protons d'énergie inférieure étant arrêtés par le blindage magnétique. Sur ces satellites peuvent être embarqués des moniteurs de radiations destinés à mesurer les protons piégés de toutes énergies et en particulier les plus énergétiques, ainsi que les électrons.

Les orbites MEO, Medium Earth Orbit, sont situées à des altitudes comprises entre 19000 km et 23000 km. Ces orbites intermédiaires sont surtout utilisées par les satellites de navigation tels que les satellites GPS, Galileo, Glonass, et Beidou, leur permettant une bonne couverture de la Terre avec un nombre restreint de satellites. Ces orbites se situent en permanence dans les ceintures de radiations, en particulier au cœur de la ceinture électrons. Sur les satellites placés sur les orbites MEO sont embarqués des instruments destinés à mesurer principalement des électrons (quelques keV à une dizaine de MeV), ou bien des protons de très basses énergies, de l'ordre de la centaine de keV. A ces altitudes la grande majorité des particules émises par le Soleil lors d'événements sporadiques n'est pas affectée par le champ magnétique de la Terre et atteint donc les satellites.

Les orbites GEO, Geostationary Earth Orbit, sont des orbites particulières sur lesquelles les satellites paraissent immobiles pour un observateur situé sur la Terre. Sur ces orbites les satellites ont une période orbitale identique à celle de la rotation de la Terre sur elle-même. L'orbite géostationnaire, située à une altitude de 35786 km, est utilisée par les satellites de télécommunications et météorologiques, ce qui fait d'elle l'orbite la plus utilisée et prisée. A ces altitudes, l'environnement rencontré par les satellites géostationnaires est essentiellement constitué d'électrons, ainsi que de protons lors d'éruptions solaires pour toutes les énergies (cf. Figure I.19). Les instruments embarqués sur ces satellites sont donc

destinés à étudier les électrons peuplant la ceinture de radiations externe et les protons d'éruptions solaires.

Les orbites HEO, Highly Elliptical Orbit, sont des orbites caractérisées par une forte ellipticité : elles sont proches de la Terre à leur périégée, et très éloignées de la Terre à leur apogée. Cette caractéristique se traduit par un passage des satellites tant dans les zones internes des ceintures de radiations que les zones externes, avec une exposition aux particules émises lors d'éruptions solaires. Des instruments embarqués sur des satellites suivant une orbite HEO peuvent donc être destinés à mesurer les protons ainsi que les électrons.

Les orbites GTO, Geostationary Transfer Orbit, sont des orbites utilisées afin de mettre en orbite les satellites géostationnaires. Ces orbites, caractérisées par une altitude de l'apogée proche de 35786 km et un périégée à basse altitude, traversent l'ensemble des ceintures de radiations. Ce sont des orbites idéales pour mesurer les protons et les électrons pour différentes valeurs de L . Avec la propulsion électrique, les satellites passent beaucoup plus de temps dans les zones des ceintures de radiations où les flux de particules sont élevés qu'avec la propulsion chimique (quelques mois au lieu de quelques jours). L'impact des protons de basses énergies en est d'autant plus fort.

4.3. L'influence des différents niveaux de flux sur la géométrie des instruments

Le choix de l'opportunité de vol est très important pour le conditionnement des instruments. Leur géométrie dépend en effet des particules rencontrées ainsi que de leurs niveaux de flux.

Les flux des protons et des électrons varient grandement en fonction de l'orbite, voire même au cours de l'orbite. Cette dynamique à plusieurs décades entraîne une géométrie différente pour les instruments en fonction des niveaux de flux rencontrés. Si le flux des particules voulant être détectées est faible, alors la tête de détection doit présenter une grande ouverture afin de bien les détecter. Au contraire, si le flux est très élevé alors l'ouverture peut être réduite. Aussi, le flux des particules ne voulant pas être détectées a aussi son importance lors de la création de la géométrie d'une tête de détection. En effet, si le but est par exemple de mesurer les protons sur une orbite LEO, les électrons sont aussi présents. La géométrie de la tête de détection doit prendre cet aspect en compte en favorisant la détection du flux de protons et en limitant l'entrée des électrons dans la tête. Par ailleurs, une même tête de détection embarquée sur deux satellites ayant des orbites différentes peut présenter une ouverture différente. C'est par exemple le cas si une tête de détection d'électrons est embarquée sur un satellite MEO et sur un satellite LEO. En orbite basse, les flux d'électrons sont beaucoup plus faibles que ceux rencontrés sur une orbite MEO. L'ouverture de la tête dans le cas d'une orbite basse peut donc être beaucoup plus grande et laisser passer un plus grand nombre de particules.

Conclusion

Dans ce chapitre introductif, les caractéristiques de l'environnement spatial de la Terre ont été décrites. L'interaction entre le champ magnétique de la Terre et le vent solaire forme une cavité, appelée la magnétosphère. Cette dernière abrite les ceintures de radiations, régions où les particules chargées sont piégées par le champ magnétique terrestre. Les particules peuplant les ceintures de radiations ont diverses origines, en particulier le Soleil via le vent solaire et les phénomènes rapides tels que les éruptions solaires, ainsi que les rayons cosmiques. Divers modèles empiriques existent permettant de spécifier cet environnement ionisant, dont les modèles AE-8 et AP-8 utilisés pour ces travaux de thèse. L'état des ceintures de radiations est principalement gouverné par l'activité du Soleil au travers d'une dynamique à l'échelle du cycle solaire associée à la modulation des rayons cosmiques et à l'émission du rayonnement ultra-violet du Soleil, ainsi qu'une dynamique rapide associée aux CME, aux

trous coronaux et aux éruptions solaires. Les particules des ceintures de radiations sont mesurées à l'aide de moniteurs de radiations embarqués sur des satellites mis à poste sur divers types d'orbites, ce qui entraîne des contraintes particulières en fonction des particules rencontrées ainsi que leurs niveaux de flux.

Ces particules interagissent avec les éléments des moniteurs de radiations et plus généralement avec ceux des satellites. Les modes d'interactions entre les particules chargées des ceintures de radiations et les photons avec la matière sont présentés dans le chapitre II.

Chapitre II : Interactions entre les particules et la matière

1. Interactions rayonnements – matière.....	37
2. Interactions des particules avec le cortège électronique des atomes cibles.....	39
2.1. Les électrons.....	39
2.2. Les ions.....	41
2.3. Les photons.....	42
3. Interactions des particules avec le noyau des atomes cibles.....	46
3.1. Les électrons.....	46
3.2. Les ions.....	46
3.3. Les photons.....	48
3.4. Bilan des interactions du rayonnement ionisant avec la matière.....	49
4. Outils de modélisation de l'interaction rayonnement-matière.....	51
4.1. L'outil MCNPX.....	51
4.2. L'outil FLUKA.....	51
4.3. L'outil GEANT4.....	52
5. Les difficultés de détection des particules ionisantes.....	54
5.1. Parcours des protons et des électrons dans la matière.....	54
5.2. Perte d'énergie par les particules chargées le long du parcours.....	56
5.3. Diffusion et génération de particules secondaires.....	57
Conclusion.....	60

Les particules ionisantes décrites dans le chapitre I (particules d'éruptions solaires, ceintures de radiations, rayons cosmiques) interagissent avec les différents éléments composant les satellites. Suivant leur type et leur énergie, les processus mis en jeu diffèrent. L'objectif de ce chapitre est de décrire les diverses interactions des particules chargées avec les atomes cibles. Dans le monde du spatial, l'aluminium est le matériau de référence généralement privilégié. Les interactions avec un atome cible peuvent avoir lieu avec son nuage électronique ou bien avec son noyau. Dans une première partie, les généralités sur les interactions rayonnements – matière sont discutées. Les interactions entre les particules et le nuage électronique des atomes cibles sont décrites dans une deuxième partie. Dans une troisième partie, les processus d'interaction entre les particules et le noyau des atomes cibles sont présentés. Dans une quatrième partie les outils permettant de modéliser les interactions entre les particules et la matière sont décrits. Enfin les difficultés de détection des particules ionisantes sont exposées.

1. Interactions rayonnements – matière

Les rayonnements interagissant avec la matière peuvent être ionisants ou non ionisants [29]. Dans le cas des rayonnements non ionisants, l'énergie transportée peut exciter les atomes cibles en provoquant le passage d'un électron sur un niveau d'énergie plus élevé, mais n'est pas suffisamment élevée pour ioniser les atomes cibles. Les rayonnements non ionisants ont une énergie inférieure à la dizaine d'électron-Volts et sont constitués par les ondes électromagnétiques dans le domaine des ultra-violetts, infra-rouges, du visible, et des ondes radioélectriques. Les rayonnements ionisants ont des énergies capables d'ioniser les atomes

cibles. Ces rayonnements peuvent être directement ionisants, ce qui est le cas pour les protons, les électrons, et les ions. Ils peuvent aussi être indirectement ionisants dans le cas des photons dans le domaine des rayons-X et rayons-γ, et des neutrons. L'interaction des neutrons avec la matière n'est pas explicitée car elle n'est pas étudiée dans cette thèse. Ces photons peuvent ioniser la matière selon différents types d'interaction, ou créer des particules secondaires en interagissant avec les atomes du matériau cible qui vont à leur tour interagir avec les atomes cibles et les ioniser. La Figure II.1 résume ces diverses caractéristiques.

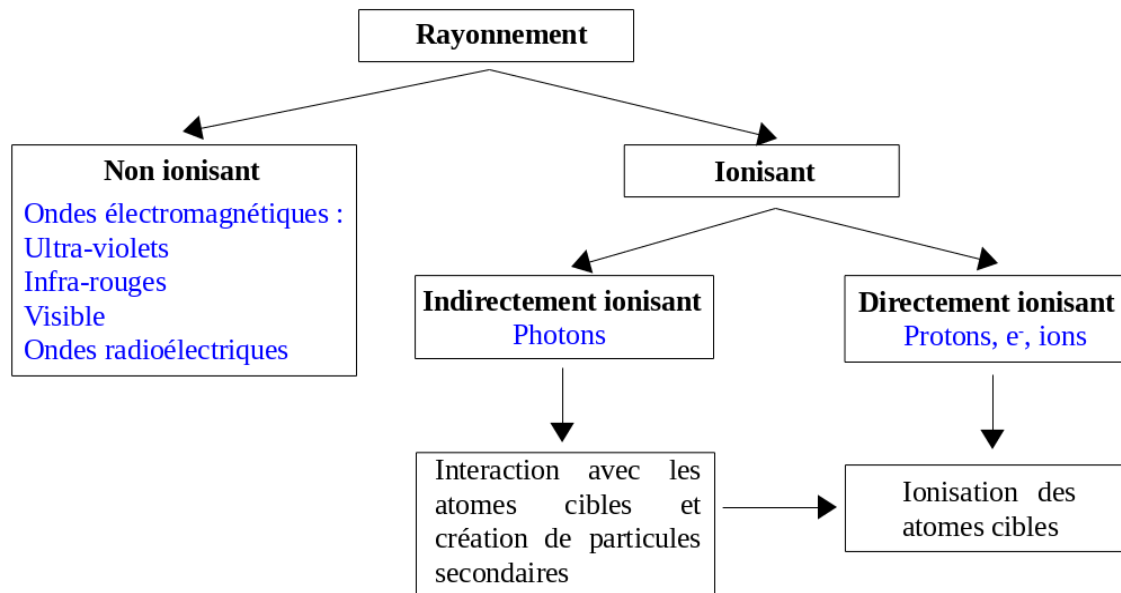


Figure II.1 : Interactions rayonnements – matière.

Les particules peuplant les ceintures de radiations constituent un rayonnement ionisant. Elles sont détectées et caractérisées grâce à leurs interactions avec la matière du matériau cible constituant les détecteurs. Les particules chargées interagissent obligatoirement avec la matière, tandis que les photons interagissent aléatoirement avec la matière. Lors de la traversée d'un matériau, les photons peuvent être absorbés, transmis, diffusés, ou bien partiellement transférés [30]. Dans le cas d'une absorption, les photons sont absorbés par les atomes constituant le matériau cible en cédant toute leur énergie. Dans le cas d'une transmission, ils n'interagissent pas avec les atomes du matériau cible et ne subissent aucune modification lors de la traversée du matériau. Dans le cas d'une diffusion, les photons sont simplement déviés et ne subissent pas de modification de leur énergie, il n'y a pas de transfert d'énergie. Enfin, dans le cas d'un transfert partiel les photons sont déviés avec modification de la longueur d'onde par un transfert partiel d'énergie. Contrairement aux photons, les particules chargées interagissent obligatoirement avec la matière et perdent de l'énergie à chaque interaction. Au cours de la traversée du matériau, les particules chargées peuvent perdre entièrement leur énergie s'il est assez épais, ou bien seulement une partie avec changement ou non de direction. Ces diverses interactions sont illustrées dans la Figure II.2.

Après la traversée d'un matériau, l'énergie des photons se répartie en moyenne entre les énergies transmises, diffusées, et transférées. Le faisceau de photons subit une atténuation exponentielle, explicitée dans la formule ci-dessous où N est le nombre de photons, x l'épaisseur traversée, et μ est le coefficient d'atténuation linéique total [31].

$$N(x) = N(0) \cdot e^{-\mu x}$$

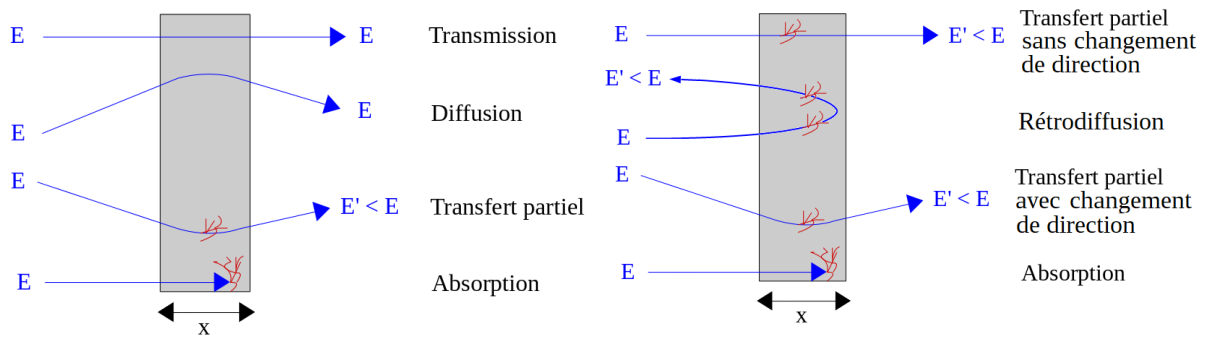


Figure II.2 : Types d'interactions entre les photons et la matière (gauche), et les particules chargées et la matière (droite).

Le coefficient d'atténuation linéique total traduit la probabilité qu'a un photon d'interagir avec les atomes constituant le matériau traversé. Il dépend du numéro atomique de l'élément constituant le matériau cible, ainsi que de l'énergie du photon incident.

A la différence des photons, les particules chargées perdent progressivement de l'énergie et sont ralenties ou bien totalement arrêtées et absorbées par le matériau. Le nombre de particules chargées parvenant à traverser le matériau ne peut donc pas être approximé par une simple loi d'atténuation comme dans le cas des photons. Leur perte d'énergie est plus complexe et dépend du lieu d'interaction dans les atomes du matériau cible.

Les paragraphes suivants sont donc consacrés à la description des interactions entre les électrons, les photons, et les ions avec les atomes cibles.

2. Interactions des particules avec le cortège électronique des atomes cibles

2.1. Les électrons

Par l'intermédiaire des forces Coulombiennes, les électrons interagissent avec les électrons périphériques des atomes cibles. Il s'agit plus précisément d'un ralentissement et d'une déviation des électrons incidents dus à la répulsion avec les électrons du nuage électronique des atomes cibles [29], [32]. Cette diffusion avec perte d'énergie permet le transfert d'énergie aux électrons de l'atome cible, entraînant une excitation voire une ionisation des atomes du matériau cible. Les électrons du nuage électronique sont liés aux noyaux des atomes cibles avec une énergie de liaison. Si l'énergie transférée par l'électron incident est inférieure à l'énergie de liaison, l'électron du cortège électronique est transféré sur une couche électronique différente entraînant l'excitation de l'atome cible. Si au contraire l'énergie transférée par l'électron incident est supérieure à l'énergie de liaison, l'électron du cortège électronique est éjecté entraînant l'ionisation de l'atome cible. Ces deux processus sont illustrés dans la Figure II.3.

Si l'électron incident possède une énergie suffisante, il peut interagir avec un électron du cortège électronique de plusieurs atomes cibles différents. L'électron incident perd de l'énergie cinétique progressivement au cours de la traversée du matériau cible. Si l'épaisseur est suffisante, l'électron peut perdre toute son énergie et ne pas traverser le matériau. Il est alors stoppé et absorbé par le matériau cible.

Lors d'une ionisation, un électron est arraché du cortège électronique de l'atome cible. Ces électrons sont appelés électrons secondaires, et peuvent à leur tour interagir avec les atomes cibles si leur énergie est suffisante et ainsi exciter ou ioniser les atomes cibles.

Au cours de sa traversée dans la matière, un électron incident perd de l'énergie. Le pouvoir d'arrêt linéique, défini comme étant la quantité d'énergie moyenne cédée par unité de longueur, est exprimé selon la formule de Bethe-Bloch suivante dans le cas de la perte

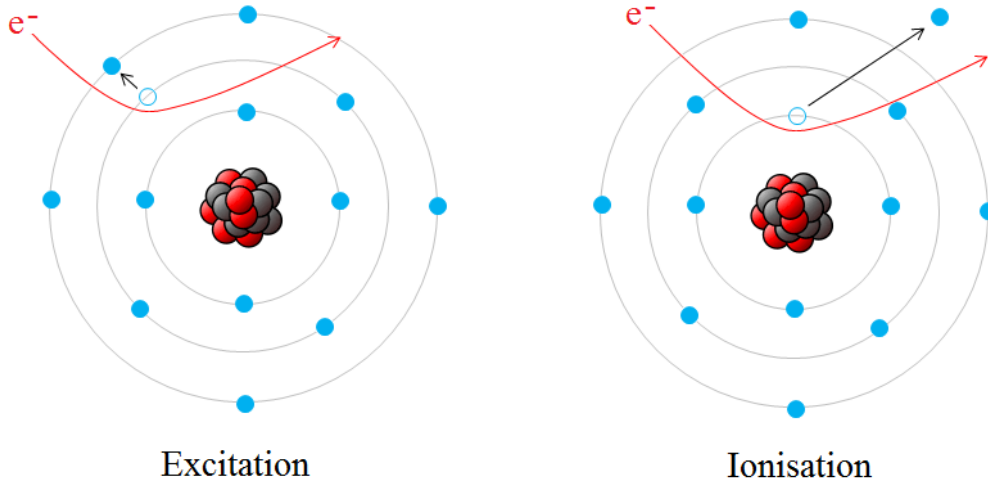


Figure II.3 : Excitation d'un atome cible par un électron incident (gauche). Ionisation d'un atome cible par un électron incident (droite).

d'énergie des électrons par interaction avec les électrons du nuage électronique des atomes cibles [33].

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{nuage électronique, électron}} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_0}{2I^2} \right) + F(\gamma) - \frac{\delta}{2} \right]$$

avec

r_e	$\frac{e^2}{m_e c^2 (4\pi \epsilon_0)}$ rayon classique de l'électron où e est la charge élémentaire et ϵ_0 la permittivité du vide
c	célérité de la lumière dans le vide
N_A	nombre d'Avogadro
m_e	masse de l'électron au repos
I	énergie d'excitation moyenne du matériau
Z	numéro atomique du matériau
A	nombre de masse du matériau
β	$\frac{v}{c}$ avec v la vitesse relative de la particule incidente
E_0	énergie cinétique de l'électron incident
γ	facteur de Lorentz défini comme $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
δ	facteur de correction de densité
$F(\gamma)$	$F(\gamma) = \frac{1-\beta^2}{2} + \frac{(\gamma-1)^2}{16\gamma^2} - \frac{2\gamma-1}{2\gamma^2} \ln(2)$

Cette perte d'énergie a une grande influence sur la trajectoire des électrons lors de la traversée du matériau. Les électrons diffusent beaucoup ce qui entraîne de nombreux changements de direction. Un exemple de trajectoires est donné dans la Figure II.4 pour 10 électrons de 3 MeV en incidence normale dans 3 mm d'aluminium, matériau de référence dans le spatial.

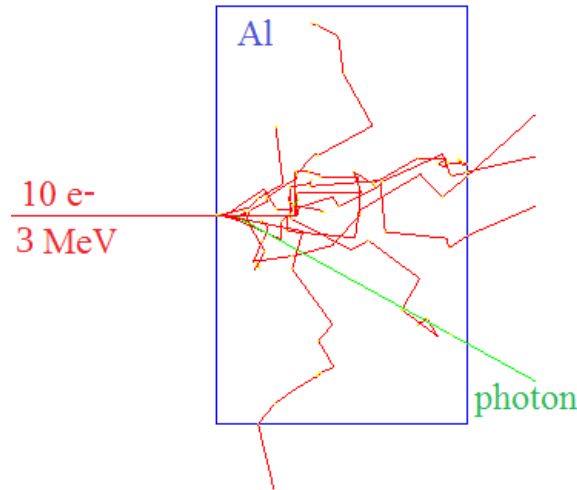


Figure II.4 : Trajectoires d'électrons de 3 MeV dans une couche d'aluminium calculées à l'aide de GEANT4 décrit dans la section II.4.3.

Il est intéressant de noter que sur ces 10 électrons incidents, un seul a produit un photon lors de son interaction avec un atome d'aluminium (trajectoire verte).

2.2. Les ions

Les ions, tout comme les électrons, interagissent avec les électrons du cortège électronique des atomes cibles via les forces Coulombiennes. Les processus mis en jeu sont identiques à ceux des électrons incidents décrits précédemment, à savoir l'excitation ou l'ionisation des atomes cibles. La différence principale avec les électrons incidents est que les ions incidents ont une masse très supérieure à celle des électrons périphériques des atomes cibles avec qui ils interagissent. La formule de Bethe-Bloch appliquée dans le cas des ions est donnée par la formule suivante [33].

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{nuage électronique, ion}} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

avec

T_{max} énergie cinétique maximale que peut recevoir un électron dans une collision

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \left(\frac{m_e}{M} \right) + \left(\frac{m_e}{M} \right)^2}$$

M masse de la particule incidente

z charge de la particule incidente

La perte d'énergie lors de l'interaction entre les ions et les électrons périphériques des atomes cibles ne dépend pas du signe de la charge de l'ion incident. Pour les ions ayant la même charge, la perte d'énergie par ionisation des atomes cibles ne dépend que de l'énergie des ions incidents. Les ions incidents perdent leur énergie progressivement lors de la traversée du matériau. Cette perte d'énergie n'a que très peu d'influence sur leur trajectoire qui est quasiment rectiligne. Un exemple de trajectoires est donné dans la Figure II.5 pour 10 protons de 30 MeV en incidence normale dans 3 mm d'aluminium.

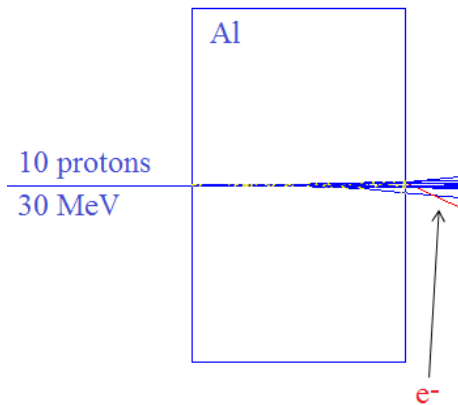


Figure II.5 : Trajectoires de protons de 30 MeV dans une couche de 3 mm d'aluminium calculées à l'aide de GEANT4.

2.3. Les photons

Contrairement aux particules chargées, les photons n'interagissent pas obligatoirement avec les atomes du matériau cible. Lorsqu'il y a effectivement une interaction avec les électrons des atomes cibles, les processus mis en jeu sont la diffusion de Rayleigh, la diffusion Compton, et l'effet photoélectrique [29], [32].

2.3.1. La diffusion de Rayleigh

Le photon diffuse sur les électrons de l'atome cible sans transfert d'énergie via la diffusion de Rayleigh. Ce processus d'interaction, d'autant plus important que l'énergie du photon est faible et que le numéro atomique du milieu est élevé, est illustré dans la Figure II.6.

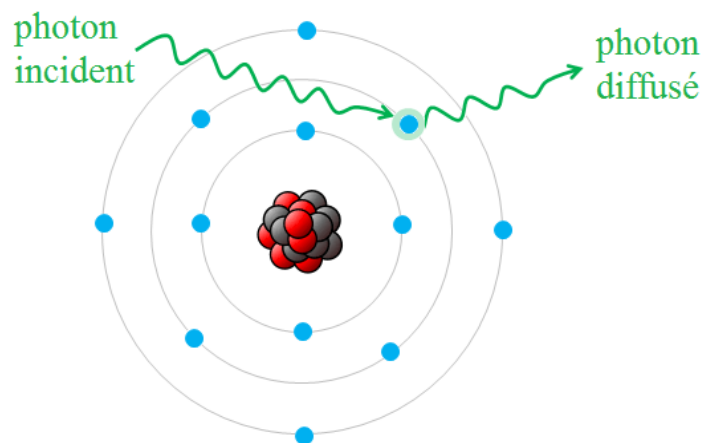


Figure II.6 : La diffusion de Rayleigh.

Le photon diffusé a la même énergie que le photon incident mais une direction différente. L'atome cible n'est ni excité, ni ionisé.

2.3.2. La diffusion Compton

Le photon interagit avec les électrons du nuage électronique des atomes cibles par transfert partiel d'énergie via la diffusion Compton. Le photon incident interagit avec un électron faiblement lié de l'atome cible et lui transfère une partie de son énergie entraînant

l'ionisation de l'atome cible. Cet électron est appelé électron de recul. La diffusion Compton est illustrée dans la Figure II.7.

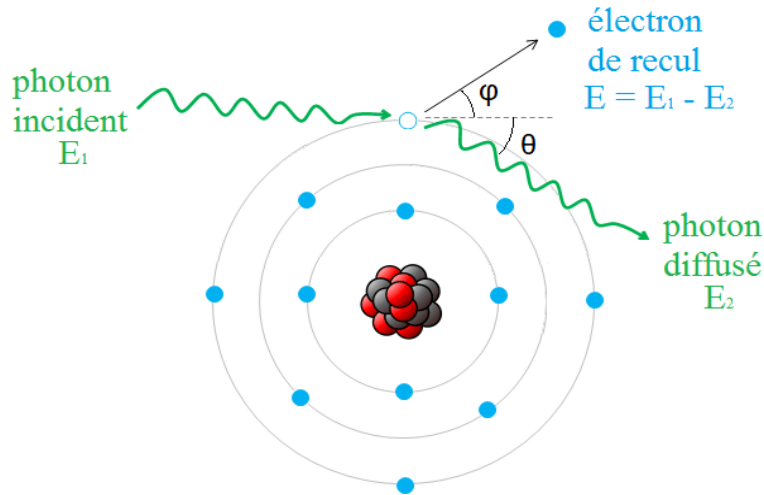


Figure II.7 : La diffusion Compton.

La probabilité qu'un photon soit diffusé par effet Compton sur un électron d'un atome cible dépend du nombre d'électrons disponibles sur les orbitales atomiques, et donc du numéro atomique Z de l'atome. L'énergie du photon incident se répartit de manière non équitable entre le photon diffusé et l'électron de recul éjecté de l'atome, et dépend de l'angle de diffusion du photon [31]. Si l'énergie du photon incident est égale à E_1 , celle du photon diffusé à E_2 , et celle de l'électron de recul à E_e alors d'après la conservation de l'énergie, l'égalité suivante est vérifiée.

$$E_e = E_1 - E_2$$

La relation reliant les longueurs d'ondes des photons incident et diffusé, et l'angle de diffusion θ est explicitée dans la formule suivante.

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)$$

où h est la constante de Planck.

Par ailleurs, le Postulat de Planck-Einstein relie la perte d'énergie du photon incident aux longueurs d'ondes des photons incident et diffusé.

$$E_1 - E_2 = -hc \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2}$$

En combinant l'expression de la variation en longueur d'onde du photon avec le Postulat de Planck-Einstein, l'énergie acquise par l'électron de recul peut être calculée selon la formule suivante.

$$E_e = -hc \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} = E_1 \frac{\frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

D'après cette formule, plus l'énergie du photon incident est élevée, plus l'énergie transmise à l'électron de recul est élevée. Si l'énergie de l'électron de recul est suffisante, il peut à son tour interagir avec les électrons et les noyaux des atomes du matériau cible. L'électron de recul est une particule secondaire. De même, le photon diffusé peut lui aussi interagir avec d'autres atomes du matériau. La diffusion Compton n'est pas isotrope. Le photon incident est dévié d'un certain angle par rapport à sa direction d'origine, entraînant une perte d'énergie du photon incident. Lorsque les photons incidents possèdent une grande énergie, généralement supérieure à 1 MeV, ils sont majoritairement diffusés vers l'avant. Au contraire, si l'énergie des photons incidents est faible alors ils peuvent aussi bien être diffusés vers l'avant, que vers l'arrière. Dans ce dernier cas, on parle alors de rétrodiffusion. La section efficace différentielle d'un photon d'énergie E_1 diffusé avec un angle θ est donnée par la formule de Klein-Nishina [31].

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega}(E_1, \theta) = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{\left(1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)\right)^2} \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{\left(\frac{E_1}{m_e c^2}\right)^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}\right)$$

La section efficace différentielle donnée ci-dessus est reliée à la probabilité qu'un photon d'énergie E_1 soit diffusé vers un angle θ quelconque et est calculée pour diverses énergies. Les résultats sont présentés dans la Figure II.8.

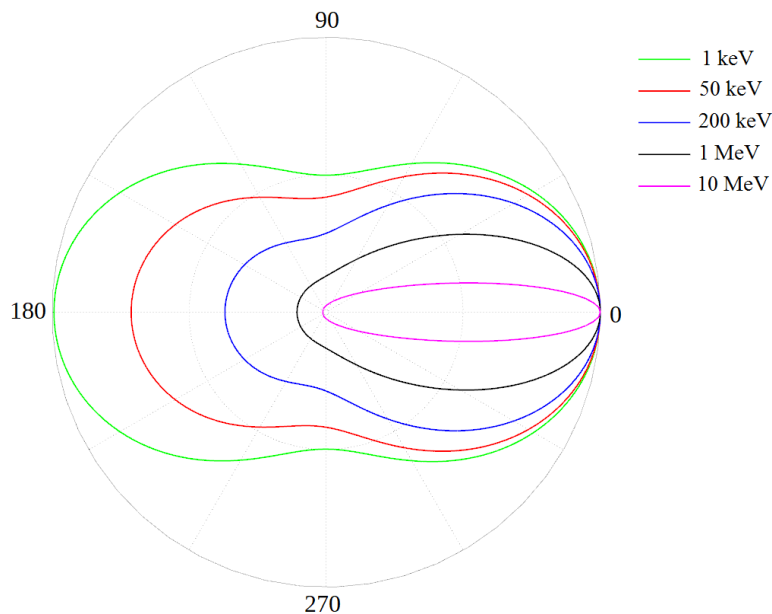


Figure II.8 : Section efficace différentielle normalisée de diffusion Compton en fonction de l'angle de diffusion θ pour plusieurs énergies du photon incident.

Les sections efficaces différentielles pour un photon de 1 keV avec un angle de diffusion de 0° et 180° sont égales. Un photon de 1 keV a donc autant de chance de ne pas changer de direction que d'être diffusé avec un angle de 180° .

L'électron de recul est quant à lui toujours éjecté vers l'avant. L'éjection de l'électron du nuage électronique de l'atome cible entraîne un réarrangement des électrons de l'atome et l'émission de photons-X.

2.3.3. L'effet photoélectrique

Le photon peut être totalement absorbé par les électrons des atomes du matériau cible via l'effet photoélectrique [32]. Au cours de ce processus, le photon incident interagit avec un électron de l'atome cible. Une partie de l'énergie du photon incident est utilisée pour arracher l'électron de l'atome. Cette énergie correspond à l'énergie de liaison de l'électron. Le reste de l'énergie du photon incident est transmise intégralement à l'électron, encore appelé photoélectron, sous forme d'énergie cinétique. Le photoélectron possède une énergie $E_{\text{photoelectron}} = E_1 - E_L$, où E_1 est l'énergie du photon incident et E_L l'énergie de liaison de l'électron à l'atome. Cette énergie de liaison dépend de la nature de l'atome cible ainsi que de la couche occupée par l'électron. L'effet photoélectrique est schématisé dans la Figure II.9.

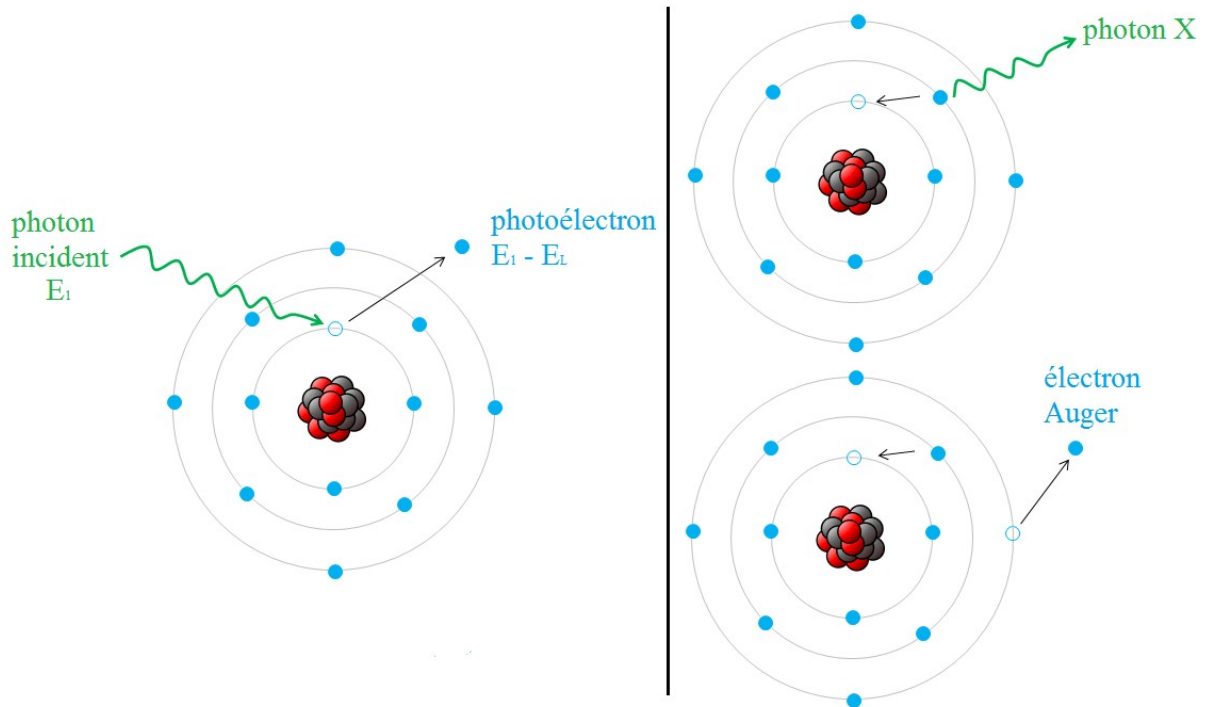


Figure II.9 : L'effet photoélectrique (gauche) suivi d'un réarrangement électronique entraînant l'émission d'un photon X (en haut à droite) ou d'un électron Auger (en bas à droite).

L'effet photoélectrique est possible seulement si l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron. La direction du photoélectron dépend de l'énergie du photon incident. En effet, plus l'énergie du photon incident est importante, plus la probabilité que le photoélectron soit émis dans la même direction que le photon incident est importante. Le photoélectron peut à son tour interagir avec les atomes du matériau cible, et perdre son énergie en les ionisant. L'effet photoélectrique entraîne une réorganisation des électrons de l'atome cible suite à l'éjection d'un électron du cortège électronique. Cette réorganisation provoque l'émission de rayons X de fluorescence ou bien d'électron Auger. Le photon X de fluorescence est émis lorsqu'un électron d'une couche supérieure comble la place laissée par le photoélectron. Cette place peut aussi être comblée par un électron d'une couche de plus haute énergie transférant une partie de son énergie à un autre électron, dit électron Auger. L'électron Auger est alors éjecté avec une énergie cinétique égale à celle transmise par l'électron comblant la place laissée par le photoélectron. Ce processus est schématisé dans la Figure II.9. Ces particules peuvent ensuite interagir avec les autres atomes du matériau cible.

3. Interactions des particules avec le noyau des atomes cibles

3.1. Les électrons

Par l'intermédiaire des forces Coulombiennes, les électrons interagissent aussi avec le noyau des atomes cibles. Les électrons incidents sont attirés par le noyau des atomes chargés positivement et subissent une déviation ainsi qu'une accélération. Cette accélération entraîne une perte d'énergie de l'électron par l'émission d'un photon. Ce processus, appelé rayonnement de freinage ou encore « Bremsstrahlung » [32], [33], est illustré dans la Figure II.10.

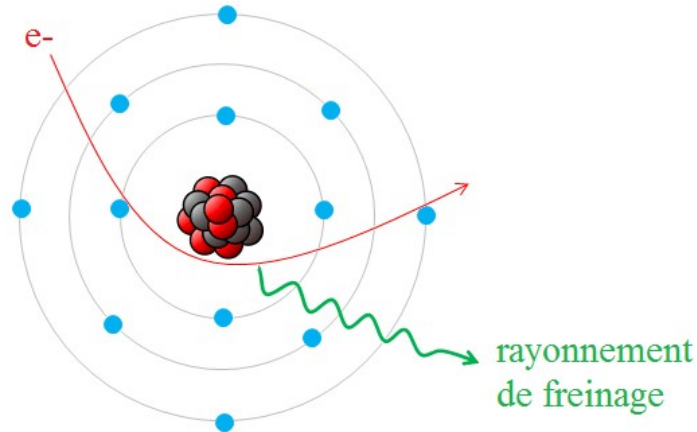


Figure II.10 : Le rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung).

L'énergie cinétique de l'électron incident se répartie entre le photon émis et l'électron dévié par le noyau. La perte d'énergie des électrons par le rayonnement de freinage au voisinage des noyaux tenant compte de l'effet d'écran est caractérisée par la formule suivante [33].

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{radiatif, électron}} = 4 \alpha N_A r_e^2 E_0 \frac{Z^2}{A} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)$$

où $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de la structure fine et E_0 l'énergie cinétique initiale de l'électron.

Le rayonnement de freinage pour les électrons dépend du carré du numéro atomique de la cible ainsi que de l'énergie initiale de l'électron. Plus un électron est énergétique, et plus la perte d'énergie par Bremsstrahlung est importante. De même, plus le matériau cible a un numéro atomique élevé et plus la perte d'énergie par rayonnement de freinage est favorisée.

L'électron peut interagir avec le noyau par interaction Coulombienne nucléaire, comme illustré dans la Figure II.11. L'interaction Coulombienne des électrons avec le noyau des atomes cibles peut entraîner un déplacement du noyau et le déloger ainsi de son site si l'énergie transférée est suffisante.

3.2. Les ions

Les ions interagissent avec le noyau des atomes cibles via les interactions Coulombiennes. Cependant, contrairement aux électrons, le Bremsstrahlung est un phénomène négligeable pour les ions en comparaison avec la perte d'énergie par interaction avec le cortège électronique des atomes cibles pour les énergies et types d'ions rencontrés dans les ceintures de radiations. La perte d'énergie par rayonnement de freinage pour les ions peut s'écrire à partir de celle pour un électron ayant la même énergie cinétique.

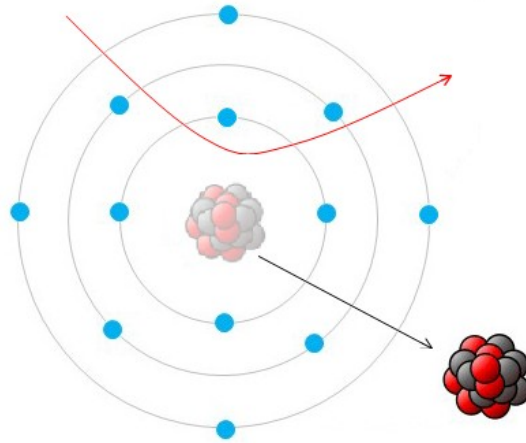


Figure II.11 : Interaction Coulombienne nucléaire.

Le pouvoir d'arrêt radiatif pour les ions est explicité dans la formule suivante.

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{radiatif, ion}} = \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 z^2 \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{radiatif, électron}} = \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 z^2 4 \alpha N_A r_e^2 E_0 \frac{Z^2}{A} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)$$

où m et z sont respectivement la masse et la charge de l'ion incident, et E_0 l'énergie cinétique initiale de l'ion.

La perte d'énergie par rayonnement de freinage pour les ions dépend de l'énergie initiale de l'ion, du carré du numéro atomique de l'élément cible, mais est aussi inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule incidente. Un proton perd par exemple environ 1800^2 fois moins d'énergie par rayonnement de freinage qu'un électron.

Les ions peuvent interagir avec le noyau selon d'autres modes d'interactions : par interaction Coulombienne nucléaire (cf. Figure II.11), ainsi que par interactions nucléaires élastique et inélastique, illustrées dans la Figure II.12.

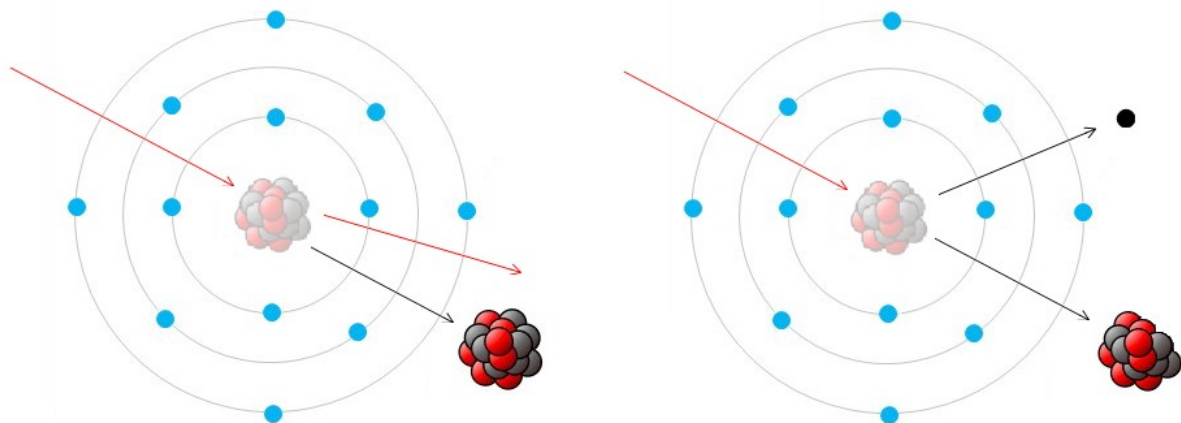


Figure II.12 : Interaction nucléaire élastique (gauche) et interaction nucléaire inélastique (droite).

Les ions interagissent avec le noyau des atomes cibles par interaction Coulombienne nucléaire, ce qui peut entraîner une éjection du noyau de son site. Si les ions parviennent à franchir la barrière de potentiel induite par les forces Coulombiennes, ils peuvent se rapprocher suffisamment du noyau et entrer en collision avec celui-ci entraînant une réaction nucléaire élastique (cf. Figure II.12). Dans ce cas, le noyau subit un déplacement et peut être

éjecté si le transfert d'énergie est suffisant. Lors du choc avec le noyau, les ions peuvent aussi provoquer une réaction nucléaire inélastique et casser le noyau. Généralement, une particule légère est émise (neutron, alpha, ...), et le noyau devient un isotope de l'élément initial, voire même un autre élément plus léger en fonction de la particule légère émise. Cette réaction peut entraîner une délocalisation du noyau si l'énergie transférée est suffisante, tout comme les interactions nucléaires Coulombiennes et élastiques. Le noyau est alors qualifié de noyau de recul. En effet, si l'énergie transférée par l'ion incident (c'est aussi valable pour les interactions Coulombiennes nucléaires des électrons avec les noyaux) est supérieure à une énergie seuil de déplacement dépendant de la nature du matériau cible, le noyau est déplacé et laisse une place vacante dans la structure cristalline, appelée lacune. Le noyau de recul peut à son tour interagir avec les atomes voisins jusqu'à perdre totalement son énergie cinétique ou sortir du matériau. S'il reste dans le matériau, le noyau de recul peut remplacer un noyau de la structure cristalline du matériau cible, ou bien occuper une position interstitielle de la structure cristalline. Il y a alors création d'une paire lacune-interstitiel, aussi appelée paire de Frenkel [32].

La somme des pouvoirs d'arrêt radiatif et électronique est assimilée au LET (Linear Energy Transfer) et caractérise l'énergie déposée par ionisation du matériau cible. Le pouvoir d'arrêt nucléaire est quant à lui assimilé au NIEL (Non Ionizing Energy Loss) et caractérise l'énergie déposée servant à produire des déplacements atomiques [32].

3.3. Les photons

Les photons interagissent dans le champ Coulombien des noyaux des atomes cibles et créent des paires électron-positron. Au cours de ce mécanisme de matérialisation, le photon incident est converti en un électron et un positron. Les particules créées ont la même masse m_e et la même énergie cinétique E_e . Le processus de matérialisation est schématisé dans la Figure II.13.

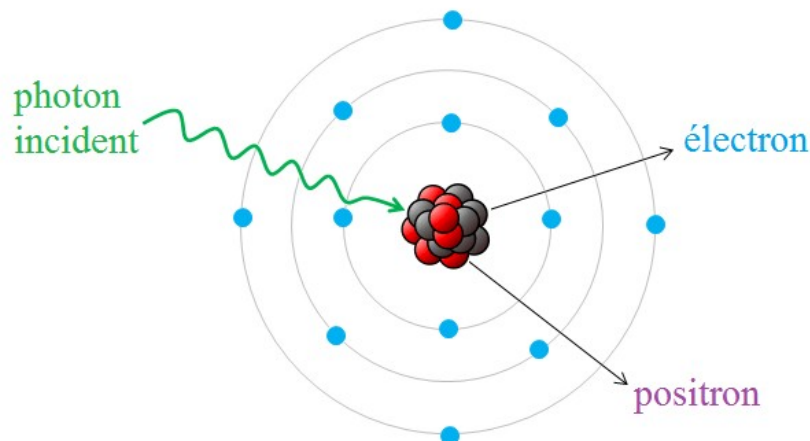


Figure II.13 : Création de paires électron-positron lors du processus de matérialisation.

La conservation de l'énergie permet d'établir une relation entre l'énergie E_{photon} du photon incident, l'énergie au repos d'un électron, ainsi que de l'énergie cinétique T_e des particules créées [29].

$$E_{\text{photon}} = 2m_e c^2 + 2T_e$$

Le photon incident doit avoir une énergie supérieure à 1.022 MeV afin que le processus de matérialisation puisse avoir lieu. Cet effet concerne donc les photons ayant une énergie relativement élevée. Les électrons et positrons créés interagissent à leur tour avec les

atomes du matériau cible, plus précisément avec les électrons du nuage électronique. Les électrons créés par matérialisation excitent et ionisent les autres atomes cibles. Les positrons excitent et ionisent les atomes du matériau avant de s'annihiler avec les électrons du milieu entraînant une émission de deux photons de 511 keV dans des directions opposées, processus appelé dématérialisation. Le processus de matérialisation peut aussi se produire par interaction d'un photon avec un électron du nuage électronique de l'atome cible mais la probabilité reste cependant faible en comparaison avec la probabilité que cela se produise par interaction avec le noyau.

3.4. Bilan des interactions du rayonnement ionisant avec la matière

Le processus de matérialisation est en compétition avec les effets Compton et photoélectrique pour les photons. Cependant, en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique des éléments constituant le matériau cible, un des effets prédomine par rapport aux autres. La prédominance de ces interactions est présentée dans la Figure II.14.

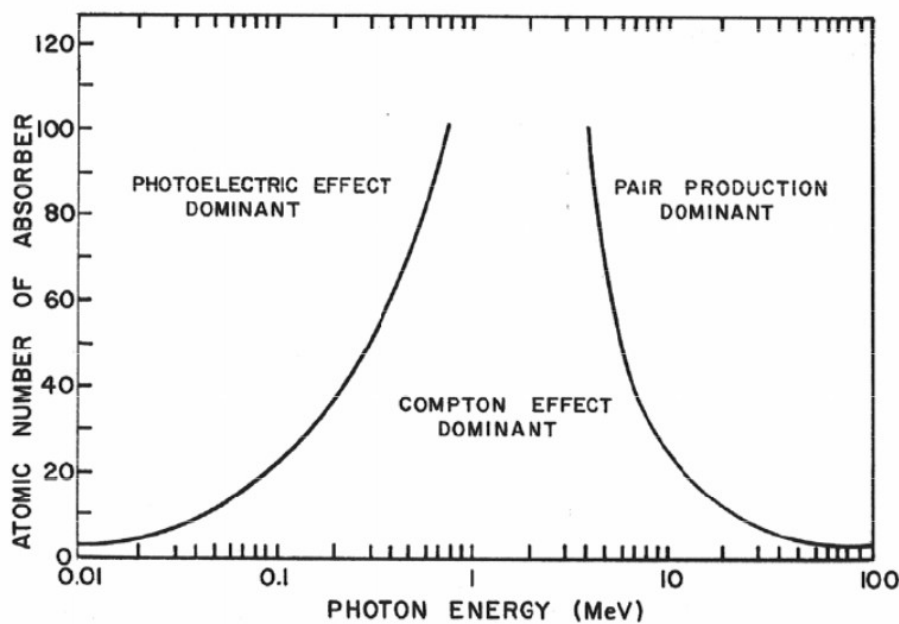


Figure II.14 : Type d'interaction prédominante pour les photons en fonction de l'énergie et du numéro atomique [29].

Ainsi, dans les cas du silicium et de l'aluminium les photons interagissent principalement par effet photoélectrique pour des énergies inférieures à 70 keV, par effet Compton pour des énergies comprises entre 70 keV et 15 MeV, et par matérialisation pour des énergies supérieures à 15 MeV. Dans le cas du tungstène, les photons interagissent principalement par effet photoélectrique pour des énergies inférieures à 500 keV, par effet Compton pour des énergies comprises entre 500 keV et 4 MeV, et par matérialisation pour des énergies supérieures à 4 MeV.

En ce qui concerne les ions et les électrons, les interactions avec le cortège électronique et le noyau des atomes cibles dépendent de l'énergie de ces particules chargées. Le NIEL et le LET permettent de caractériser la perte d'énergie moyenne par unité de longueur pour une énergie et un type de particules donnés. Afin d'établir les gammes en énergie pour lesquelles l'un des modes d'interaction prédomine, les pouvoirs d'arrêt nucléaire, radiatif et électronique [34]–[36] sont calculés pour les électrons et les protons dans l'aluminium et le tungstène. Les résultats sont illustrés dans la Figure II.15 pour l'aluminium et la Figure II.16 pour le tungstène.

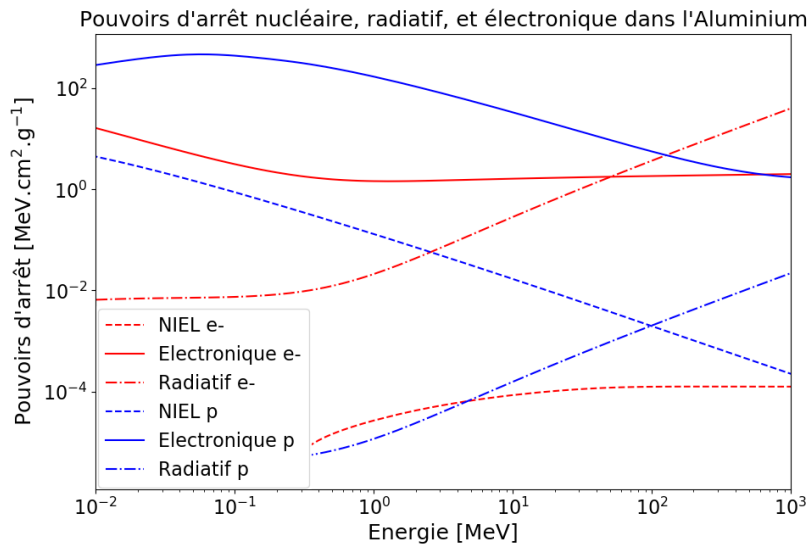


Figure II.15 : Tracés des pouvoirs d'arrêt nucléaire, radiatif, et électronique pour les protons et les électrons dans l'aluminium.

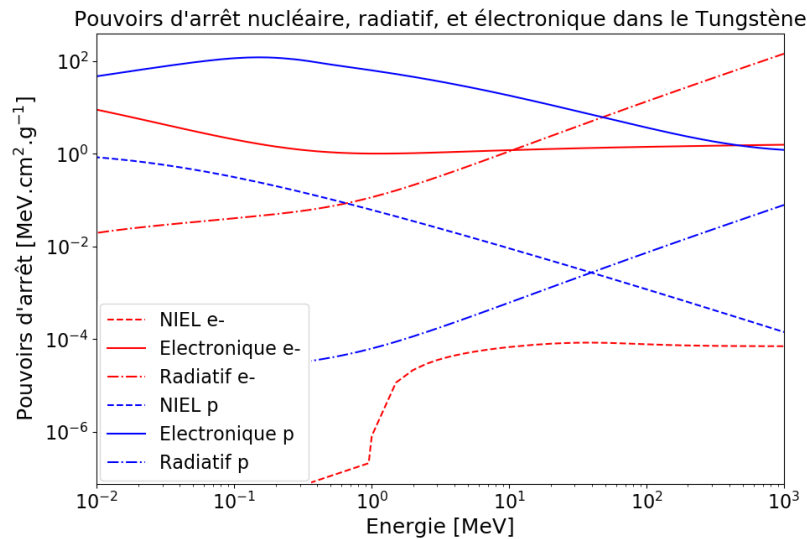


Figure II.16 : Tracés des pouvoirs d'arrêt nucléaire, radiatif, et électronique pour les protons et les électrons dans le tungstène.

Dans le cas de l'aluminium, le pouvoir d'arrêt électronique des protons est très supérieur aux pouvoirs d'arrêt radiatif et nucléaire. Ces particules interagissent principalement avec les électrons du nuage électronique des atomes cibles. A partir de 100 MeV la perte d'énergie par rayonnement devient plus importante que celle par interaction directe avec les noyaux des atomes cibles, même si elle reste encore négligeable devant la perte d'énergie par interaction avec les électrons périphériques des atomes cibles. En ce qui concerne les électrons, la perte d'énergie par interaction directe avec le noyau des atomes cibles est négligeable, le pouvoir d'arrêt nucléaire étant très faible en comparaison avec les deux autres contributions. La perte d'énergie s'effectue principalement par interaction avec les électrons des atomes cibles jusqu'à des énergies de l'ordre de la trentaine de MeV. Au-delà de la trentaine de MeV, la perte d'énergie par émission de rayonnement de freinage devient prépondérante.

Dans le cas du tungstène, autre matériau très utilisé dans le spatial, les protons interagissent principalement avec les électrons périphériques des atomes cibles. En ce qui

concerne les électrons, la perte d'énergie par interaction directe avec le noyau est négligeable. Par ailleurs, à partir de la dizaine de MeV, la perte d'énergie s'effectue principalement par rayonnement de freinage. Cet effet est d'autant plus important que l'énergie de l'électron est élevée. Entre 1 MeV et 10 MeV, bien que cet effet ne prédomine pas par rapport à la perte d'énergie par interaction avec les électrons, il reste cependant non négligeable.

De manière générale, les particules peuplant les ceintures de radiations interagissent avec les éléments des moniteurs de radiations selon les processus décrits précédemment. Ces interactions permettent la détection des particules.

4. Outils de modélisation de l'interaction rayonnement-matière

Plusieurs outils ont été développés afin de modéliser l'interaction entre les particules et la matière en tenant compte des interactions décrites précédemment. Ces outils sont en général basés sur la méthode de Monte-Carlo [37]. Ici, les principaux outils sont décrits, à savoir MCNPX, FLUKA, et GEANT4.

4.1. L'outil MCNPX

L'outil Monte-Carlo N-Particle eXtended [38], ou MCNPX, est un outil permettant de simuler les interactions entre les particules et la matière. Les codes MCNP ont été développés par le laboratoire national de Los Alamos initialement pour simuler le fonctionnement des armes nucléaires. Par la suite, ces codes ont été complétés pour les interactions des particules (chargées, non chargées dont les photons) en général avec la matière. L'outil MCNPX permet de générer des particules dans un système préalablement défini et de suivre leur histoire tout au long de leur propagation, jusqu'à ce qu'elles quittent le système, qu'elles soient capturées, ou bien qu'elles aient perdu toute leur énergie.

Avant de simuler les interactions entre les particules et la matière, le système doit être défini, notamment la source de particules ainsi que la géométrie du système. La géométrie du système est définie à partir de l'intersection de formes élémentaires telles que des cylindres, parallélépipèdes, sphères, cônes et plans. Ces intersections définissent des cellules dans lesquelles un matériau peut être spécifié par l'utilisateur. Les matériaux sont définis à partir de leur densité et de leur composition chimique. La source de particules est définie à l'aide de sa forme, du type et du nombre des particules, de leur direction et de leur énergie. Plusieurs éléments peuvent être spécifiés en fonction des calculs à effectuer tels que les seuils en énergie et les grandeurs à enregistrer par exemple. Ces informations sont entrées dans un fichier texte, puis lues par l'exécutable du code MCNPX distribué par le laboratoire de Los Alamos.

4.2. L'outil FLUKA

FLUKA (FLUktuierende Kaskade) [39] est un outil développé depuis les années 1980 par le CERN et l'INFN de Milan basé sur la méthode de Monte-Carlo afin de simuler le transport et les interactions des particules dans la matière. Cet outil, assimilé à une bibliothèque d'objets, est développé en utilisant le langage FORTRAN. Il prend en charge la physique de plus de soixante particules pour de très grandes gammes en énergies, dont celles observées dans le domaine du spatial. Les systèmes dont la géométrie est complexe peuvent être simulés. Le fichier d'entrée est un fichier texte comportant toutes les définitions et options nécessaires à la bonne simulation de la géométrie du système, de la physique, ainsi que des caractéristiques de la source de particules. Par exemple, un faisceau de particules est caractérisé dans FLUKA par l'énergie cinétique moyenne des particules du faisceau, sa déviation, sa largeur, sa position, sa direction, et le type des particules. Toutes ces caractéristiques sont spécifiées dans le fichier texte. De même, les caractéristiques liées à la géométrie du système (forme, dimensions, matériaux, positions...) sont également spécifiées

dans le fichier texte, ainsi que toutes les autres définitions nécessaires à la simulation. Les grandeurs à calculer (énergie déposée, fluence, dose...) sont aussi à spécifier dans le fichier texte. Ce fichier est ensuite lu et exécuté par FLUKA, qui donne en sortie un fichier contenant les grandeurs calculées sous le format ASCII ou binaire selon les calculs effectués. Une interface graphique, FLAIR, est disponible pour rendre plus agréable l'écriture des fichiers d'entrée, l'exécution du code, et la lecture des résultats.

4.3. L'outil GEANT4

4.3.1. Généralités sur GEANT4

L'outil GEANT4 [40], [41] permet de modéliser le passage des particules chargées dans la matière. Cet outil est devenu un standard dans le monde spatial Européen, à l'ONERA, et à l'ESA entre autres. Pour cette raison, cet outil a été choisi dans le cadre de cette thèse pour effectuer les modélisations.

La librairie GEANT4 (GEometry ANd Tracking) est un outil développé par le CERN permettant de simuler les interactions entre les particules et la matière à l'aide de la méthode de Monte-Carlo. GEANT4 est utilisé dans de nombreuses applications telles que la physique des particules, la physique dans les accélérateurs, l'astrophysique, et la médecine. C'est une librairie basée sur la programmation orientée objet écrite en C++ ce qui favorise son développement. La collaboration internationale GEANT4 regroupe plusieurs équipes de plusieurs laboratoires de différents domaines, ce qui permet un développement et une maintenance continue de cette librairie. Les modèles physiques utilisés sont régulièrement vérifiés et validés par des données expérimentales. GEANT4 est composé de plusieurs modules qui ont chacun une fonction bien précise dans la simulation : création de la géométrie, choix de la physique, simulations des interactions, visualisation, export et analyse des résultats... L'architecture minimale d'un code de simulation basé sur GEANT4 ainsi que quelques classes optionnelles sont présentées dans la Figure II.17.

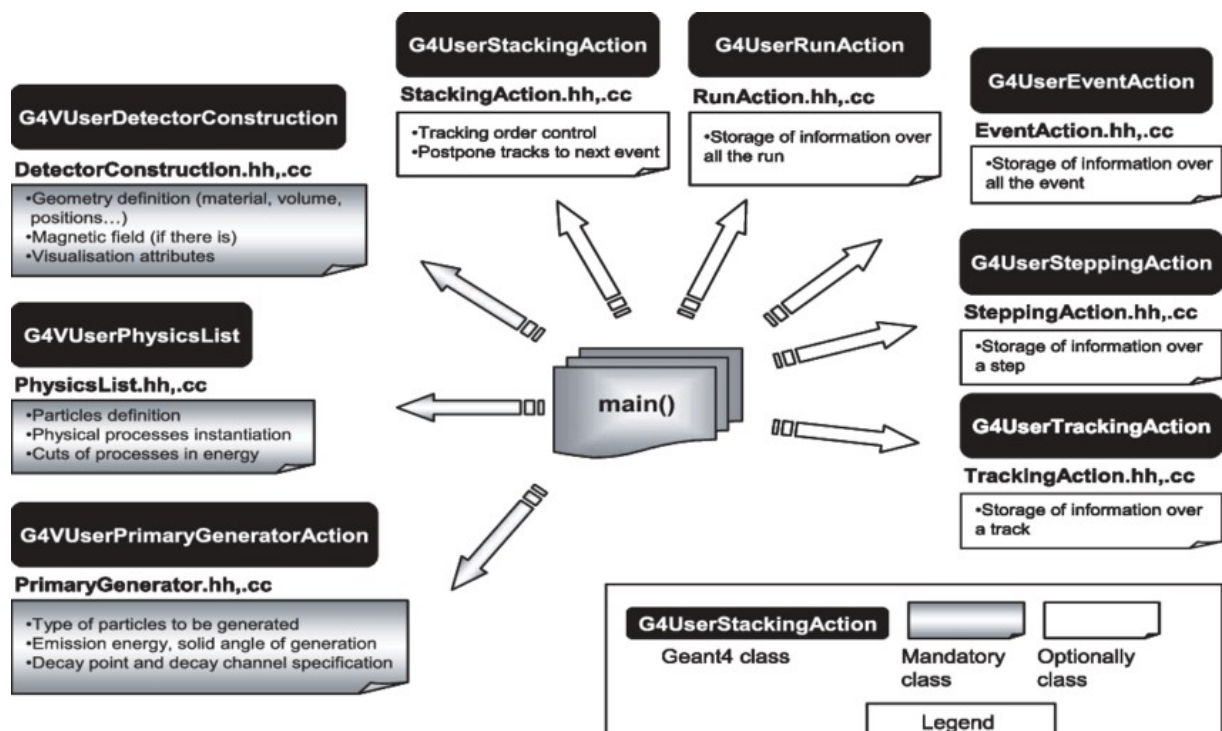


Figure II.17 : Classes minimales et quelques classes optionnelles pour une simulation GEANT4 et leur description succincte.

4.3.2. Sources de particules

Les particules simulées sont émises depuis une source pouvant être ponctuelle, surfacique, ou volumique. Pour les besoins de cette thèse, il est nécessaire de simuler des particules provenant de toutes les directions de manière égale du point de vue des détecteurs modélisés, cas représentatif de l'environnement spatial. Pour cela une source surfacique sphérique avec une distribution angulaire suivant une loi en cosinus pour des angles de 0° à 90° [42] est utilisée, comme illustrée en Figure II.18.

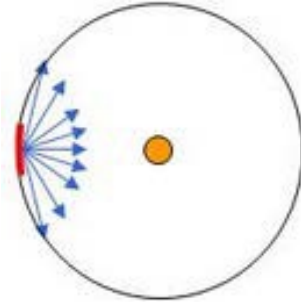


Figure II.18 : Source avec une distribution angulaire suivant une loi en cosinus.

Cette source permet de simuler des points sources sur la sphère englobant le détecteur émettant des particules vers l'intérieur de la sphère dans toutes les directions de manière égale. Ainsi, les flux simulés reçus par les détecteurs sont omnidirectionnels.

4.3.3. Listes des processus physiques

La définition de la liste des processus physiques à prendre en compte dans GEANT4 est obligatoire afin de pouvoir effectuer des modélisations et des simulations. Cette définition est effectuée par l'utilisateur en décrivant les processus d'interaction pour chaque particule et chaque plage en énergie dans la PhysicsList, ou bien en sélectionnant une PhysicsList de référence où divers processus physiques sont déjà implémentés. Il existe de nombreuses PhysicsList de référence, chacune étant adaptée à des plages en énergie particulières, pour certaines particules, et avec des processus d'interaction différents. La physique choisie est très importante et conditionne les résultats obtenus au cours des simulations. Il est donc important de choisir la bonne physique en fonction des énergies et du type des particules, mais aussi en fonction des processus importants pour les besoins de l'étude.

Pour les besoins de cette thèse, la PhysicsList FTFP_BERT_EMV est utilisée [43]. Cette physique décrit les effets présentés dans les précédents paragraphes de ce chapitre pour les particules rencontrées dans les ceintures de radiations décrites dans le chapitre I. Concernant les photons, la production de paires e^-/e^+ est basée sur le modèle de BetheHeitler, la diffusion Compton sur le modèle de Klein-Nishina et les effets photo-électriques ainsi que la diffusion de Rayleigh suivent les modèles de Livermore. Ces considérations sont suffisantes puisque seuls les photons de plus de 200 keV sont pris en compte dans cette thèse. Concernant les protons la diffusion Coulombienne, le Bremsstrahlung (qui est négligeable pour les protons), la production de paires e^-/e^+ et l'ionisation sont prises en compte. En particulier, le modèle de Bragg est utilisé en-dessous de 2 MeV pour l'ionisation tandis que le modèle de Bethe-Bloch est utilisé pour des énergies supérieures. Enfin, concernant les électrons les diffusions simples et multiples de Coulomb sont prises en compte, ainsi que le Bremsstrahlung et l'ionisation. De manière générale les tables pour les énergies déposées, les parcours, et les sections efficaces pour les particules traitées dans cette thèse sont couvertes par cette PhysicsList de 100 eV à 100 TeV. Cependant, cette PhysicsList perd en précision pour des énergies inférieures à la dizaine de keV, ce qui n'entraîne pas d'inconvénients pour ces travaux puisque les énergies considérées dans ce manuscrit sont supérieures à la centaine

de keV. De même, la limite haute pour les énergies convient parfaitement puisque les électrons des ceintures de radiations ont des énergies qui n'excèdent pas la dizaine de MeV, et les protons quelques centaines de MeV. Les énergies des particules importantes pour cette thèse (protons et électrons ainsi que les secondaires) sont donc bien prises en compte par la PhysicsList FTFP_BERT_EMV, tout en entraînant des temps de calcul raisonnables.

4.3.4. Le logiciel FASTRAD

Pour des têtes de détection complexes ou comportant beaucoup de formes élémentaires il peut être utile d'utiliser un logiciel supplémentaire afin d'implémenter la géométrie de la tête de détection à l'aide d'une interface graphique. Dans le cadre de la thèse le logiciel FASTRAD [44] est utilisé. FASTRAD, développé depuis plus de dix ans par la société TRAD, est un outil d'analyse de radiations qui dispose d'une interface graphique de modélisation 3D permettant entre autres de modéliser les équipements scientifiques et les satellites, de calculer la dose reçue par les matériaux, et de faire des optimisations de blindage afin de réduire la masse de l'équipement tout en protégeant les zones sensibles.

Dans cette thèse le logiciel FASTRAD est utilisé afin de définir la géométrie des têtes de détection grâce à une interface graphique, et de vérifier la non superposition des éléments des têtes de détection. La géométrie ainsi établie est ensuite exportée par FASTRAD pour pouvoir être intégrée directement dans GEANT4. Ce logiciel permet de définir plus rapidement et avec plus de confort la géométrie des instruments.

5. Les difficultés de détection des particules ionisantes

Les particules peuplant les ceintures de radiations sont essentiellement des protons et des électrons. Le fonctionnement des différents types de têtes de détection est décrit précisément dans le chapitre III. Quel que soit le type de tête de détection, l'élément le plus utilisé est l'aluminium ($Z=13$). Pour des besoins spécifiques, le tungstène ($Z=74$) peut être utilisé afin d'arrêter de manière plus efficace les particules. Dans les ceintures de radiations les particules proviennent de toutes les directions du point de vue de la tête de détection. Ces particules traversent donc une quantité différente de matière en fonction de leur direction d'arrivée. En interagissant avec les matériaux du satellite et des têtes de détection, elles peuvent produire des particules secondaires. Ces aspects soulignent la difficulté à mesurer les particules ionisantes. Ces difficultés sont mises en évidence dans les paragraphes suivants.

5.1. Parcours des protons et des électrons dans la matière

De par les processus décrits précédemment, les électrons et les protons n'interagissent pas exactement de la même manière avec la matière, et ne déposent pas la même quantité d'énergie pour une distance de matière traversée et une énergie cinétique initiale données. Il en est de même pour les photons, qui contrairement aux particules chargées, n'interagissent pas obligatoirement avec la matière. Le parcours CSDA (Continuous Slowing Down Approximation) est une grandeur permettant de caractériser la distance parcourue par une particule dans un matériau. Elle est définie à partir du pouvoir d'arrêt selon la formule suivante où E_0 est l'énergie cinétique initiale de la particule [45].

$$P_{CSDA} = \int_0^{E_0} \left[\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{électronique}} + \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{nucléaire}} + \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{radiatif}} \right]^{-1} dE$$

Le parcours CSDA est à différencier de la portée, qui représente la profondeur de pénétration des particules dans la matière. La portée est inférieure ou égale au parcours CSDA, comme l'illustre la Figure II.19.

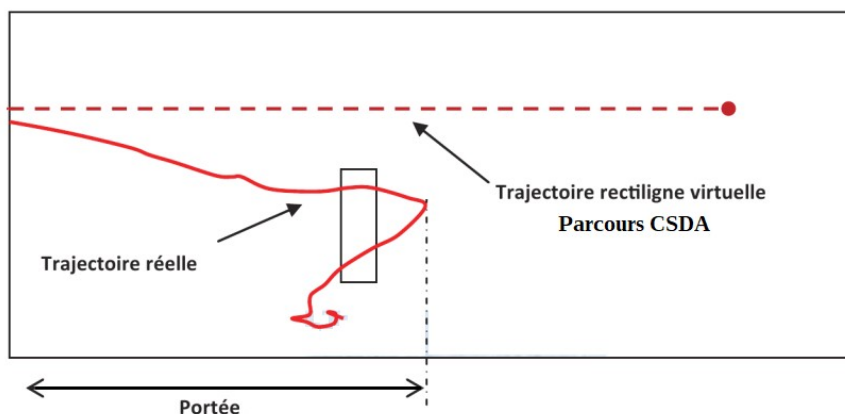


Figure II.19 : Illustration de la portée et du parcours CSDA pour une trajectoire d'une particule.

Le parcours dépend du type et de l'énergie des particules, ainsi que du type du matériau traversé. En effet, en fonction du numéro atomique des éléments le constituant, la distance parcourue par les particules diffère d'un matériau à l'autre. Afin d'illustrer ces dépendances, l'énergie des protons et des électrons incidents est tracée en fonction de la distance maximale pouvant être parcourue dans l'aluminium et le tungstène à l'aide des tables disponibles [36]. Les résultats sont illustrés dans la Figure II.20 pour l'aluminium et dans la Figure II.21 pour le tungstène.

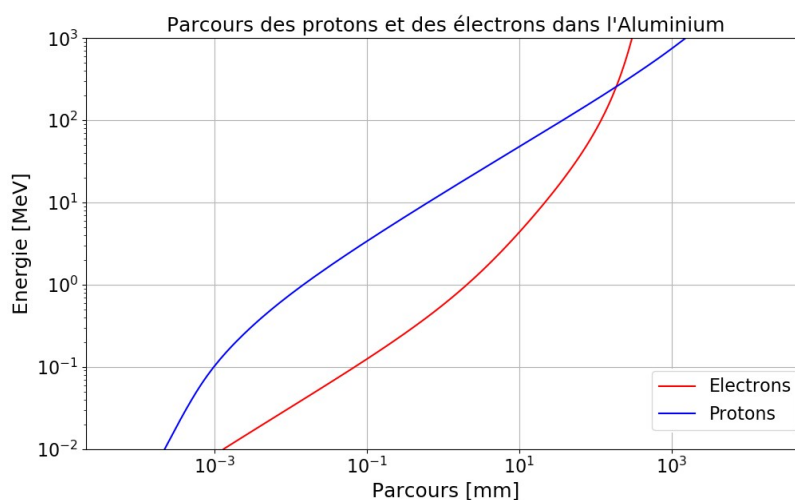


Figure II.20 : Énergie incidente en fonction de la distance maximale parcourue par les protons et les électrons dans le cas de l'aluminium.

À énergies cinétiques initiales et angles d'incidence égaux, les protons s'arrêtent plus rapidement dans la matière que les électrons pour des énergies cinétiques inférieures à la centaine de MeV dans le tungstène, et inférieures à 250 MeV environ dans l'aluminium.

Dans le cas de l'aluminium, un proton de 10 MeV pourra traverser 560 μm de matière tandis qu'un électron de 10 MeV pourra en traverser 20 mm. Dans le tungstène, un proton de 10 MeV se propage sur une distance de 175 μm tandis qu'un électron de 10 MeV se propage sur 3.1 mm.

En ce qui concerne les photons, la notion de parcours est plus complexe. En effet, un photon n'interagit pas forcément avec la matière. Il peut déposer toute son énergie, ou bien rien déposer du tout. De par cette propriété, un photon est difficilement arrêtable. Plus un

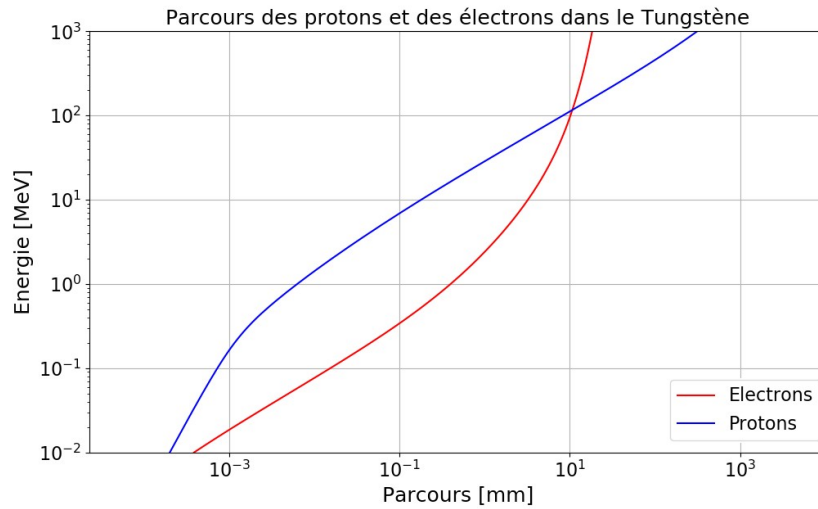


Figure II.21 : Énergie incidente en fonction de la distance maximale parcourue par les protons et les électrons dans le cas du tungstène.

matériau est dense et épais, plus le photon a de chances d'interagir avec un atome le constituant, mais ces interactions ne sont pas systématiques.

5.2. Perte d'énergie par les particules chargées le long du parcours

Les protons et les électrons ne déposent pas leur énergie de la même manière le long de leur parcours. Pour cela, les courbes de Bragg établies avec GEANT4 sont illustrées dans la Figure II.22 pour un proton de 50 MeV et un électron de 3 MeV dans l'aluminium.

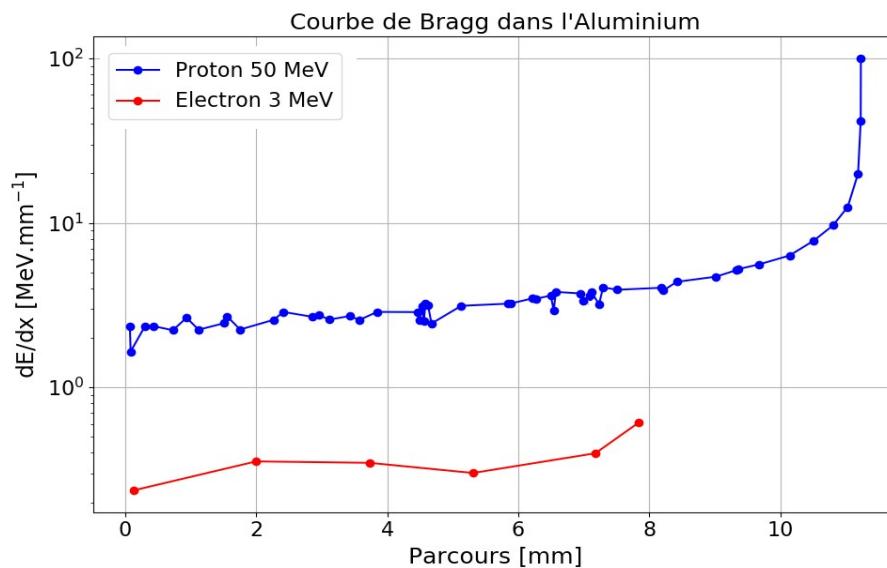


Figure II.22 : Evolution du pouvoir d'arrêt en fonction de l'épaisseur d'aluminium traversée pour un électron de 3 MeV et un proton de 50 MeV.

Dès leur entrée dans la matière, les électrons perdent leur énergie de manière quasiment uniforme jusqu'à être entièrement stoppés. Par contre ils vont générer des secondaires, des photons, qui eux ont un parcours bien plus élevé. Ce point est traité dans la section 5.3. Dans le cas des protons, la perte d'énergie est beaucoup plus importante à la fin de leur parcours. Ceci rend la détection des protons énergétiques difficile. En effet, un proton de 100 MeV a un parcours de 4 cm dans l'aluminium (cf. Figure II.20). En général, les

moniteurs de radiations spatialisés ne sont pas pourvus d'un blindage en aluminium d'une telle épaisseur (masse et encombrement fortement contraints). Ainsi, pour une quantité plus faible d'aluminium, un proton de 100 MeV ne déposera qu'une faible partie de son énergie. Les protons énergétiques sont donc difficiles à mesurer dans le sens où seulement une infime fraction de leur énergie est mesurable, compte tenu des matériaux couramment utilisés dans le spatial et de leurs épaisseurs limitées.

Plus l'épaisseur de matière (blindage) à traverser est grande, plus les protons perdent de l'énergie. En fonction de l'angle d'incidence des particules arrivant sur les têtes de détection, elles vont traverser plus ou moins de matière dans le blindage. Si elles ont une incidence normale au plan formé par le blindage, alors la quantité de matière traversée est minimale. Sinon, plus l'angle d'incidence s'écarte de la normale, plus la quantité de matière traversée est importante. Ainsi, deux protons d'énergies différentes peuvent atteindre le détecteur avec la même énergie si l'épaisseur de blindage traversée est différente, comme l'illustre la Figure II.23. L'énergie de ces deux protons ne pourra pas être discriminée par la tête de détection si seule l'énergie déposée est mesurée.

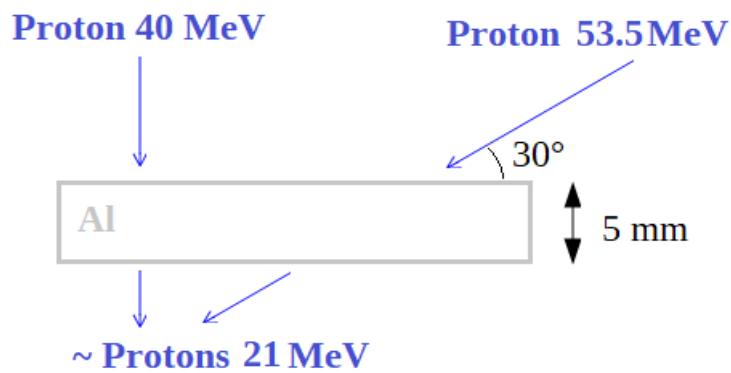


Figure II.23 : Influence de l'angle d'incidence sur l'énergie perdue par les particules.

Dans la Figure II.23, une plaque d'aluminium de 5 mm d'épaisseur est considérée, avec un proton de 40 MeV ayant une incidence normale, et un proton de 53.5 MeV ayant un angle d'incidence de 30°. Le proton de 40 MeV traverse une épaisseur d'aluminium de 5 mm, tandis que le proton de 53.5 MeV traverse une épaisseur de 10 mm à cause de son angle d'incidence. D'après les simulations GEANT4, à la sortie de la plaque d'aluminium, le proton de 40 MeV a perdu environ 19 MeV d'énergie tandis que le proton de 53.5 MeV a perdu environ 32.5 MeV. Finalement, après la traversée de la plaque d'aluminium, les deux protons ont une énergie de 21 MeV et sont donc équivalents, alors que leur énergie avant la traversée du matériau était différente.

5.3. Diffusion et génération de particules secondaires

Les protons et les électrons, lors de leur passage dans la tête de détection, interagissent avec les éléments la constituant selon les processus d'interaction décrits précédemment. GEANT4 est utilisé afin d'illustrer le passage de 10 protons et 10 électrons de 5 MeV, ainsi que 10 électrons de 800 keV dans 1 mm d'aluminium. Les résultats sont présentés dans la Figure II.24.

Les protons de 5 MeV déposent entièrement leur énergie dans d'aluminium. En revanche, les électrons de 5 MeV peuvent déposer entièrement leur énergie uniquement s'ils diffusent beaucoup, ou bien seulement une fraction dans le cas contraire. En conséquence, la quantité d'énergie déposée est différente pour chaque électron en fonction du nombre et du type des interactions subies avec les atomes cibles, et peut prendre toutes les valeurs possibles entre quelques centaines de keV et 5 MeV. Les électrons de 5 MeV subissent des diffusions

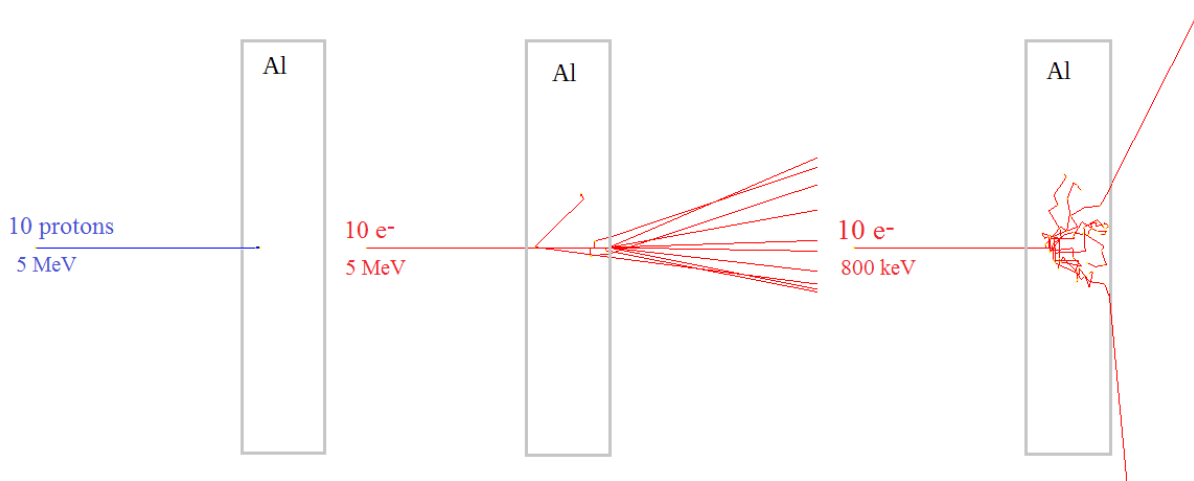


Figure II.24 : Interaction des particules dans 1 mm d'aluminium dans le cas de protons de 5 MeV (gauche), d'électrons de 5 MeV (milieu), et d'électrons de 800 keV (droite).

notamment lorsqu'ils ont traversé une épaisseur suffisante d'aluminium. En effet, plus l'énergie des électrons est faible et plus ils diffusent [46]. Les électrons de 800 keV diffusent plus que les électrons de 5 MeV. La majorité des électrons de 800 keV déposent entièrement leur énergie dans le volume d'aluminium, mais certains n'en déposent qu'une partie avant de traverser et sortir du volume. De manière générale, plus l'énergie cinétique de la particule est élevée, plus les trajectoires sont rectilignes.

La diffusion des électrons est d'autant plus importante que le numéro atomique de l'élément traversé est élevé [46]. Pour les matériaux dont le numéro atomique est faible, les électrons ont tendance à être diffusés vers l'avant. Lorsque l'angle de diffusion est inférieur à 90° par rapport à la direction d'arrivée, il s'agit d'une transmission à laquelle est associé un coefficient de transmission. Plus le numéro atomique de l'élément est élevé, plus les électrons diffusent avec un angle élevé par rapport à la direction d'arrivée. Lorsque l'angle de diffusion est supérieur à 90° par rapport à la direction d'arrivée, il s'agit d'une rétrodiffusion à laquelle est associé un coefficient de rétrodiffusion. L'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du numéro atomique du matériau est représentée dans la Figure II.25.

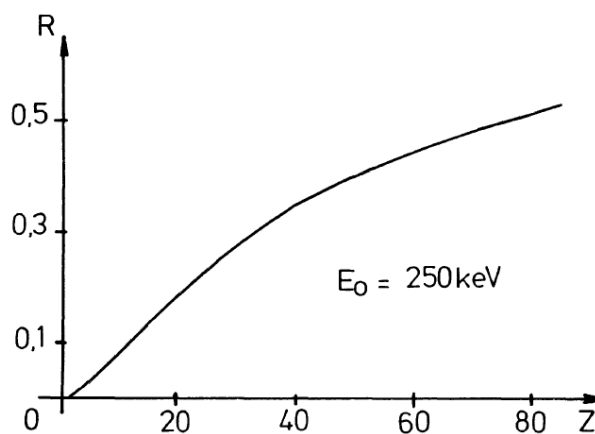


Figure II.25: Evolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du numéro atomique pour des électrons de 250 keV [46].

D'après la Figure II.25, le facteur de rétrodiffusion des électrons augmente lorsque le numéro atomique du matériau traversé augmente pour une énergie donnée. Cela signifie que

plus un matériau a un Z élevé, et plus les électrons sont diffusés avec un angle supérieur à 90° par rapport à leur direction d'arrivée.

Les particules peuplant les ceintures de radiations peuvent aussi interagir avec les éléments constituant le blindage de la tête de détection, par exemple avec de l'aluminium ou du tungstène, et créer des particules secondaires pouvant atteindre le détecteur. L'interaction des protons et des électrons pour diverses énergies avec 3 mm d'aluminium et 3 mm de tungstène est illustrée dans la Figure II.26.

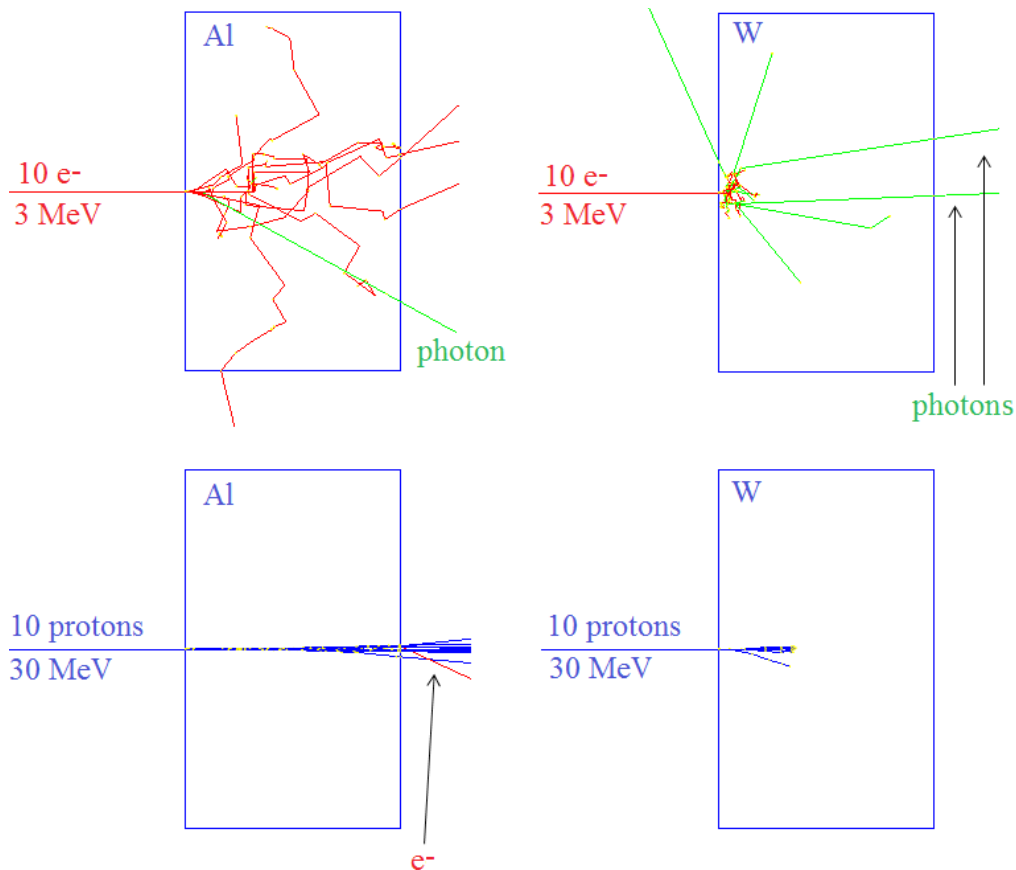


Figure II.26 : Détection des particules après traversée d'un blindage en aluminium (gauche) et en tungstène (droite).

La Figure II.26 illustre la difficulté rencontrée pour la détection des protons et des électrons des ceintures de radiations. Lors de la traversée du blindage, les protons et les électrons perdent de l'énergie par ionisation des atomes constituant le blindage, mais aussi par rayonnement. A leur arrivée dans le détecteur, les particules n'ont alors pas la même énergie qu'initialement. Par ailleurs, en fonction du type du blindage ainsi que de l'épaisseur traversée notamment due à l'angle d'incidence des particules, ces dernières ne perdent pas la même quantité d'énergie, et peuvent être totalement arrêtées par le blindage. Ces éléments doivent être considérés lors du développement de moniteurs de radiations mais aussi lors de l'analyse des données acquises par ceux-ci. L'autre difficulté réside dans la production de particules secondaires avant que les particules incidentes n'atteignent le détecteur. Dans le cas des électrons, la traversée du blindage entraîne une perte d'énergie par ionisation mais aussi par rayonnement de freinage, ce qui entraîne la production de photons. Cette production de photons secondaires est d'autant plus favorisée que l'énergie de l'électron incident est grande et que le numéro atomique du matériau traversé est élevé, ce qui est le cas du tungstène avec $Z=74$. Les photons sont très difficilement arrêtables et constituent une pollution de la mesure pour la majorité des détecteurs. Pour certains détecteurs au contraire, les photons secondaires

sont essentiels. C'est le cas des scintillateurs, présentés dans le chapitre III. En ce qui concerne les protons, les interactions avec le matériau traversé peuvent entraîner la production de particules secondaires comme des photons et des électrons, pouvant atteindre le détecteur. Dans ce cas, le détecteur enregistre les particules secondaires créées et non pas le proton incident. En résumé, le détecteur peut voir :

- les protons et électrons incidents provenant directement des ceintures de radiations,
- les protons et électrons incidents provenant des ceintures de radiations ayant interagi avec le blindage ou le satellite,
- les particules secondaires, créées par l'interaction entre les protons et électrons incidents lors de la traversée du blindage de la tête de détection ou bien du satellite.

La déduction du type de la particule incidente ainsi que son énergie avant son entrée dans la tête de détection est difficile à cause des interactions faites au préalable avec le blindage ce qui entraîne une perte d'énergie avant l'entrée dans le détecteur et la production de particules secondaires. La définition d'un moniteur de radiations est donc un consensus entre la masse de l'instrument, la stratégie de mesure et la qualité de mesure.

Conclusion

Ce chapitre a permis de décrire les principales interactions entre les particules peuplant les ceintures de radiations et la matière constituant les têtes de détection et le satellite, ainsi que celles des particules secondaires pouvant être engendrées par ces interactions. En particulier, les interactions des protons, électrons, et photons avec le nuage électronique et le noyau des atomes cibles ont été discutées. Les difficultés de mesure des protons énergétiques et de distinction des particules en fonction de la quantité de matière traversée avant l'arrivée dans la tête de détection ont été exposées. Par ailleurs, à ces difficultés s'ajoute celle liée à la création de particules secondaires. En fonction des têtes de détection et du type de particules voulant être détectées, diverses techniques sont utilisées. Les différents types de têtes de détection sont présentés dans le chapitre III, ainsi que leurs avantages et inconvénients.

Chapitre III : Les moniteurs de radiations

1. Les têtes de détection à diodes.....	61
1.1. Les jonctions PN.....	61
1.2. Les diodes de détection.....	63
1.3. Principe de fonctionnement des têtes de détection à diodes.....	64
1.4. Exemples de têtes de détection avec des détecteurs à diodes.....	65
2. Les détecteurs pixelisés CCD, CMOS, et à pixels hybrides.....	73
2.1. La capacité MOS.....	73
2.2. Les capteurs CCD.....	73
2.3. Les capteurs CMOS.....	74
2.4. Capteurs CCD vs CMOS.....	76
2.5. Les détecteurs à pixels hybrides Timepix.....	76
3. Les spectromètres de masse à analyseur magnétique.....	84
3.1. Principe de fonctionnement d'un spectromètre de masse à analyseur magnétique.....	84
3.2. L'instrument MagEIS.....	85
4. Les spectromètres de masse à temps de vol.....	86
5. Les scintillateurs.....	87
6. Les compteurs Cherenkov.....	88
7. Synthèse des différents types de détection des particules chargées.....	89
Conclusion.....	92

La compréhension des ceintures de radiations progresse notamment grâce aux mesures in-situ faites à l'aide de moniteurs de radiations embarqués sur les satellites. Afin de mesurer tous les types de particules, toutes les énergies, et avec une bonne couverture spatiale et temporelle, divers types de moniteurs de radiations sont utilisés. Le moniteur parfait n'existe pas. Il est le fruit de consensus entre particules à détecter, poids, encombrement... Le moniteur de radiations désigne l'instrument complet constitué des têtes de détection ainsi que de l'électronique. La tête de détection est quant à elle la partie mécanique dans laquelle est implémenté le détecteur, partie sensible permettant la détection des particules. Dans cette thèse, seuls les protons et les électrons ayant une énergie supérieure à 100 keV sont étudiés. De ce fait, dans ce chapitre, seuls les types de moniteurs de radiations pour ces énergies sont décrits. Dans un premier temps, les détecteurs à diodes sont présentés. Ensuite, les détecteurs pixelisés sont décrits avec une attention particulière accordée aux puces Timepix. Dans un troisième temps, le fonctionnement des spectromètres magnétiques est discuté. Dans une quatrième partie les spectromètres à temps de vol sont présentés avant de discuter des scintillateurs et des détecteurs Cherenkov.

1. Les têtes de détection à diodes

1.1. Les jonctions PN

Les semi-conducteurs sont essentiellement composés de silicium, de germanium, d'arséniure de gallium, de carbure de silicium, de nitrure de gallium ou encore de tellurure de cadmium. Dans cette thèse, les capteurs étudiés utilisent comme semi-conducteur le silicium. Les semi-conducteurs sont à mi-chemin entre les isolants et les conducteurs, comme illustré dans la Figure III.1.

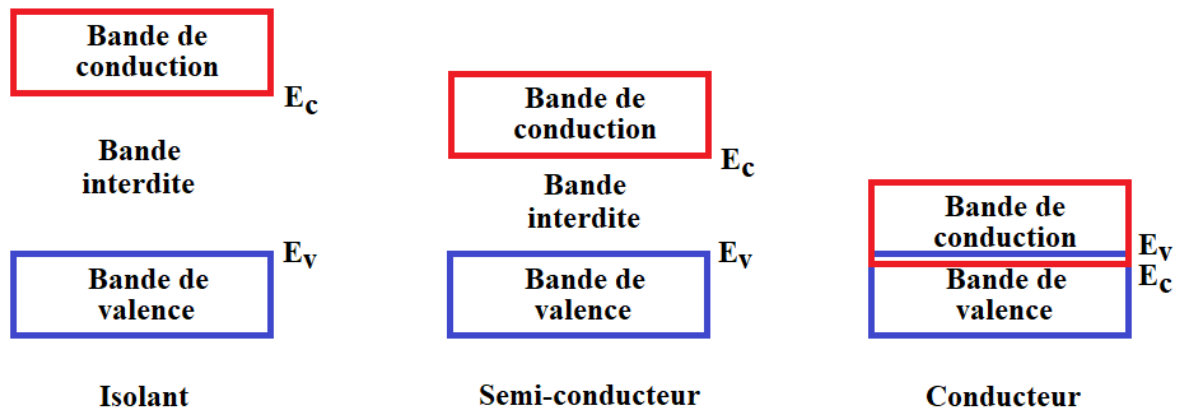


Figure III.1: Bandes de valence et de conduction pour les isolants, les semi-conducteurs, et les conducteurs.

La classification d'un matériau dans l'une de ces trois familles repose sur ses propriétés lors de l'application d'un champ électrique extérieur. Les électrons sont situés dans la bande de valence. Plus il est facile pour les électrons de passer de la bande de valence à la bande de conduction, plus le matériau est considéré comme conducteur [47]. Dans le cas d'un isolant, l'énergie nécessaire pour qu'un électron transite de la bande de valence à la bande de conduction est tellement grande qu'aucun passage d'électron ne peut être observé entre ces deux bandes. La bande de conduction est vide, aucun électron n'est alors disponible pour participer à la conduction, d'où le caractère isolant du matériau. Dans le cas d'un semi-conducteur, l'énergie nécessaire pour passer de la bande de valence à la bande de conduction est plus faible que dans le cas d'un isolant. A une température de 0 K le matériau est isolant. Cependant, une élévation de température sous forme d'apport de chaleur ou bien d'énergie via des rayonnements et radiations, entraîne un passage des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. Cette augmentation de la conduction avec la température est caractéristique des semi-conducteurs. Dans le cas d'un conducteur, les bandes de valence et de conduction se superposent, il n'y a plus de bande interdite. Les électrons passent directement dans la bande de conduction, ce qui entraîne un peuplement continu de cette bande quelle que soit la température. Les électrons peuvent donc circuler dans tout le matériau, conférant aux solides une bonne conductivité.

Un semi-conducteur composé d'atomes identiques est qualifié de pur ou d'intrinsèque. Cependant, afin de modifier les propriétés du semi-conducteur et notamment sa conductivité, des impuretés sont ajoutées. Ce processus d'ajout d'atomes, désignés comme des impuretés, est un dopage. Le semi-conducteur est alors qualifié d'extrinsèque. Selon les atomes ajoutés lors du dopage, les semi-conducteurs sont de type P, ou de type N [48]. Concernant ceux de type P, positifs, la conduction est essentiellement contrôlée par les trous qui sont majoritaires en comparaison avec la concentration des électrons. Concernant ceux de type N, négatifs, la conduction est essentiellement contrôlée par les électrons libres, dont leur concentration est très supérieure à celle des trous. La mise en contact d'un semi-conducteur de type N avec un de type P forme une jonction PN. Lors de la mise en contact de ces deux types de semi-conducteurs, les électrons majoritaires de la région dopée N et les trous majoritaires de la région dopée P diffusent pour se recombiner. Ceci crée une région dans la jonction où il n'y a que très peu de porteurs libres, appelée zone déplétée. Une jonction PN est représentée schématiquement dans la Figure III.2.

En diffusant vers la région P, les électrons de la région N laissent derrière eux des atomes fixes ionisés chargés positivement. De la même manière, les trous de la région P diffusent vers la région N en laissant derrière eux des atomes fixes ionisés négativement. Ces atomes ionisés fixes constituent des charges positives et négatives au niveau de la jonction

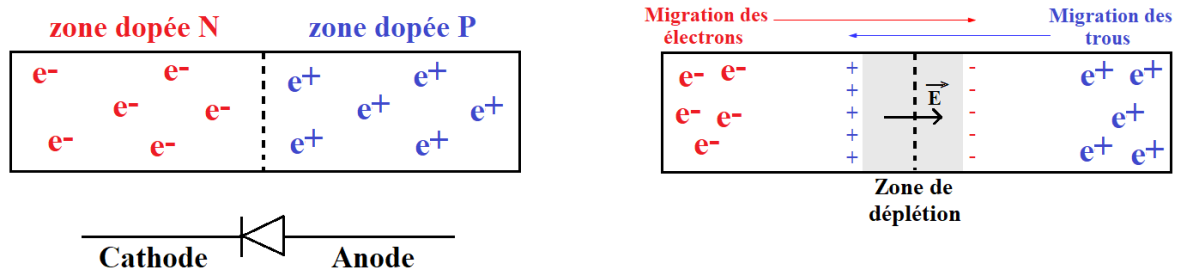


Figure III.2: Représentation d'une jonction PN avant migration des charges (gauche) et après migration des charges (droite).

créant un champ électrique qui s'oppose au déplacement des porteurs de charges (électrons et trous), ce qui permet l'établissement d'un équilibre électrique [48].

1.2. Les diodes de détection

Les diodes de détection, qui ne sont rien d'autre que des jonctions PN [48], sont particulièrement adaptées à la détection des particules chargées. Étant composées de semi-conducteurs, elles se comportent comme des isolants lorsqu'il n'y a pas d'interactions avec les particules ionisantes, et comme conducteurs lorsque des interactions se produisent. Les particules chargées des ceintures de radiations ainsi que les secondaires créés, lors de leur passage dans le semi-conducteur, ionisent les atomes du matériau d'après les processus décrits dans le chapitre II. Les électrons libérés lors des ionisations peuvent à leur tour interagir avec les atomes du semi-conducteur. Ces charges sont drainées et collectées avec l'application d'une différence de potentiel aux bornes des électrodes du semi-conducteur. En général, les jonctions PN sont polarisées en inverse dans le cas des détecteurs. Ainsi, le champ électrique externe appliqué est dans le même sens que celui créé en interne dans la jonction ce qui entraîne une élévation de la barrière de potentiel, et donc une diffusion des charges plus faible dans le volume. Ceci permet d'avoir une zone de déplétion plus grande (et donc un volume de détection plus élevé) rendant la détection des particules chargées plus efficace. L'épaisseur de la zone déplétée varie selon la racine de la tension appliquée. Grâce à la collection des charges liées aux électrons ou bien aux trous, un courant est mesurable au niveau des électrodes. Le principe de fonctionnement d'un détecteur à semi-conducteur est présenté dans la Figure III.3.

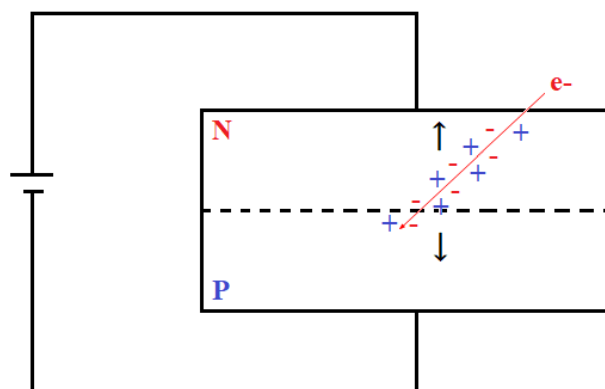


Figure III.3: Création de paires électron-trou lors du passage d'un électron dans la jonction PN, et drainage des charges. La jonction PN est polarisée en inverse.

Le courant en sortie de la diode est traité par l'électronique de proximité connectée au détecteur. Selon le type d'électronique, différents types d'information sont disponibles à partir du courant collecté. Les différents modes sont la spectrométrie, le comptage, et l'intégration.

En mode comptage le détecteur compte simplement les particules en fonction du nombre d'impulsions enregistrées par l'électronique. En mode intégration le détecteur enregistre de manière continue le courant collecté. En mode spectrométrie, chaque particule est analysée séparément.

1.3. Principe de fonctionnement des têtes de détection à diodes

Les moniteurs de radiations à diodes sont principalement composés d'un détecteur (diode de détection) et d'un blindage qui constituent la tête de détection, et d'une électronique de lecture. Selon les mesures à effectuer il se peut que d'autres éléments soient ajoutés aux précédents, comme des aimants. Pour les besoins de la détection des particules des ceintures de radiations, et en particulier pour connaître leur énergie, les détecteurs à diodes fonctionnent en mode spectrométrie. La quantité de courant mesurée est proportionnelle au nombre d'électrons créés par ionisation et drainés, et est donc directement liée à l'énergie perdue par la particule incidente lors de son interaction avec les atomes de la diode. La correspondance entre la quantité de charges collectées et l'énergie déposée par la particule est effectuée par un étalonnage préalable du détecteur à l'aide de sources radioactives émettant des rayonnements parfaitement connus (type de particules et leurs énergies). Plusieurs diodes peuvent être utilisées dans les têtes de détection à diodes.

L'électronique de lecture est propre à chaque tête de détection et dépend des besoins de la mission. Elle est composée d'un pré-amplificateur et d'une fonction de mise en forme de l'impulsion mesurée. Ensuite, des analyseurs de hauteur d'impulsion (pulse height analyser) ou des comparateurs sont souvent utilisés afin de classer les impulsions de tension reçues dans des canaux en énergie déposée. Un histogramme d'événements en fonction de l'énergie déposée est ainsi construit pendant chaque période d'acquisition. Afin de choisir la plage en énergie couverte par les canaux, le gain de l'amplificateur peut être réglable. Le principe de fonctionnement d'un analyseur de hauteur d'impulsion est schématisé dans la Figure III.4.

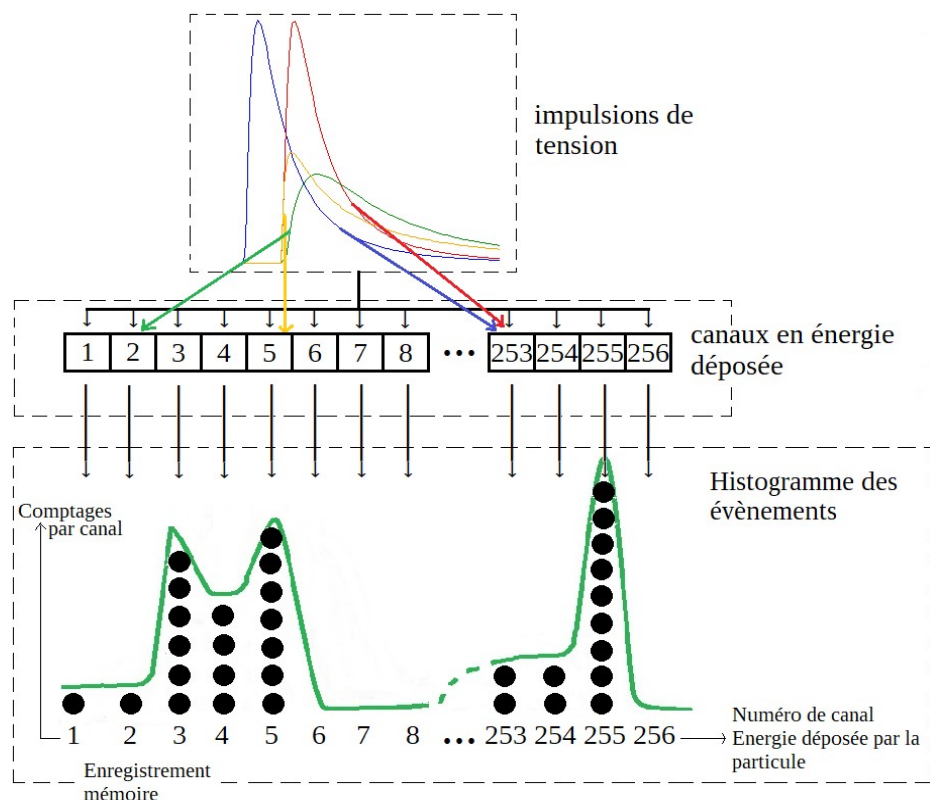


Figure III.4: Principe de fonctionnement d'un analyseur de hauteur d'impulsion.

Pour une impulsion de tension donnée, la hauteur de l'impulsion est convertie en numéro de canal correspondant à un intervalle en énergie déposée. Le compteur pour le canal correspondant est incrémenté d'une unité. L'analyseur de hauteur d'impulsion permet finalement d'obtenir un spectre en énergie, ou plus précisément un comptage d'évènements (impulsions) en fonction du canal en énergie déposée. Les compteurs d'évènements peuvent saturer si trop de particules sont détectées au même moment. Par ailleurs, ils enregistrent de grandes gammes en énergie déposée sans favoriser une énergie plutôt qu'une autre. Pour cela, un blindage a tout intérêt à être utilisé afin d'arrêter les particules de basses énergies dans le but d'éviter la saturation, ainsi que pour sélectionner une gamme en énergie particulière ou bien un type de particules. Plus le blindage est dense ou épais, mieux les particules sont arrêtées. En général le blindage est constitué d'aluminium, matériau de référence dans le spatial. Cependant, pour arrêter de manière plus efficace les particules, du tungstène peut être utilisé (voir chapitre II). La forme du blindage ainsi que son épaisseur dépendent des énergies à mesurer, du type des particules rencontrées, et de l'orbite du satellite.

Le moniteur de radiations peut être omnidirectionnel, ou bien résolu en angle d'attaque. Dans le premier cas, les particules arrivent sur les détecteurs dans toutes les directions de manière égale. Ceci est le cas lorsque le blindage est uniforme et que les détecteurs ne sont pas empilés. Dans l'autre cas, le moniteur est directionnel et favorise certains angles d'attaque pour la détection. Dans ce cas, l'utilisation de blindage ou bien l'empilement de détecteurs sont utilisés afin de collimater les particules. Ceci permet notamment de réduire le taux de comptages afin d'éviter la saturation des compteurs d'évènements et de ne sélectionner qu'une gamme en angle d'attaque pour les particules en arrêtant celles venant des côtés de la tête de détection. En effet, l'utilisation de plusieurs diodes permet d'avoir un moniteur fortement directionnel. C'est notamment le cas du moniteur de radiations EPT composé de 23 diodes dont 12 sont alignées [49]. L'utilisation de plusieurs diodes permet d'avoir deux modes de détection : le mode de la coïncidence et celui de l'anti-coïncidence. Dans le cas de la coïncidence les particules qui déposent de l'énergie dans plusieurs diodes sont considérées et dans le cas de l'anti-coïncidence les particules qui ne déposent de l'énergie que dans la première diode sont considérées. Le cas particulier d'utilisation de deux diodes sera discuté plus en détail avec des exemples concrets de géométries de moniteurs de radiations.

1.4. Exemples de têtes de détection avec des détecteurs à diodes

De nombreux moniteurs de radiations possèdent des têtes de détection composées de détecteurs à diodes, tels que SOPA [50], CXD [51], SREM [52], SST [53], REPT [54], EPT [49], et NGRM [55]. Deux en particulier ont servi de base pour les travaux de cette thèse, et sont détaillés plus en détail dans les parties suivantes : ICARE-NG [56], [57] et SEM-2 [58].

1.4.1. Le moniteur de radiations ICARE-NG

L'instrument ICARE [20] (Influence sur les Composants Avancés des Radiations de l'Espace) a été développé à la fin des années 90 par le CNES et l'ONERA, et a volé sur la station spatiale Mir, la station spatiale internationale et sur le satellite SAC-C. Une nouvelle génération de cet instrument, ICARE-NG, a été développée dans les années 2000. L'instrument ICARE-NG a volé sur les satellites Jason-2 [57], SAC-D [56], Jason-3 [59], et plus récemment sur le satellite Eutelsat 7C. Le satellite Jason-2 placé sur une orbite LEO à une altitude de 1336 km a été opérationnel de juin 2008 à octobre 2019. Le satellite Argentin SAC-D (Satellite pour applications scientifiques-D) a été lancé en juin 2011 et a été opérationnel jusqu'en juin 2015. Il a volé sur une orbite LEO, héliosynchrone, à une altitude de 670 km. Le satellite Jason-3 a été lancé en janvier 2016 sur une orbite LEO à une altitude de 1336 km, tout comme Jason-2. Jason-3 est toujours opérationnel. Le satellite Eutelsat 7C, lancé en juin 2019, a été placé sur une orbite GEO. L'instrument ICARE-NG est une

référence pour les moniteurs de radiations composés de détecteurs à diodes. Il est constitué de trois têtes de détection (A, B, et C) comme illustré dans la Figure III.5.

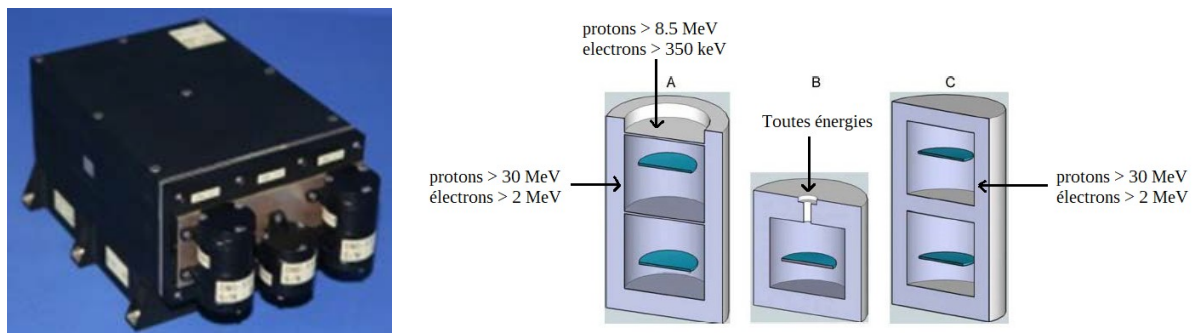


Figure III.5: L'instrument ICARE-NG à gauche [60] et une coupe des trois têtes de détection à droite [57].

Les trois têtes de détection de l'instrument ICARE-NG sont composées de détecteurs à diodes. Les têtes de détection A et C sont chacune constituées de deux diodes en silicium, alors que la tête de détection B n'en comporte qu'une seule. Les têtes A et C fonctionnent selon deux modes de détection : en mode anti-coïncidence en n'enregistrant que les particules ne déposant de l'énergie que dans la première diode, et en mode coïncidence en n'enregistrant que les particules déposant de l'énergie dans les deux diodes. L'utilisation de deux diodes permet de collimater les particules et de mieux discriminer les protons et les électrons. Les têtes A et C mesurent principalement les protons, tandis que la tête B a été conçue pour mesurer principalement les électrons.

Le blindage des trois têtes de détection est constitué d'aluminium. Pour la tête A, le blindage à l'entrée est de 500 μm . D'après la Figure II.20, seuls les protons de plus de 8.5 MeV et les électrons de plus de 350 keV parviennent à passer par la face avant. L'épaisseur d'aluminium est plus élevée pour les côtés et l'arrière de la tête de détection avec 5 mm. Seuls les protons de plus de 30 MeV et les électrons de plus de 2 MeV parviennent à traverser ce blindage. Les protons de 30 MeV parviennent à traverser le blindage latéral seulement s'ils ont une incidence normale par rapport au blindage. Plus leur direction d'arrivée s'écarte de cette normale, et plus l'énergie nécessaire pour traverser le blindage est élevée. Deux contributions sont à prendre en compte : les particules passant par l'entrée de la tête de détection, et celles passant par les côtés et l'arrière. La tête C a un blindage identique à celui de la tête A, à l'exception de l'épaisseur du blindage de l'entrée qui n'est pas plus faible que les côtés et l'arrière de la tête de détection. Avec cette configuration, seulement les protons avec une énergie supérieure à 30 MeV et les électrons de plus de 2 MeV peuvent traverser le blindage et être détectés par les diodes. Le blindage de la tête B a été adapté pour que l'électronique de comptage ne sature pas. En effet, afin de mesurer des électrons de faibles énergies (quelques centaines de keV), l'entrée principale de la tête de détection doit être faiblement blindée. Mais les flux d'électrons de faibles énergies étant très élevés, l'électronique de comptage peut saturer. Pour limiter la quantité de particules entrant dans la tête de détection, l'entrée est réduite grâce au blindage en aluminium dans lequel seulement une petite ouverture est faite pour permettre l'entrée des électrons. A l'exception de l'ouverture, les protons de moins de 30 MeV et les électrons de moins de 2 MeV sont arrêtés par le blindage.

L'électronique de lecture se divise en 5 unités : 2 pour les deux modes de détection de la tête A, 1 pour la tête B, et 2 pour les deux modes de détection de la tête C. Chaque unité est composée d'un analyseur de hauteur d'impulsion comportant 256 canaux. L'énergie déposée par les particules est donc enregistrée grâce aux impulsions de tension générées lors du passage des particules dans les diodes puis converties en numéro de canal d'énergie déposée.

Avant la mise sur satellite, le moniteur ICARE-NG est calibré afin d'avoir la correspondance entre les numéros de canal et les intervalles en énergies déposées.

Grâce à la combinaison de ces trois têtes de détection, le moniteur ICARE-NG mesure le flux protons de 12.8 MeV à 190 MeV et le flux électrons de 250 keV à 3.2 MeV. Les cartes des flux protons et électrons mesurés par la tête A du moniteur ICARE-NG sur le satellite SAC-D durant l'année 2014 sont illustrées dans la Figure III.6.

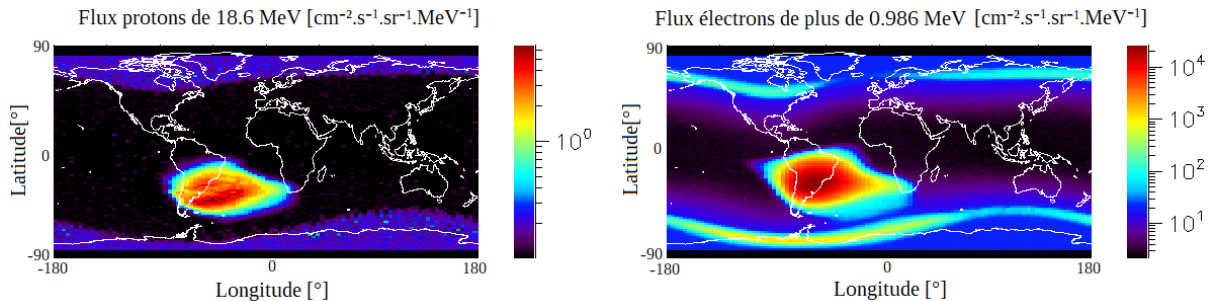


Figure III.6: Flux des protons de 18.6 MeV (gauche) et des électrons de plus de 0.986 MeV (droite) mesurés par la tête A du moniteur de radiations ICARE-NG sur le satellite SAC-D en 2014.

Les protons sont principalement détectés au niveau de la SAA, tandis que les électrons sont détectés au niveau de la SAA et des pôles.

1.4.2. L'instrument MEPED du moniteur de radiations SEM-2

Le moniteur de radiations SEM-2 (Space Environment Monitor – 2) [58], [61], successeur de SEM-1 ayant volé sur plusieurs satellites depuis 1978, a recueilli des mesures des particules chargées piégées dans les ceintures de radiations au cours des missions POES (Polar Orbiting Environmental Satellite, National Oceanic and Atmospheric Administration) NOAA-15, -16, -17, -18, -19, ainsi que sur les satellites MetOp de l'ESA (Agence Spatiale Européenne) et de EUMETSAT (European Organisation for the Exploitation of Meteorological Satellites). Les caractéristiques des satellites ayant embarqué le moniteur SEM-2 sont décrites dans le Tableau III.1.

Le moniteur SEM-2 est en particulier constitué de l'instrument MEPED (Medium Energy Proton and Electron Detector). Ce dernier est constitué de huit têtes de détection composées de diodes (quatre sont directionnelles, et les quatre autres sont omnidirectionnelles). Deux des têtes de détection (identiques) sont destinées à mesurer les protons de faible énergie et sont implémentées avec des directions de visées à 90° l'une de l'autre, et deux autres (identiques) pour mesurer les électrons, de même avec une orientation différente. Les quatre têtes de détection restantes sont des têtes omnidirectionnelles, ou à dôme, destinées à mesurer les protons de très hautes énergies.

La tête de détection de protons de faibles énergies de MEPED est schématisée dans la Figure III.7, et extraite de [58]. Elle est destinée à mesurer les protons de 30 keV à 6.9 MeV, des protons dits de basses énergies. Elle est constituée de deux diodes en silicium de 200 μm d'épaisseur afin d'implémenter deux modes de détection : un mode anti-coïncidence (signal dans un détecteur mais pas dans l'autre) et un mode coïncidence (signal simultané dans les deux détecteurs). Avec une épaisseur de 200 μm de silicium, les protons avec une énergie inférieure à 6.9 MeV à l'entrée du semi-conducteur déposent toute leur énergie dans la diode. Le blindage latéral et arrière des semi-conducteurs destiné à réduire le facteur de vue des particules de basses énergies est constitué d'aluminium et de tungstène. En effet, les protons de basses énergies sont difficilement mesurables du fait de la difficulté à les différencier des électrons et des protons énergétiques qui vont traverser la diode et déposer une énergie du

Nom du satellite	Début de la mission	Fin de la mission	Orbite	Altitude
NOAA-15	Mai 1998	Opérationnel	Héliosynchrone LEO	807 km
NOAA-16	Septembre 2000	Juin 2014	Héliosynchrone LEO	849 km
NOAA-17	Juin 2002	Avril 2013	Héliosynchrone LEO	824 km
NOAA-18	Mai 2005	Opérationnel	Héliosynchrone LEO	854 km
NOAA-19	Février 2009	Opérationnel	Héliosynchrone LEO	870 km
MetOp-A	Octobre 2006	Opérationnel	Héliosynchrone LEO	817 km
MetOp-B	Septembre 2012	Opérationnel	Héliosynchrone LEO	817 km
MetOp-C	Novembre 2018	Opérationnel	Héliosynchrone LEO	817 km

Tableau III.1: Caractéristiques des satellites sur lesquels a volé le moniteur SEM-2.

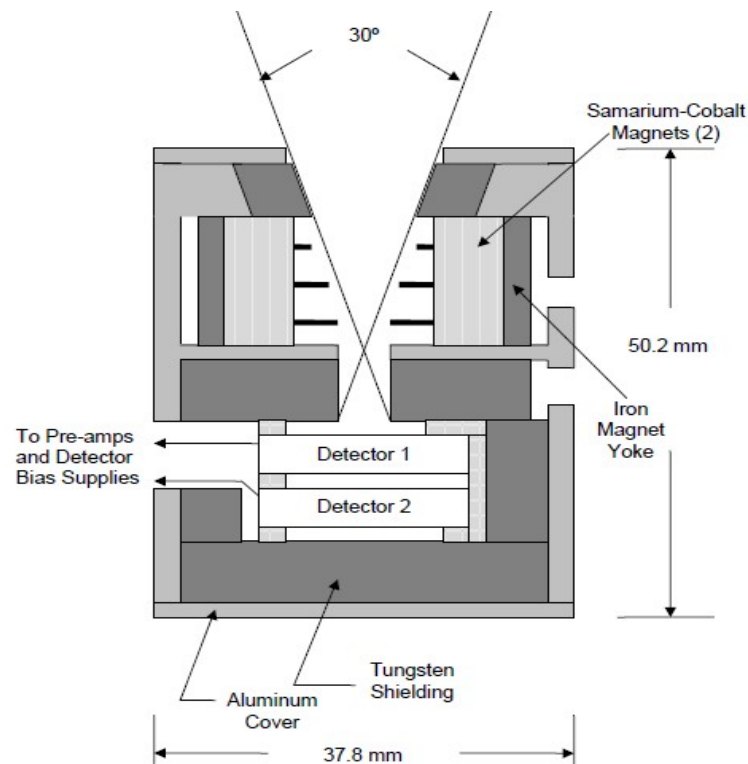


Figure III.7: Vue en coupe schématique de la tête de détection de protons de faibles énergies de MEPED du moniteur de radiations SEM-2.

même ordre de grandeur que les protons de basses énergies. Afin d'avoir des mesures précises de protons de basses énergies, il est donc nécessaire d'utiliser un blindage avec un fort

pouvoir d'arrêt (voir Figure II.20 et Figure II.21) permettant de réduire fortement la contribution des protons très énergétiques, d'où la présence de tungstène, mais également des électrons. Or, la production du rayonnement de freinage lors de l'interaction des électrons avec la matière est favorisée par les éléments avec un haut numéro atomique tel que le tungstène (voir chapitre II). Par ailleurs, le rayonnement de freinage produit dépend aussi de l'énergie de l'électron incident avant son interaction avec un matériau, d'où l'ajout d'aluminium à l'extérieur du tungstène afin de réduire l'énergie de l'électron avant son interaction avec le tungstène. Cette stratégie de blindage en structure sandwich, aluminium plus tungstène, permet d'arrêter les électrons avec une énergie inférieure à 6 MeV et les protons avec une énergie inférieure à 90 MeV. Les protons avec une énergie supérieure à 90 MeV traversent le blindage et sont détectés par les diodes en silicium. Sur la face avant de la tête de détection, une ouverture est faite dans le blindage afin de permettre l'entrée des protons de faibles énergies. Par ailleurs, un aimant en samarium-cobalt créant un champ magnétique d'environ 0.2 tesla est utilisé afin de dévier les électrons passant par l'entrée de la tête de détection dont l'énergie est inférieure à 1 MeV. Enfin, des ailettes sont posées sur l'aimant afin de limiter la diffusion des électrons sur celui-ci. Lors de la traversée des particules ionisantes dans les diodes, des paires électron-trou sont créées et drainées par l'application d'une différence de potentiel. Les charges sont collectées et induisent une impulsion de tension qui est ensuite analysée par six comparateurs de hauteur d'impulsion, chacun étant caractérisé par un seuil de hauteur d'impulsion. Les cinq premiers sont réservés à l'enregistrement des événements détectés en anti-coïncidence (L1 à L5), et le sixième est réservé pour les événements détectés en coïncidence (L6). Les niveaux de hauteur d'impulsion L1 à L6 font référence au seuil de la hauteur de l'impulsion, équivalent à un seuil en énergie déposée après calibration de l'instrument avec des sources connues. Il est possible de combiner les canaux de chaque comparateur afin de créer des canaux en énergie de protons incidents. La correspondance entre les numéros de canal et les énergies incidentes des protons est donnée dans le Tableau III.2.

Canal	Énergie incidente du proton	Logique du comparateur de hauteur d'impulsion
P1	30 keV – 80 keV	L1 mais pas L2 et L6
P2	80 keV – 240 keV	L1 et L2 mais pas L3 et L6
P3	240 keV – 800 keV	L1 et L3 mais pas L4 et L6
P4	800 keV – 2500 keV	L1 et L4 mais pas L5 et L6
P5	2500 keV – 6900 keV	L1 et L5
P6	> 6900 keV	L1 et L6 mais pas L5

Tableau III.2: Correspondance entre les canaux des comparateurs de hauteur d'impulsion, l'énergie incidente des protons, et le numéro de canal protons.

Ainsi, avec les canaux de P1 à P6 générés à partir de la combinaison des canaux du comparateur de hauteur d'impulsion, les têtes de détection de protons de MEPED permettent la mesure des flux de protons de 30 keV à 6.9 MeV pour des intervalles en énergies donnés, dits flux différentiels, et la mesure du flux de protons avec une énergie supérieure à 6.9 MeV, dit flux intégré.

Outre les deux têtes de détection de protons orientées dans des directions différentes, MEPED est constitué de deux têtes de détection électrons, elles aussi orientées dans des directions différentes l'une par rapport à l'autre. La tête de détection électrons de MEPED est schématisée dans la Figure III.8, tirée de l'article [58].

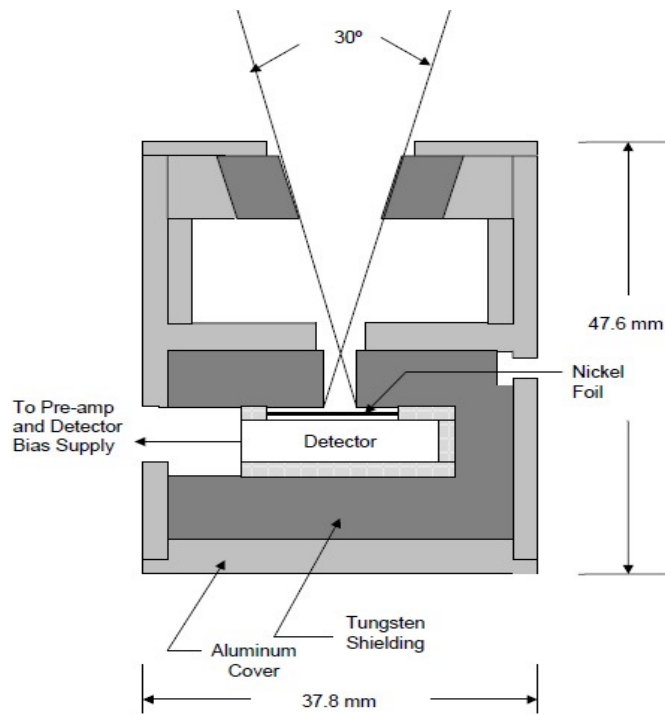


Figure III.8: Vue en coupe schématique d'une tête de détection d'électrons de MEPED du moniteur de radiations SEM-2.

Tout comme la tête de détection de protons de basses énergies, les têtes de détection électrons sont constituées d'un blindage en aluminium et tungstène pour arrêter les protons ayant une énergie inférieure à 90 MeV et les électrons avec une énergie inférieure à 6 MeV. Ces têtes électrons sont constituées d'une diode en silicium entièrement déplétée d'une épaisseur de 700 μm . Leur ouverture est recouverte d'une couche de 0.76 μm de nickel afin de limiter la détection des protons de faibles énergies, notamment en arrêtant les protons dont l'énergie est inférieure à 150 keV. Les énergies déposées par les particules dans la diode sont analysées avec quatre comparateurs de hauteur d'impulsion chacun caractérisé par un seuil de hauteur d'impulsion. Les seuils de hauteur d'impulsion des quatre canaux sont reliés à des seuils en énergie déposée à l'aide de calibrations avec des sources radioactives. Le canal L4 a un seuil correspondant à 2.5 MeV. Toutes les particules déposant plus de 2.5 MeV incrémentent donc le canal L4. Les logiques de combinaison des canaux permettant de créer des canaux en énergie incidente pour les électrons sont explicitées dans le Tableau III.3.

Canal	Énergie incidente de l'électron	Logique du comparateur de hauteur d'impulsion
E1	30 keV – 2500 keV	L1 mais pas L2 et L4
E2	100 keV – 2500 keV	L1 et L2 mais pas L3 et L4
E3	300 keV – 2500 keV	L1 et L3 mais pas L4

Tableau III.3: Correspondance entre les canaux du comparateur de hauteur d'impulsion, l'énergie incidente des électrons, et le numéro de canal électrons.

Ces canaux en électrons enregistrent cependant une contribution des protons passant par l'entrée de la tête de détection qui parviennent tout de même à traverser la couche de nickel. Les canaux E1, E2, et E3 sont respectivement sensibles aux protons de 210 keV-2700 keV, 280 keV-2700 keV, et 440 keV-2700 keV. Des corrections peuvent être apportées

sur la contribution de ces protons dans les canaux électrons à l'aide des canaux de la tête de détection de protons de basses énergies, bien que cette manœuvre soit délicate.

Les quatre dernières têtes de détection, omnidirectionnelles et composées de détecteurs à diode, sont destinées à mesurer les protons de hautes énergies. Ces têtes de détection sont constituées d'une diode en silicium de 3 mm d'épaisseur entourée d'un dôme en face avant dont l'épaisseur et la composition varient d'une tête à l'autre, et d'un blindage sur les autres faces. Les têtes de détection nommées P6, P7, P8, et P9 ont un dôme constitué respectivement de 1.37 mm d'aluminium, de 2.13 mm de cuivre, de 4.57 mm de tungstène, et de 14.96 mm de tungstène. Le blindage est constitué de 4.57 mm de tungstène pour les têtes P6, P7, et P8, et de 14.96 mm de tungstène pour la tête P9. L'énergie seuil de détection dans les diodes est de 2.5 MeV. Autrement dit, toutes les particules qui déposent moins de 2.5 MeV ne sont pas prises en compte. La Figure III.9 illustre la géométrie des quatre têtes omnidirectionnelles. Il est important de noter qu'une tête de détection ne fournit qu'une seule gamme d'énergie mesurée de protons. Cette stratégie de mesure a donc un coût conséquent en termes de poids et d'encombrement de l'instrument.

Pour ces têtes omnidirectionnelles, les mesures des protons peuvent être séparées selon deux contributions. Une première concerne les protons passant par le dôme avant de déposer une énergie supérieure à 2.5 MeV dans la diode, et une deuxième concerne les protons passant par le blindage présent sur les côtés et le dessous de la diode avant de déposer au moins 2.5 MeV dans la diode. Il est important de noter que dans le cas des têtes P8 et P9 l'épaisseur et le type du dôme sont identiques à ceux du blindage. L'énergie incidente minimale requise par les protons pour déposer au moins 2.5 MeV dans la diode est spécifiée dans le Tableau III.4 pour chaque tête omnidirectionnelle, et pour les cas où le proton passe par le dôme ou bien par le blindage.

Tête de détection	Énergie incidente minimale pour que le proton traverse le dôme et soit détecté	Énergie incidente minimale pour que le proton traverse le blindage et soit détecté
P6	16 MeV	70 MeV
P7	35 MeV	70 MeV
P8	70 MeV	70 MeV
P9	140 MeV	140 MeV

Tableau III.4: Énergie incidente minimale requise pour que les protons soient détectés.

Dans le cas de la tête P6, les deux contributions en fonction de la direction d'arrivée du proton sont les protons d'une énergie supérieure 16 MeV et ceux d'une énergie supérieure à 70 MeV. En effet, d'après la Figure II.20 et la Figure II.21, seuls les protons ayant une énergie supérieure à 16 MeV et 70 MeV peuvent respectivement traverser 1.37 mm d'aluminium et 4.57 mm de tungstène. Le cas des têtes P8 et P9 est particulièrement intéressant car le blindage est quasiment isotrope contrairement aux têtes P6 et P7. La tête de détection P8 mesure les protons ayant une énergie incidente supérieure à 70 MeV, et la tête P9 mesure les protons ayant une énergie incidente supérieure à 140 MeV, les protons ayant une énergie inférieure étant stoppés par les 14.96 mm de tungstène d'après la Figure II.21.

L'énergie seuil dans les diodes est fixée à 2.5 MeV pour toutes les têtes de détection. En deçà de cette valeur les protons ne sont pas comptés. Or, si l'on considère les protons de hautes énergies capables de traverser le dôme ou le blindage ainsi que la diode, plus l'énergie incidente de ces protons augmente et moins ils déposent de l'énergie dans la diode. En effet, les protons déposent la majeure partie de leur énergie à la fin du parcours (Figure II.22).

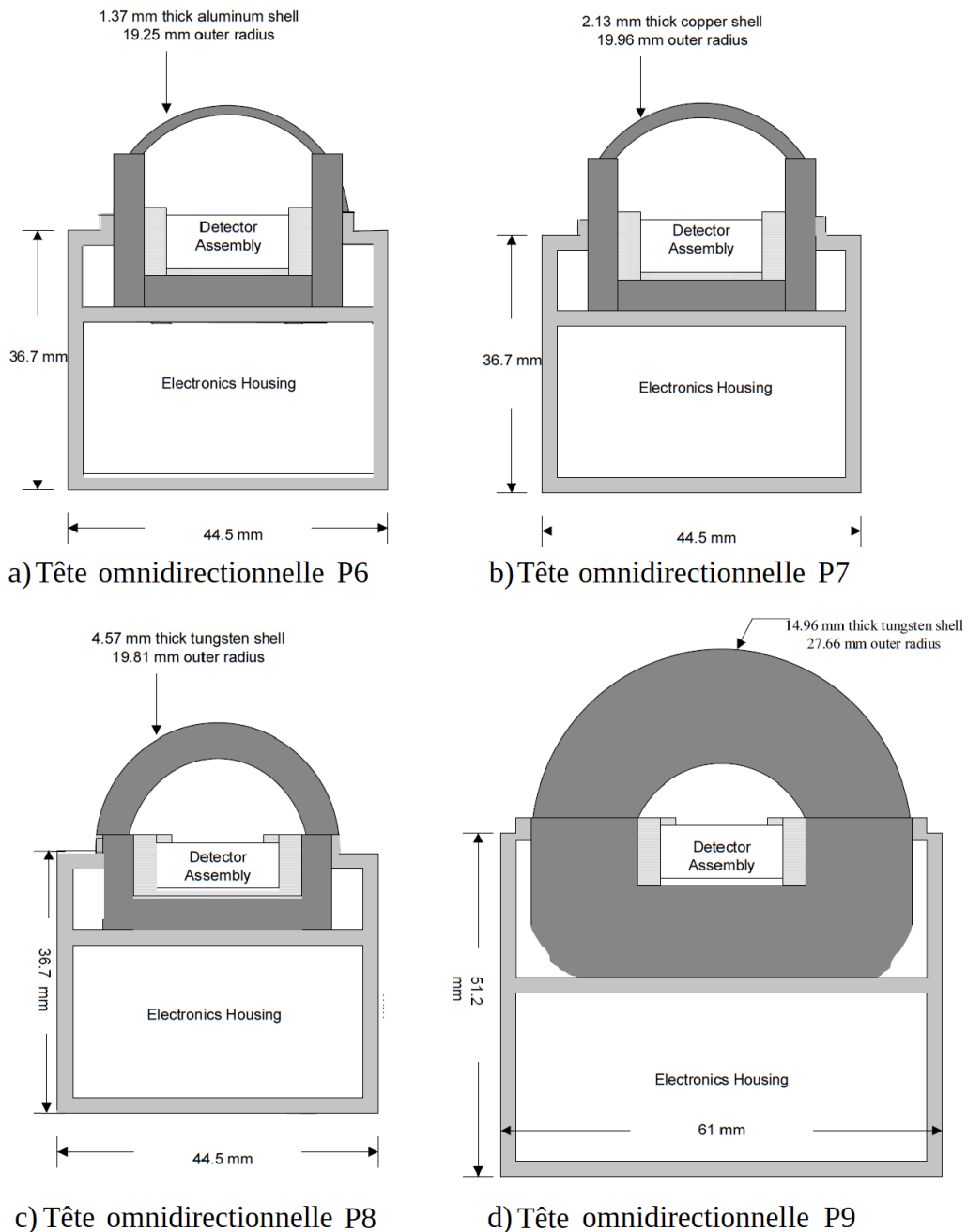


Figure III.9: Vue en coupe schématique des têtes de détection omnidirectionnelles de MEPED du moniteur de radiations SEM-2.

Plus l'énergie incidente des protons est élevée, plus leur parcours dans la matière est grand. Pour une épaisseur de matériau donnée, plus l'énergie incidente du proton est élevée, moins il dépose de l'énergie. Ceci permet d'établir une valeur haute pour l'énergie incidente des protons à partir de laquelle ils traversent la diode en déposant moins de 2.5 MeV et ne sont donc pas comptés par les têtes de détection. Ces valeurs hautes en énergie incidente pour les protons peuvent être déterminées en fonction de l'angle d'incidence d'entrée des protons dans la tête, ce qui détermine l'épaisseur et le type de matériau traversé. Cette valeur est environ de 500 MeV.

Les 8 têtes de détection de MEPED permettent de mesurer une grande gamme en énergie pour les protons et les électrons. Elles ont notamment enrichi les bases de données en mesures de protons de 30 keV à 200 MeV et en mesures d'électrons de 30 keV à 2.5 MeV.

2. Les détecteurs pixelisés CCD, CMOS, et à pixels hybrides

Les détecteurs pixelisés, tels que les CCD (Charge-Coupled Device) et CMOS (Complementary Metal Oxyde Semiconductor), sont en général utilisés dans des capteurs d'images. Ces capteurs fonctionnent sur le principe d'ionisation et de collection des charges créées lors de l'interaction des particules ionisantes avec la matière de ces détecteurs. Pour les capteurs d'images, les particules ionisantes sont des photons. Dans l'espace, et en particulier dans les ceintures de radiations, les protons et les électrons sont aussi capables d'ioniser la matière selon les processus décrits plus en détail dans le chapitre II. Les CCD et les CMOS ont donc été étudiés afin d'être utilisés dans les moniteurs de radiations. Ils reposent, tout comme les diodes, sur l'utilisation de semi-conducteurs. La technologie de base est plus particulièrement la capacité MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur). Avant de présenter le fonctionnement des capteurs CCD et CMOS, la capacité MOS est décrite. Plus récemment, les détecteurs à pixels hybrides sont développés et utilisés dans le spatial. Leur description générale est faite avec une attention particulière accordée au Timepix.

2.1. La capacité MOS

La capacité MOS est constituée d'un semi-conducteur, en général du silicium, oxydé thermiquement en surface afin de former une couche d'isolant de quelques dizaines de nanomètres de dioxyde de silicium SiO_2 aussi appelé silice. Le semi-conducteur, aussi appelé substrat, est dans ce cas dopé P pour considérer la collecte des électrons, mais le raisonnement est le même pour le cas d'un semi-conducteur dopé N pour la collecte des trous. Une électrode métallique, appelée grille, est ajoutée sur l'oxyde afin de permettre les contacts électriques [32]. L'architecture d'une capacité MOS est représentée schématiquement sur la Figure III.10.

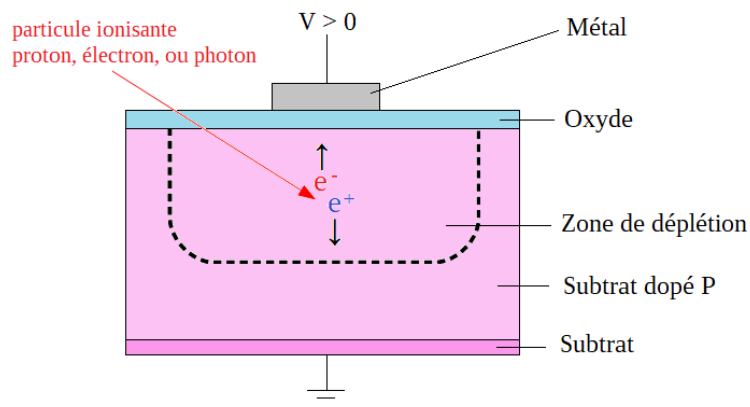


Figure III.10: Capacité MOS avec illustration du drainage des charges lors de la création d'une paire électron-trou par une particule ionisante (proton, électron, ou photon ionisant).

L'application d'une tension positive au niveau du contact métallique entraîne une différence de potentiel avec le substrat dopé P. Cela a pour conséquence une migration des électrons vers l'électrode, et un éloignement des trous de l'interface oxyde/substrat. Une zone sans porteur de charge est créée, appelée zone de déplétion. Les particules ionisantes des ceintures de radiations interagissent avec le substrat des capacités MOS en ionisant les atomes ce qui crée des paires électron-trou. Les électrons migrent vers l'électrode et sont collectés.

2.2. Les capteurs CCD

Le premier capteur CCD, doté d'une matrice de 100×100 pixels, a été développé en 1969. Les capteurs CCD sont constitués d'une juxtaposition de capacités MOS décrites

précédemment. Chaque pixel d'un capteur CCD est donc composé d'une capacité MOS. Lorsqu'une particule chargée ionise les atomes des substrats des pixels, les électrons sont collectés dans des puits de potentiel tout au long de la phase d'exposition caractérisée par un temps d'exposition. Après la phase d'exposition vient la phase de lecture. La lecture des charges ne s'effectue pas dans les pixels eux-mêmes, mais à l'extérieur. Durant cette phase, les charges collectées sont transférées verticalement ligne par ligne grâce à une variation des tensions appliquées aux bornes des capacités MOS, déplaçant ainsi les charges d'un puits de potentiel à un autre, jusqu'à atteindre le registre de lecture. Le registre de lecture est lu horizontalement afin d'obtenir la quantité d'électrons collectés pour chaque pixel. L'architecture d'un capteur CCD « Full Frame » [32] est présentée dans la Figure III.11.

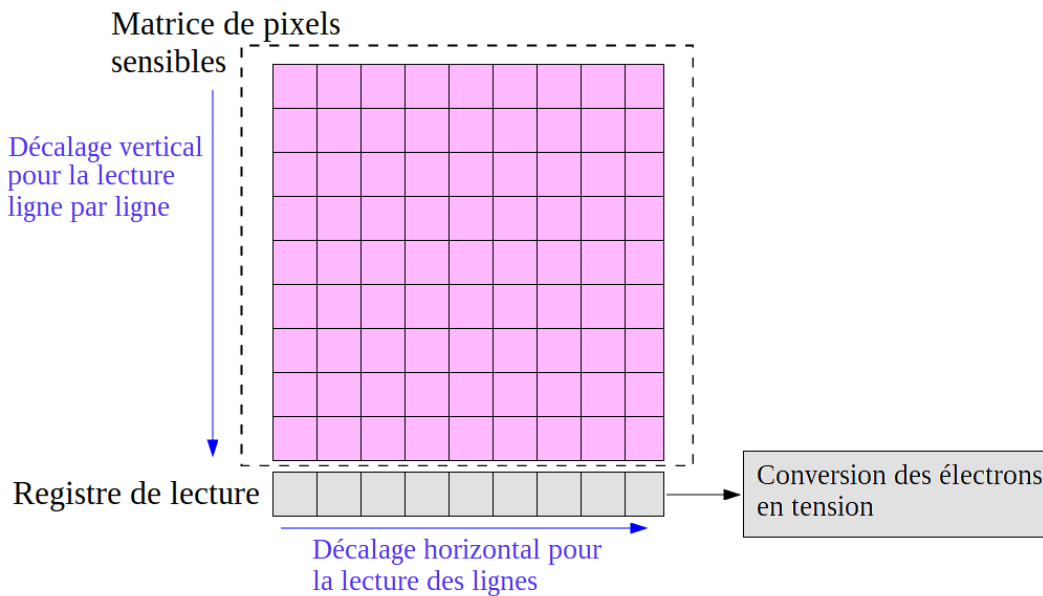


Figure III.11: Représentation schématique d'un capteur CCD.

Après un temps d'exposition aux particules ionisantes, chaque ligne est transférée dans le registre de lecture par décalage vertical. Quand une ligne est transférée au registre de lecture, les charges contenues dans les pixels de celui-ci sont transférées dans l'unité de conversion afin de convertir la quantité de charges collectées en tension, et ce pour chaque pixel de la ligne. Une fois cette tâche effectuée pour une ligne, elle est répétée pour toutes les autres lignes de la matrice de pixels.

La quantité de charges créées dépend du type de la particule, de son énergie incidente, et du blindage traversé avant d'atteindre la zone de déplétion. La tension enregistrée en sortie est proportionnelle à l'énergie déposée par les particules ionisantes dans le substrat des pixels. Une analogie peut être faite entre la matrice de pixels d'un capteur CCD et un ensemble de détecteurs à diodes (voir section III.1).

Peu de moniteurs de radiations sont basés sur l'utilisation de CCD. Un exemple de détecteur utilisant des CCD pour mesurer les particules des ceintures de radiations est le Miniature Radiation Monitor [62]. Bien que des études expérimentales aient été menées pour différencier protons et électrons à l'aide de capteurs CCD, il n'y a pas eu d'opportunité de vol. Les capteurs CCD sont en effet en compétition avec les capteurs CMOS qui connaissent une évolution beaucoup plus marquée que celle des CCD.

2.3. Les capteurs CMOS

La structure CMOS est utilisée depuis les années 1960. Son utilisation dans les imageurs est cependant beaucoup plus récente que celle des CCD. Le premier imageur CMOS

a été inventé dans les années 1990 et a vu le jour grâce à une collaboration avec la NASA. Les CMOS reposent sur le même principe de fonctionnement que les CCD, à savoir la collection de charges créées par ionisation dans les pixels lors du passage des particules ionisantes telles que les protons, les électrons, et les photons dans la partie sensible du détecteur. La différence entre ces deux types de capteurs réside dans la lecture de ces charges, en particulier dans la conversion de ces charges en tension [32]. Contrairement aux CCD où ces charges sont déplacées à l'extérieur de la matrice de pixels afin d'être lues, dans le CMOS la conversion des charges en tension est réalisée au sein des pixels eux-mêmes, sans déplacement entre les pixels. En effet, les pixels des CMOS sont constitués de capacités MOS, ou bien de photodiodes qui correspondent à des petites diodes polarisées en inverse comme décrit dans la section III.1. Contrairement aux CCD, les pixels d'un CMOS possèdent leur propre circuit de lecture. Pour une surface de pixels équivalente, les pixels des CCD ont une surface sensible plus importante puisqu'une partie des pixels des CMOS est réservée à l'électronique de lecture, donc une surface sensible plus faible. La lecture des charges dans les pixels permet d'éviter tous les transferts de charges effectués dans le cas des CCD, ce qui entraîne un temps de lecture beaucoup plus court. La représentation schématique d'un capteur de 16 pixels est illustrée dans la Figure III.12.

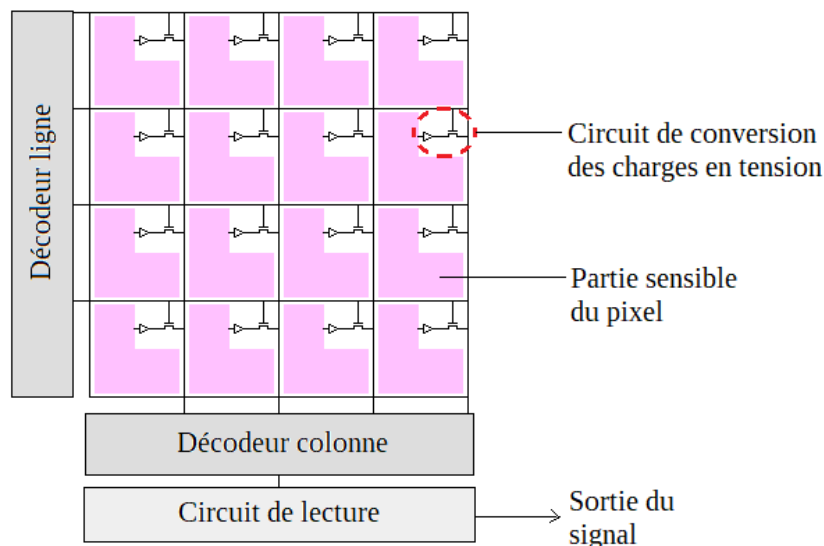


Figure III.12: Représentation d'un capteur CMOS.

La présence des décodeurs ligne et colonne permet de faire une lecture non destructive. Autrement dit, les charges d'un pixel peuvent être lues et converties en tension plusieurs fois si nécessaire. Ces décodeurs permettent la lecture d'un seul pixel de la matrice ou bien d'une partie de la matrice selon la zone d'intérêt. De manière générale, une fois que les charges sont créées dans les pixels pendant l'exposition de ce capteur aux radiations, la tension appliquée sur la capacité MOS ou la photodiode permet de dissocier les électrons et les trous des paires créées et de stocker les électrons. Après la phase d'exposition, les charges stockées sont transférées dans le nœud de lecture se situant dans le pixel où les charges ont été créées, ce qui permet la conversion des charges collectées en tension. Cette tension, directement proportionnelle à la quantité de charges converties, est transmise au bus colonne. A cause de cette transmission au bus colonne, tous les pixels ne peuvent être lus instantanément. Deux modes de lecture sont possibles. Le premier consiste à transmettre les tensions des pixels ligne par ligne après que ces pixels aient été exposés simultanément aux radiations. Les charges des lignes attendant d'être lues restent stockées dans les nœuds de lecture. Le deuxième consiste à collecter les charges et transmettre les tensions des pixels

ligne par ligne. Une fois que les charges des pixels pour une ligne donnée sont converties en tension, ces dernières sont lues et les pixels sont de nouveau exposés aux radiations. Il y a un décalage en temps d'une ligne de pixels à l'autre. En effet, pendant qu'une ligne de pixels est lue, toutes les autres lignes continuent l'acquisition. Dans les deux cas, un convertisseur analogique-numérique est présent pour chaque colonne afin d'amplifier et de numériser le signal de sortie.

De la même manière que les CCD, les CMOS peuvent être utilisés dans les moniteurs de radiations, le signal en sortie étant directement relié à l'énergie déposée. Diverses études ont été menées afin d'utiliser les CMOS dans les moniteurs de radiations [63]–[65] mais ils ne font pas partie des moniteurs de radiations les plus efficaces.

2.4. Capteurs CCD vs CMOS

Bien que les CCD et les CMOS soient basés sur le même principe de conversion des charges créées lors du passage de particules ionisantes dans le substrat des pixels en tension, la manière dont cette transformation est effectuée entraîne des avantages et des inconvénients pour ces deux types de capteur lors de leur utilisation dans un environnement radiatif tel que les ceintures de radiations de la Terre.

De manière générale les CCD consomment plus que les CMOS et sont moins robustes aux radiations [32]. La lecture des charges dans le cas des CCD est destructive, tandis que dans le cas des CMOS les charges collectées dans les pixels peuvent être lues plusieurs fois si nécessaire. Le nombre d'images acquises par seconde est beaucoup plus limité pour les capteurs CCD à cause de la stratégie de lecture des charges dans les pixels. En effet, le transfert des charges ligne par ligne jusqu'au registre prend beaucoup plus de temps que la méthode utilisée dans les capteurs CMOS. Le nombre de transfert de charges dans ces derniers étant limité, la cadence de lecture est beaucoup plus élevée. Par ailleurs, un seul convertisseur analogique-numérique convertit le signal dans un CCD, alors qu'un convertisseur analogique-numérique par colonne est présent dans un CMOS ce qui augmente la vitesse de conversion et donc le nombre d'image par seconde. Il est possible de ne lire les charges que d'un seul pixel ou que d'une partie de la matrice grâce aux décodeurs ligne et colonne des CMOS. Si l'un des pixels de la matrice CMOS présente un défaut, il est possible d'appliquer une fonction afin d'apporter une correction, les pixels étant indépendants. Si un des pixels de la matrice CCD est défaillant, la qualité de l'image entière est réduite. Un autre avantage des capteurs CMOS est qu'ils sont moins coûteux que les capteurs CCD, leur fabrication étant réalisée en masse. Les capteurs CCD possèdent cependant un avantage par rapport aux capteurs CMOS. La surface sensible des pixels est plus élevée dans le cas des CCD. En effet, une partie de la surface des pixels dans le cas des CMOS est réservée à l'électronique de lecture des charges du pixel, et n'est donc pas sensible aux radiations. Ceci entraîne une perte en résolution pour les capteurs CMOS.

2.5. Les détecteurs à pixels hybrides Timepix

2.5.1. Généralités

Les premiers détecteurs à pixels hybrides ont été développés par le CERN en 1994. Tout comme les diodes, les capteurs CMOS et CCD, les détecteurs à pixels hybrides sont basés sur l'utilisation de semi-conducteurs, en général du silicium dopé. Le terme hybride est utilisé pour caractériser le fait que la partie sensible comportant le semi-conducteur et l'électronique de lecture également appelée ASIC (Application-Specific Integrated Circuit) sont construits indépendamment et assemblés par la suite à l'aide du processus de bump-bonding qui correspond à un contact avec une microbille. Lors du passage des particules ionisantes dans la partie sensible du détecteur, des paires électron-trou sont créées.

L'électronique de lecture, segmentée en pixels, collecte les charges et amplifie le signal. Une représentation schématique d'un détecteur à pixels hybrides est donnée dans la Figure III.13.

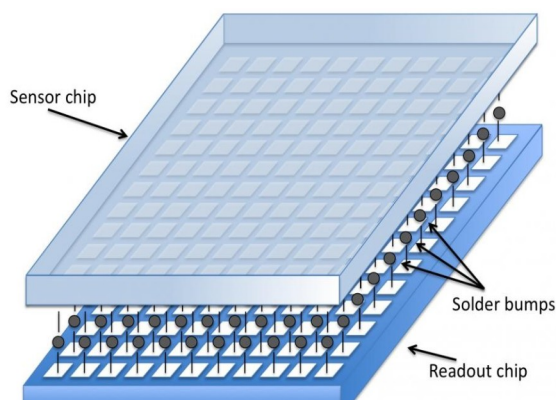


Figure III.13: Illustration d'un détecteur à pixels hybrides avec la surface sensible, l'électronique de lecture, et les contacts. Crédits : CERN.

A la différence des capteurs CMOS et CDD, la partie sensible et l'électronique de lecture des détecteurs à pixels hybrides sont deux parties distinctes. La lecture des charges par l'électronique de lecture repose sur le même principe que celui utilisé dans les capteurs CMOS. Une famille de détecteurs à pixels hybrides a été développée par le CERN : les Timepix.

2.5.2. La puce Timepix

Les Timepix [66] sont des détecteurs à pixels hybrides développés dans le cadre de la collaboration Medipix 2 [67] au CERN mise en place en 1999. Cette collaboration a succédé à la collaboration Medipix 1 au cours de laquelle la première puce Medipix a été fabriquée en 1997 [68]. La première puce Medipix était composée d'une matrice de 64×64 pixels. Chaque pixel, mesurant $170 \mu\text{m}$ de côté, comptait le nombre de particules déposant de l'énergie. Cette première collaboration avait pour but de développer un détecteur capable détecter les particules dans le LHC et dans des applications médicales (d'où le nom de Medipix). Au cours de la collaboration Medipix 2, les pixels ont été réduits à $55 \mu\text{m}$ de côté, et la matrice est passée à 256×256 pixels pour les détecteurs Medipix. Au cours de cette collaboration, les puces Timepix ont été élaborées en apportant plus de fonctionnalités.

Le Timepix est une puce dont la surface collectrice est divisée en 256×256 pixels de $55 \mu\text{m}$ de côté. Dans le cadre de cette thèse le volume sensible des puces étudiées est en silicium dont la surface est recouverte d'une fine couche d'aluminium afin d'arrêter les photons. Pour d'autres applications le volume sensible peut être composé de Tellurure de Cadmium CdTe ou bien de Gallium-Arsenic AsGa. Les matériaux avec un numéro atomique Z élevé sont principalement utilisés pour de faire de l'imagerie à rayons-X. Dans le cas du silicium, utilisé aussi pour des applications autres que l'imagerie à rayons-X, plusieurs épaisseurs sont disponibles pour le volume sensible du Timepix, de $300 \mu\text{m}$ à $1500 \mu\text{m}$. Pour cette thèse, un Timepix avec un volume sensible en silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur est considéré. Chaque pixel est connecté à sa propre chaîne de lecture. Le schéma de la structure d'un Timepix est montré dans la Figure III.14.

Le signal de tension analogique issu de chaque pixel lors de la collection des charges est mis en forme, amplifié, et comparé à une valeur seuil. Cette valeur seuil est réglée lors de la calibration de l'instrument, et peut être ajustée par la suite. Chaque pixel possède une électronique indépendante permettant d'utiliser le signal de tension de sortie selon trois modes de fonctionnement illustrés dans la Figure III.15 : Counting, Time over Threshold (ToT), Time of Arrival (ToA).

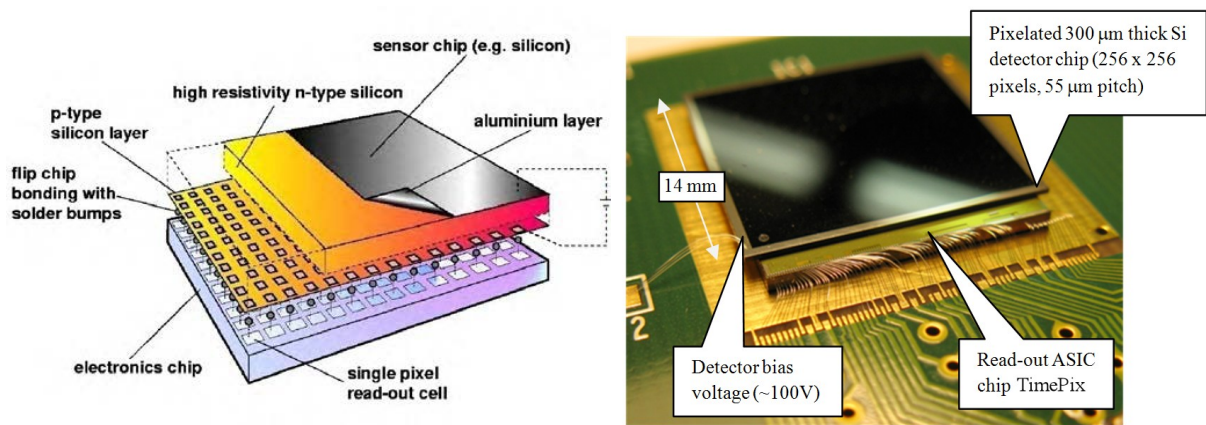


Figure III.14: Schéma de la structure d'un Timepix [68] à gauche et photo d'un Timepix [69] à droite.

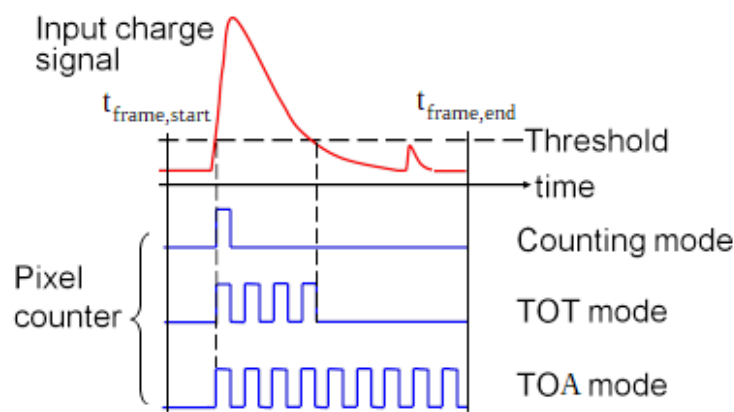


Figure III.15: Principe de fonctionnement des trois modes de détection d'un pixel du Timepix. Figure modifiée extraite de [70].

- Le mode counting correspond au mode de comptage utilisé dans les Medipix. A chaque fois que le signal produit par la collection des charges passe au-dessus du seuil, le compteur du pixel est incrémenté d'une unité. Autrement dit, ce mode permet de compter le nombre de particules ionisantes ayant interagi avec la surface sensible des pixels du Timepix durant toute la durée de l'acquisition sans information sur la quantité d'énergie déposée. Si une particule traverse plusieurs pixels alors elle sera comptée dans chaque pixel tant que le signal collecté sera au-dessus du seuil.

- Avec le mode ToA, le compteur du pixel se met en marche dès que le signal dépasse le seuil et s'arrête lorsque l'acquisition est terminée après un temps défini par l'utilisateur. Le nombre de cycles d'horloge est relié au temps d'arrivée des particules dans les pixels. La fréquence du signal d'horloge est réglée par l'utilisateur et sera décrite plus en détail ultérieurement. Un cycle d'horloge est donc relié à un temps fixe défini par la fréquence d'horloge choisie par l'utilisateur. Plus le nombre de cycle d'horloge est élevé pour un signal, plus la particule a déposé de l'énergie tôt dans le pixel.

- Lorsqu'un pixel est configuré selon le mode ToT, le compteur s'enclenche dès que le signal passe au-dessus du seuil et s'arrête dès que le signal passe en-dessous du seuil. Le nombre de cycles d'horloge correspond au temps durant lequel le signal est resté au-dessus du seuil, et est directement relié à l'énergie déposée par la particule ionisante dans le pixel. Plus une particule ionisante dépose de l'énergie dans un pixel et plus le temps passé au-dessus du seuil par le signal est élevé. Cette relation non linéaire dépend de quatre paramètres selon l'équation suivante.

$$ToT = aE + b - \frac{c}{E - t}$$

où ToT est le temps passé par le signal au-dessus du seuil, E l'énergie déposée par la particule, et a , b , c , et t sont quatre paramètres à déterminer pour chaque pixel.

Ces paramètres sont connus à l'aide d'une calibration de chaque pixel du Timepix. Pour cela, diverses sources radioactives sont utilisées ainsi qu'un tube à rayon-X et des échantillons pour de la fluorescence-X [69]. Les caractéristiques des émissions gamma des sources radioactives le plus souvent utilisées pour cette calibration ainsi que les éléments utilisés pour la fluorescence-X sont décrits dans le Tableau III.5.

Types	Éléments	Énergies caractéristiques	
Sources radioactives	Am	26.3 keV	59.5 keV
	Sr	540 keV	2.27 MeV
	Cs	662 keV	-
Fluorescence-X	Al	1.5 keV	-
	Fe	6.4 keV	-
	Cu	8 keV	-
	Mo	17.5 keV	-
	Cd	23 keV	-

Tableau III.5: Caractéristiques des sources et éléments utilisés pour la calibration du Timepix.

Les acquisitions effectuées lors de l'exposition du Timepix à ces sources permet de mesurer le ToT et de le relier à l'énergie connue de ces sources. A ces énergies, les particules émises par ces sources déposent toute leur énergie dans le Timepix. Dans ce cas, l'énergie déposée par les particules correspond à leur énergie incidente renseignée dans le Tableau III.5. Cette correspondance permet d'établir une courbe de calibration [70] comme illustrée dans la Figure III.16 afin de convertir tout ToT en énergie déposée.

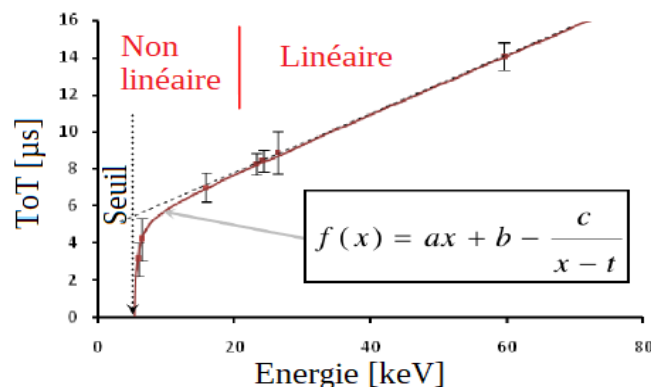


Figure III.16: Courbe de calibration permettant la conversion du ToT en énergie déposée pour les pixels d'un Timepix.

Plus récemment, une nouvelle version du Timepix développée dans le cadre de la collaboration Medipix3, appelée Timepix3 [71], permet d'avoir deux informations simultanément par pixel, à savoir l'énergie déposée par la particule et son temps d'arrivée

(modes ToT et ToA simultanément). A la différence du Timepix où la matrice est lue entièrement une fois l'acquisition terminée, les pixels du Timepix3 sont lus immédiatement après avoir enregistré un événement. Les données sont transmises en continu, contrairement au Timepix où les données sont transmises sous forme d'image 2D de la matrice de pixels, après chaque période d'exposition. Les principales caractéristiques du Timepix3 ainsi que du Timepix sont regroupées dans le Tableau III.6.

Caractéristiques	Timepix	Timepix3
Nombre de pixels	Matrice de 256×256 pixels	
Taille de chaque pixel	$55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$	
Épaisseur de l'électronique	250 nm	130 nm
Mode d'acquisition	Counting ToA ToT	Counting ToA et ToT ToA
Type de données	Image entière	Zéros supprimés
Résolution temporelle min	10 ns	1.562 ns
Temps mort par pixel	$\sim 300 \mu\text{s}$	$\sim 475 \text{ ns}$

Tableau III.6: Caractéristiques des puces Timepix et Timepix3.

Les données acquises par les puces Timepix sont transférées via l'électronique de lecture. Plusieurs systèmes de lecture existent, chacun avec des caractéristiques particulières.

2.5.3. Électroniques de lecture des puces Timepix

Les systèmes de lecture sont développés par les membres de la Collaboration Medipix. Différentes électroniques existent telles que FITPix, MiniPIX, Muros, interface USB, Relaxd, Spidr... mais seules celles utilisées durant la thèse sont décrites.

2.5.3.1. FITPix

FITPix, pour Fast Interface for Timepix Pixel detector [72], est une interface de lecture développée par l'Institut de Physique Expérimentale et Appliquée (IEAP) de Prague pour les puces en silicium de la famille des Medipix et Timepix en général. Elle supporte les différents modes d'opération du Timepix, à savoir les modes Comptages, ToT et ToA, et est adaptée aux Timepix3. Ce boîtier électronique de dimensions $45 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ est illustré dans la Figure III.17.



Figure III.17: Électronique du FITPix [72] (gauche) et le FITPix branché à la puce Timepix [73] (droite).

Le FITPix est alimenté par USB avec une tension $\pm 5V$. Cette connexion USB permet par la même occasion la communication entre le détecteur Timepix et l'ordinateur. La puce Timepix est connectée au FITPix grâce à un connecteur VHDCI. Plusieurs puces peuvent être connectées à une seule interface. La fréquence du signal d'horloge, utilisée pour déterminer le *ToT*, est fixée à 9.6, 24, 48 ou 96 MHz pour cette interface de lecture. La version 2.0 du FITPix est capable de générer jusqu'à 90 images par seconde, tandis que la version 3.0 peut générer jusqu'à 850 images par seconde.

Cette interface est contrôlée par le logiciel Pixelman [74], développé par l'IEAP de Prague. Ce logiciel permet en particulier à l'utilisateur de fixer le mode de fonctionnement du Timepix (Counting, *ToT* ou *ToA*), le temps d'exposition par image, le nombre d'images, la tension de polarisation, mais aussi de faire une partie du traitement des mesures effectuées. Il est possible de zoomer sur les traces faites par les particules dans la matrice de pixels, de tracer des histogrammes en énergies (des spectres), et d'exporter les mesures et les images acquises durant l'exposition. Outre ces diverses fonctionnalités, ce logiciel permet de régler les paramètres DAC (Digital to Analog Converteur) qui influent sur le gain ainsi que sur les différents paramètres responsables de la mise en forme du signal (IKrum, Ipreamp,...) et le seuil de détection. Ces paramètres, qui nécessitent une nouvelle calibration du détecteur s'ils sont modifiés, sont décrits en détail dans [75] et [76].

Dans le cadre de la thèse, deux détecteurs Timepix avec une couche sensible en silicium de 300 μm d'épaisseur connectés à l'interface FITPix ont été prêtés par l'IEAP de Prague dans le cadre de la collaboration mise en place entre l'ONERA et l'IEAP de Prague. Ces puces Timepix sont recouvertes d'une couche en aluminium de 1.2 μm d'épaisseur.

2.5.3.2. MiniPIX

Les MiniPIX sont des détecteurs composés d'un Timepix en silicium d'une épaisseur de 100 μm , 300 μm , ou 500 μm . Ils sont développés et commercialisés par la société ADVACAM [77] à Prague, et l'ensemble du système a la taille d'une clé USB, comme illustré dans la Figure III.18.



Figure III.18: Illustration d'un MiniPIX produit par la société ADVACAM.

Ce dispositif miniaturisé comporte la puce Timepix ainsi que toute son électronique de lecture. Le MiniPIX supporte les trois modes d'acquisition du Timepix, et est aussi adapté aux Timepix3. Selon la version du Timepix à l'intérieur, les propriétés du MiniPIX s'en voient modifiées. Ces différences sont répertoriées dans le Tableau III.7.

Caractéristiques	MiniPIX Timepix	MiniPIX Timepix3
Dimensions	77 mm \times 21 mm \times 10 mm	80 mm \times 21 mm \times 14 mm
Masse	25.2 g	41 g
Vitesse de lecture	jusqu'à 45 images par seconde	16 images pleines par seconde 2.3 millions de pixels par seconde
Temps mort de lecture	22 ms	62 ms

Tableau III.7: Caractéristiques du MiniPIX dans le cas d'un Timepix et d'un Timepix3.

Plusieurs MiniPIX sont embarqués dans la Station Spatiale Internationale. Le MiniPIX est alimenté via le port USB connecté à un ordinateur. Il est contrôlé par ordinateur grâce au logiciel PixetPro [77]. Ce logiciel a quasiment les mêmes fonctionnalités que le logiciel Pixelman. Cependant, PixetPro est conçu pour la commercialisation, contrairement au logiciel Pixelman qui est utilisé dans le cadre scientifique, de développement et d'exploitation de résultats. PixetPro possède donc moins de fonctionnalités mais est un peu plus simple à utiliser.

Les Timepix des dispositifs MiniPIX sont recouverts d'une fine couche d'aluminium de 500 nm d'épaisseur.

2.5.4. L'instrument SATRAM

Les Timepix sont utilisés dans de nombreuses applications telles que la médecine, la physique des particules dans les grands accélérateurs comme le CERN, mais aussi dans le domaine du spatial. Des Timepix sont actuellement dans l'ISS, tandis que d'autres ont volé sur des satellites tels que ceux utilisés dans l'expérience LUCID [78] ainsi que dans l'instrument SATRAM [79], [80].

L'instrument SATRAM (Space Application of Timepix-based Radiation Monitor) comporte le premier Timepix à être intégré sur satellite. Il a été embarqué sur le satellite Proba-V (Project for On-Board Autonomy Vegetation) de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) lancé le 13 mai 2013 sur une orbite héliosynchrone à 820 km d'altitude. L'instrument SATRAM est constitué d'une puce Timepix avec un volume sensible de 300 μm de silicium ainsi que de son électronique, le tout intégré dans un boîtier en aluminium. Le poids total de l'instrument est de 380 g avec une consommation de 2.5 W. Une photo de l'instrument ainsi que de sa position sur le satellite Proba-V sont montrées dans la Figure III.19.



Figure III.19: Instrument SATRAM sans le blindage supérieur afin de visualiser la puce Timepix ainsi que l'électronique (gauche), et position de l'instrument SATRAM sur le satellite Proba-V (droite).

L'instrument SATRAM mesure les particules des ceintures de radiations, les particules solaires (lors d'éruptions solaires) et les particules cosmiques rencontrées en orbite basse. L'avantage d'un instrument basé sur l'utilisation de la puce Timepix est que la différence entre les espèces s'effectue à l'aide de l'analyse des énergies déposées ainsi que des traces faites par les particules dans la matrice. Une classification a été établie permettant de déduire le type de la particule à partir de la trace faite dans la matrice de pixels. Des traces faites par les particules dans la puce Timepix ainsi que la classification établie par Gohl *et al.* [81] sont illustrées dans la Figure III.20.

Cette classification est utilisée par divers membres de la collaboration Medipix dirigée par le CERN et a été élaborée à l'aide des mesures faites dans les accélérateurs de particules tels que le LHC (le Grand Collisionneur de Hadrons). D'autres études ont été menées afin d'améliorer cette classification en prenant en compte des paramètres supplémentaires tels que

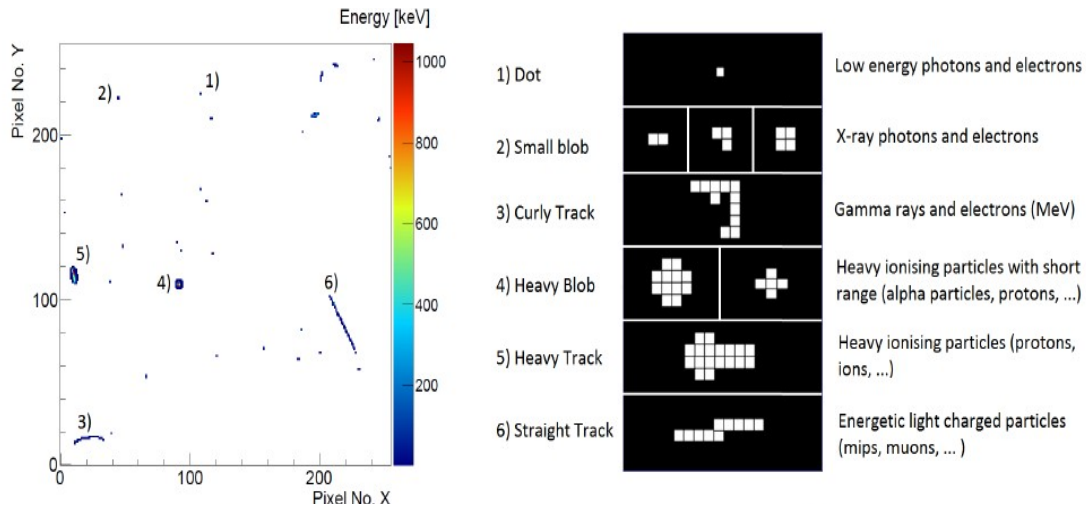


Figure III.20: Traces faites dans un Timepix (gauche) avec leur classification (droite).

l'énergie déposée, les angles des traces, et le centre de gravité et de masse des traces [80]. Cette dernière classification a été appliquée aux données enregistrées par l'instrument SATRAM afin de tracer les cartes de flux des protons, des électrons, et des cosmiques de l'environnement LEO entre 2015 et 2017. Les résultats obtenus sont extraits de [80] et illustrés dans la Figure III.21.

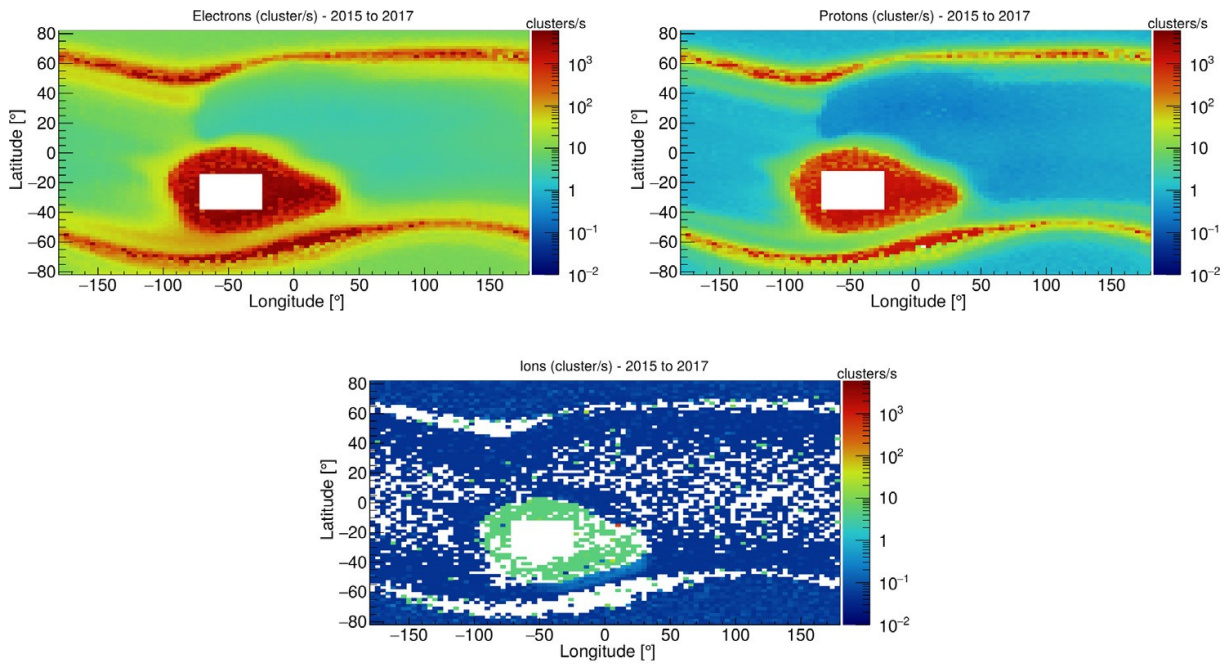


Figure III.21: Cartes de flux électrons (haut gauche), protons (haut droit), et ions (bas) établies à partir des données enregistrées par l'instrument SATRAM entre 2015 et 2017.

Dans les cartes de flux présentées dans la Figure III.21 les structures caractéristiques des ceintures de radiations protons et électrons d'un environnement LEO décrites dans le chapitre I sont retrouvées. En particulier, les électrons sont observés dans la SAA et au niveau des pôles, et les protons sont observés dans la SAA. Cependant, les protons sont aussi présents aux pôles avec un fort flux. Or, le Timepix de l'instrument SATRAM se situe dans un boîtier en aluminium arrêtant les protons avec une énergie inférieure à 20 MeV. D'après les modèles AP-8, AP-9, Green-p décrits dans le chapitre I, ainsi que les mesures protons faites par les moniteurs de radiations ICARE [20] et ICARE-NG [56], et EPT [49] entre autres, la

partie externe des ceintures de radiations, autrement dit la partie dont les lignes de champ magnétique interceptent les orbites basses au niveau des pôles de la Terre, est dépourvue de protons dont l'énergie est supérieure à 20 MeV. Très probablement, les protons observés par l'instrument SATRAM au niveau des pôles proviennent d'une méthode de classification non optimisée dans le cas des protons et des électrons rencontrés dans les ceintures de radiations. En effet, la méthode de classification développée et utilisée par Gohl *et al.* [80] est basée sur des données acquises dans les accélérateurs de particules. Or, l'environnement radiatif de la Terre présente d'autres spécificités que celles des accélérateurs de particules, en particulier les énergies mises en jeu ne sont pas les mêmes, ce qui peut entraîner des morphologies de traces dans la matrice de pixel sensiblement différentes d'où des erreurs lors de l'application de la méthode développée par Gohl *et al.* aux mesures SATRAM.

Le Timepix semble être prometteur pour être utilisé en tant que moniteur des particules ionisantes présentes dans les ceintures de radiations terrestres. Son architecture basée sur une matrice de pixel permet de mesurer simultanément les protons et les électrons à partir de l'analyse des traces laissées par les particules dans la matrice. Cependant, il n'existe actuellement pas de méthode satisfaisante afin de faire correctement la distinction entre les différents types de particules détectées par le Timepix dans le cas de mesures spatiales. L'utilisation du Timepix pour mesurer les particules des ceintures de radiations est une science encore jeune et nécessite des optimisations ainsi que des développements supplémentaires.

3. Les spectromètres de masse à analyseur magnétique

3.1. Principe de fonctionnement d'un spectromètre de masse à analyseur magnétique

L'application d'un champ magnétique permet de dévier les particules chargées. Les spectromètres de masse à analyseur magnétique utilisent cette propriété. D'après la définition du rayon de Larmor donnée dans le chapitre I, les particules sont déviées, pour un champ magnétique et un type de particules donnés, en fonction de leur énergie cinétique. Par ailleurs les protons et les électrons ont une charge opposée donc ils ne sont pas déviés dans la même direction. Il est alors possible, en fonction de l'endroit où est mis le détecteur, de mesurer un certain type de particule et une certaine gamme en énergie. Le principe de fonctionnement d'un spectromètre magnétique est illustré dans la Figure III.22.

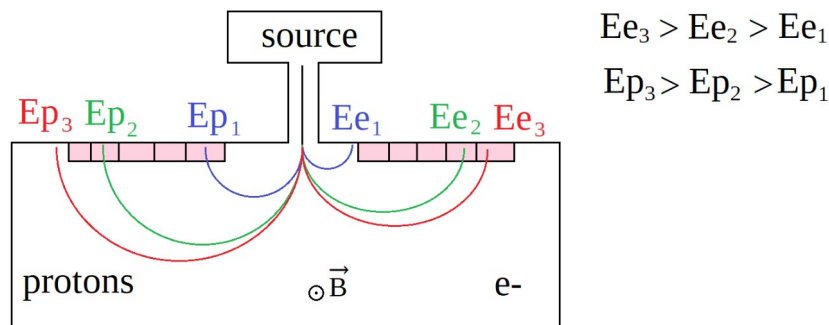


Figure III.22: Principe de fonctionnement d'un spectromètre de masse à analyseur magnétique dans le cas où les particules incidentes ont une incidence normale à la tête de détection.

Les électrons et les protons sont déviés dans une direction opposée, ce qui permet de séparer ces deux types de particules. Par ailleurs, plus l'énergie cinétique d'une particule est

élevée, plus le rayon de Larmor correspondant est grand ce qui permet d'avoir accès à l'énergie cinétique incidente de la particule en fonction de l'endroit où elle impacte le détecteur. En pratique plusieurs petits détecteurs, des semi-conducteurs, sont utilisés, chacun dédié à un type et une énergie en particulier en fonction de la position occupée dans l'instrument. Le choix de la valeur de l'intensité magnétique permet de cibler une gamme en énergie particulière pour les protons et pour les électrons. Un proton est beaucoup plus lourd qu'un électron donc pour une énergie donnée le champ magnétique devra être plus intense pour que le proton ait un rayon de Larmor comparable à celui d'un électron de même énergie. Plusieurs moniteurs de radiations se basent sur ce type de détection, dont l'instrument MagEIS.

3.2. L'instrument MagEIS

L'instrument MagEIS [82], présent sur les sondes Van Allen lancées en 2012, est basé sur l'utilisation de spectromètres de masse à analyseur magnétique pour mesurer les protons et les électrons des ceintures de radiations. Cet instrument est équipé de quatre spectromètres magnétiques afin de mesurer plusieurs gammes en énergie. Chaque spectromètre est équipé de plusieurs détecteurs en silicium : des pixels. Une tête de détection, dédiée aux basses énergies, mesure les électrons de 20 keV à 240 keV à l'aide de 9 détecteurs en silicium. Deux autres têtes de détection, dédiées aux énergies moyennes, mesurent les électrons de 80 keV à 1200 keV à l'aide de 9 détecteurs en silicium. Les têtes de détection pour les faibles et moyennes énergies sont illustrées dans la Figure III.23. Seule l'intensité des aimants change d'une tête de détection à l'autre, la partie mécanique étant identique.

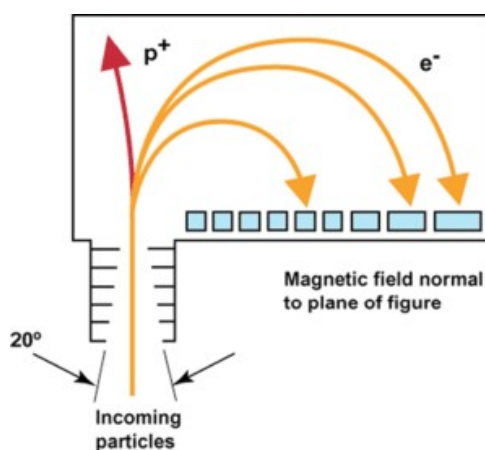


Figure III.23: Spectromètre de masse à analyseur magnétique des têtes de détection des basses et moyennes énergies de l'instrument MagEIS [82].

Une autre tête de détection, dédiée aux hautes énergies, mesure les électrons de 800 keV à 4800 keV à l'aide de détecteurs en silicium disposés dans 4 régions différentes. Chaque région est composée de quatre détecteurs en silicium empilés ce qui permet une mesure en coïncidence et de caractériser le bruit de fond. Cette tête de détection est illustrée dans la Figure III.24.

Une dernière tête de détection est destinée à mesurer les protons pour des énergies allant de 55 keV à 20 MeV. Cette tête de détection est basée sur l'utilisation de détecteurs en silicium qui sont placés derrière un aimant destiné à dévier les électrons de moins de 2 MeV, et à réduire fortement la contribution des électrons d'énergie supérieure. Le design de cette tête n'est pas décrit plus en détail, cette partie étant consacrée aux spectromètres à analyseur magnétique.

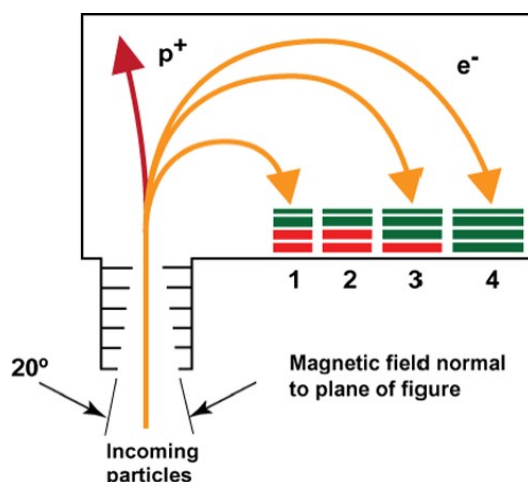


Figure III.24: Spectromètre de masse à analyseur magnétique de la tête de détection des hautes énergies de l'instrument MagEIS [82].

Les particules chargées créent des paires électron-trou dans le silicium. Ces charges sont ensuite drainées et collectées, engendrant une variation du courant électrique. La hauteur de l'impulsion électrique est analysée à l'aide d'un analyseur de hauteur d'impulsion afin d'avoir, en plus de la position d'impact de la particule, son énergie déposée. Cela permet d'avoir une double mesure pour une même particule et ainsi de limiter la contribution du bruit de fond. En effet, si l'énergie déposée par la particule n'est pas appropriée à l'énergie incidente attendue compte tenu de la présence de l'aimant alors cela signifie que la particule n'est pas passée par l'entrée de la tête de détection et a traversé le blindage avant de déposer de l'énergie dans le détecteur. Elle doit être considérée comme du bruit de fond.

Le champ magnétique pour les diverses têtes de détection est produit à l'aide d'aimants permanents. Les têtes pour les basses et moyennes énergies ont une ouverture de $2 \times 5 \text{ mm}^2$ et une acceptance angulaire de $20^\circ \times 10^\circ$. Les champs magnétiques utilisés sont de 550 G pour la tête dite basses énergies et 1600 G pour la tête dite moyennes énergies. Ces champs magnétiques sont produits avec des aimants SmCo (2-17) de 18 MGOe (Méga Gauss Oersted). Concernant la tête dite hautes énergies, l'ouverture est plus grande (10 mm de longueur au lieu de 5 mm) et le champ magnétique utilisé est de 4800 G produit par des aimants NdFeB de 50 MGOe.

Cet instrument de 34.1 kg et consommant 53 W apporte, à l'aide de ses quatre spectromètres de masse à analyseur magnétique et de sa tête de détection protons, des mesures des protons et des électrons des ceintures de radiations dans de grandes gammes en énergie. Cependant, les mesures des protons se voient détériorées par la contribution des protons et électrons parvenant à traverser le blindage de l'instrument, et déposant de l'énergie dans les détecteurs destinés aux protons ayant une énergie inférieure à 20 MeV. Le capteur mesurant les protons de basses énergies a dérivé très rapidement, de sorte que les mesures sont difficilement exploitables.

4. Les spectromètres de masse à temps de vol

Les particules chargées des ceintures de radiations peuvent être mesurées à l'aide de moniteurs de radiations basés sur les spectromètres de masse à temps de vol [83]. Les particules sont dans un premier temps soumises à un champ électrique qui permet de sélectionner le type des particules (ions ou électrons) ainsi que la gamme E/q où E est l'énergie cinétique de la particule et q sa charge. Les particules sélectionnées traversent ensuite une première couche où le temps de départ est désigné, avant de rejoindre une seconde couche située à une distance fixe de la première, où le temps d'arrivée est mesuré. Le temps

mis par les particules pour parcourir la distance séparant les deux couches est mesuré. A partir de la gamme E/q sélectionnée par le champ électrique ainsi que le temps de vol entre les deux couches définissant les temps de départ et d'arrivée, il est possible d'en déduire la masse de la particule, et donc son espèce ainsi que son énergie cinétique. Cette méthode limite la mesure des particules provenant des cotés de l'instrument. En effet, ces particules ne produisent pas deux signaux corrélés ce qui permet de les rejeter, hormis des cas de coïncidence chanceuse où deux particules arrivent simultanément sur chacune des couches. Ce phénomène s'accroît dans des régions de forts flux.

Cette technique est utilisée dans l'instrument RBSPICE (Radiation Belt Storm Probes Ion Composition Experiment) [84] sur les sondes Van Allen. Cet instrument mesure les ions O^+ de 40 keV à 10 MeV, He^+ de 25 keV à 10 MeV, ainsi que les protons de 10 keV à 10 MeV. Les espèces H^+ , He^+ , et O^+ sont différenciées à l'aide d'un spectromètre de masse à temps de vol (Time Of Flight). Avant d'entrer dans la tête TOF, l'ion traverse d'abord une fine feuille d'aluminium (62 nm) et de palladium (17 nm) dans le collimateur. Dans la tête TOF, l'ion traverse une feuille ultra-mince de carbone et polyimide, créant des électrons secondaires, puis une deuxième feuille faite de carbone, polyimide, et d'aluminium, avant d'atteindre des détecteurs à semi-conducteur (SSD Solid State Detector). Les électrons secondaires créés dans les fines feuilles sont guidés par application d'un champ électrique dans des galettes de microcanaux (MCP Microchannel Plates) afin d'amplifier le signal et de fournir les temps de départ et d'arrivée pour les mesures de temps de vol. La combinaison de la mesure du temps de vol et de l'énergie déposée dans les détecteurs à semi-conducteur permet de connaître la masse de la particule, son espèce, ainsi que sa direction d'arrivée. L'analyseur à temps de vol de l'instrument RBSPICE est illustré dans la Figure III.25 extraite de [84]. La masse de cet instrument est de 6.6 kg et nécessite une alimentation de 7.1 W environ.

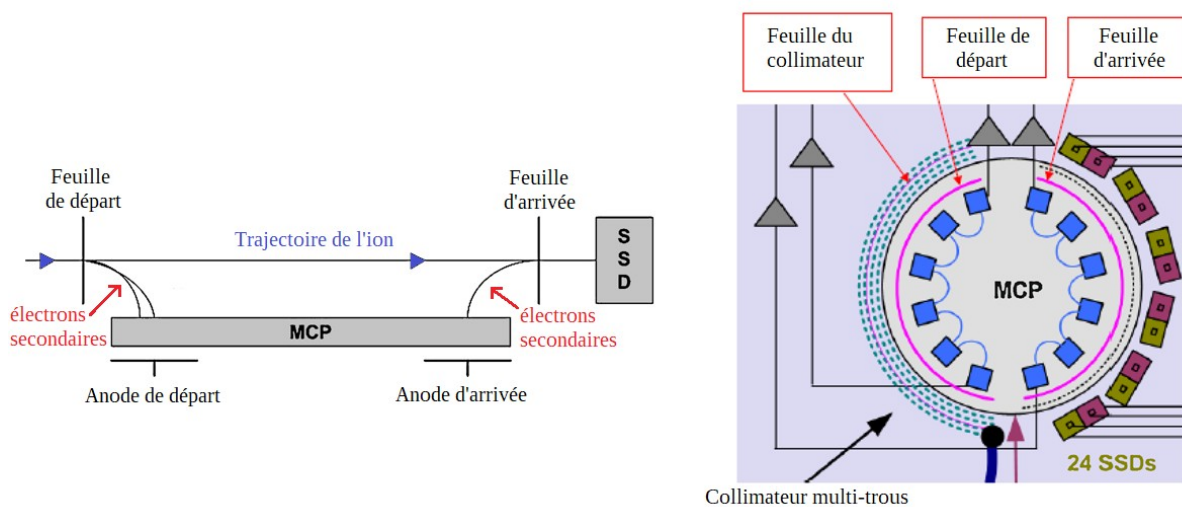


Figure III.25: Analyseur à temps de vol de l'instrument RBSPICE sur les sondes Van Allen.

5. Les scintillateurs

Les scintillateurs sont essentiellement composés d'un cristal ou d'un liquide de scintillation avec lequel les particules chargées vont interagir, d'un photomultiplicateur afin d'amplifier le signal, et d'une électronique de comptage. Lors de l'interaction des particules chargées des ceintures de radiations avec le matériau constituant le scintillateur, des photons sont émis. Ces photons sont ensuite convertis en un signal électrique par des photomultiplicateurs et amplifié avant d'être enregistré par l'électronique de lecture. La

quantité de photons produits et donc l'intensité du signal est directement liée à l'énergie déposée par la particule dans le matériau constituant le scintillateur.

L'instrument BDD-II (Burst Detector Dosimeter) [85] embarqué sur les satellites GPS utilise des scintillateurs afin de mesurer les particules piégées des ceintures de radiations, les particules des éruptions solaires, ainsi que les rayons cosmiques. Cet instrument est composé de deux têtes de détection comportant des scintillateurs plastiques entourés par un blindage en béryllium ainsi que d'un blindage à base de polymère fluoré Kel-F. La première tête de détection est destinée à mesurer les particules de hautes énergies (à partir de 4.5 MeV pour les électrons et 55 MeV pour les protons), et la deuxième à mesurer les particules de basses énergies (de 250 keV à 4 MeV pour les électrons et 4.5 MeV pour les protons). L'épaisseur de blindage est identique dans les deux cas. La différence est que dans le cas de la tête dédiée aux basses énergies, le blindage en béryllium possède 15 trous laissant ainsi passer toutes les particules. La séparation entre ions et électrons est faite en analysant l'intensité du signal créé lors de l'interaction entre la particule chargée et l'élément du scintillateur. En effet, les signaux produits par les ions sont beaucoup plus intenses que ceux produits par les électrons. Les scintillateurs sont reliés à des galettes de microcanaux et à des photomultiplicateurs afin de produire des impulsions électriques, dont l'intensité dépend de l'énergie déposée par la particule chargée dans les scintillateurs.

6. Les compteurs Cherenkov

Les particules des ceintures de radiations peuvent être mesurées à l'aide de compteurs Cherenkov. Cette méthode est employée pour le spectromètre de protons RPS (Relativistic Proton Spectrometer) [86] sur les sondes Van Allen afin de mesurer les protons de plus de 432 MeV. Pour les énergies inférieures, des diodes en silicium sont utilisées. La vue en coupe du spectromètre RPS est illustrée dans la Figure III.26.

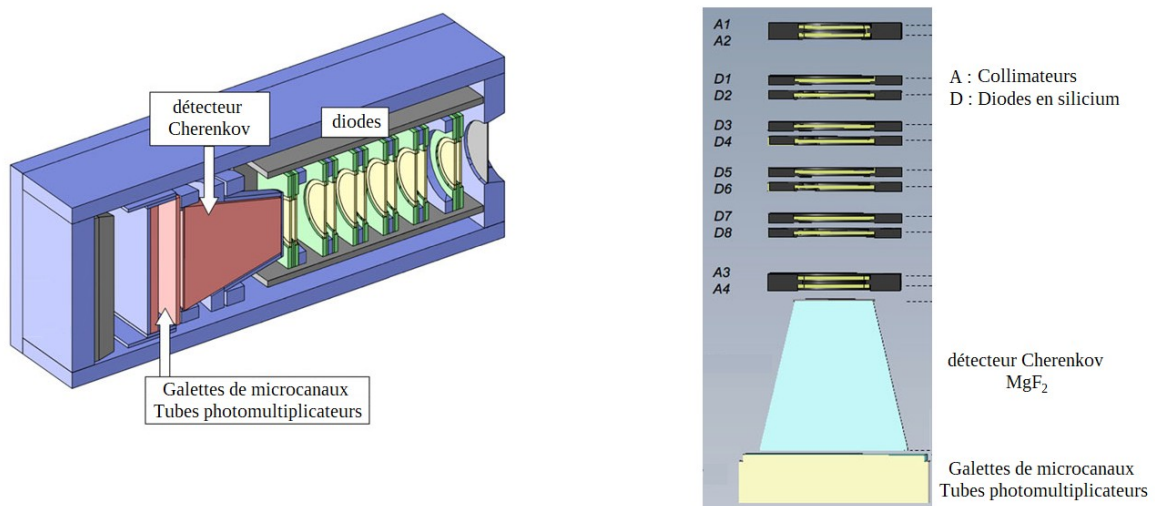


Figure III.26: Illustration de l'instrument RPS et de son détecteur Cherenkov.

Les protons passant par le détecteur Cherenkov interagissent avec les molécules de fluorure de magnésium dont l'indice de réfraction n est égal à 1.38. Dans ce milieu, les photons se déplacent à une vitesse c/n où c est la célérité de la lumière dans le vide. Les protons peuvent se déplacer à une vitesse plus élevée que celle des photons dans ce milieu (il est important de noter que la vitesse des protons est toujours inférieure à la vitesse de la lumière dans le vide). En interagissant avec les atomes du milieu, ces protons peuvent provoquer l'émission de photons par plusieurs atomes. Ces photons, se propageant moins vite

que le proton, créent des ondes qui interagissent de manière constructive et entraînent l'émission d'un cône de lumière. Ces photons sont ensuite transformés en un signal électrique par les tubes photomultiplicateurs et les galettes de microcanaux et amplifié avant d'être enregistré par l'électronique. Le nombre de photons collectés est relié à l'énergie de la particule chargée.

7. Synthèse des différents types de détection des particules chargées

Ces différents types de tête de détection présentent des avantages et des inconvénients, synthétisés dans le tableau comparatif suivant.

Type de tête de détection	Avantages	Inconvénients
Détecteur à diode	<ul style="list-style-type: none"> • Bonne connaissance de la performance de ces détecteurs dans les ceintures de radiations • Bonne connaissance de leur vieillissement • Mesures fiables • Simple à mettre en œuvre • Modes de l'anti-coïncidence et de la coïncidence pour améliorer la discrimination des espèces de particules 	<ul style="list-style-type: none"> • Mesure uniquement l'énergie déposée → problème de discrimination des particules et de leur énergie • Utilisation de blindage (Al, W...) et d'aimant pour certaines mesures → problème de masse et d'encombrement • Nécessite plusieurs têtes de détection pour couvrir la gamme en énergie étendue des électrons et protons rencontrés en environnement spatial terrestre. • Électronique propre à la tête de détection
CCD/CMOS	<ul style="list-style-type: none"> • Enregistrement des traces des particules en plus de l'énergie déposée • Consommation plus faible par rapport aux détecteurs à diodes • Coûts relativement faibles 	<ul style="list-style-type: none"> • Peu de connaissances sur leur performance pour la mesure des particules dans les ceintures de radiations • Stratégie récente • Résistance assez faible aux radiations • Superposition des traces des particules pour les forts flux
Timepix	<ul style="list-style-type: none"> • Bonne résolution spatiale • Enregistrement des traces des particules en plus de l'énergie déposée • Enregistrement du temps d'arrivée des particules → possibilité d'utiliser les modes de la coïncidence et de l'anti-coïncidence • Possibilité d'être utilisé en tant que compteur simple de particules • Vitesse de lecture élevée • Grande communauté → technologie en évolution 	<ul style="list-style-type: none"> • Coûts élevés • Superposition des traces des particules pour les forts flux • Difficile de discriminer les protons et les électrons • Difficile de déduire l'énergie incidente des particules

	<ul style="list-style-type: none"> • Résistant aux radiations • Seuil en énergie déposée réglable pour chaque pixel • Bruit, masse, consommation, et volume faibles 	
Analyseur magnétique	<ul style="list-style-type: none"> • Double mesure : énergie déposée et lieu d'impact des particules • Flexibilité sur la position et la taille des détecteurs afin de discriminer en type et en énergie • Discrimination simple des protons et des électrons 	<ul style="list-style-type: none"> • Utilisation d'aimants et de blindage • Valeurs de champ magnétique contraintes par les aimants disponibles sur le marché et spatialisés • Un détecteur par gamme en énergie restreinte • L'énergie des particules les plus énergétiques des ceintures de radiations ne peut pas être déterminée
Spectromètre à temps de vol	<ul style="list-style-type: none"> • Double mesure possible : temps de vol et énergie déposée par la particule • Discrimination simple des particules de charge différente 	<ul style="list-style-type: none"> • Masse et volume élevés
Scintillateur	<ul style="list-style-type: none"> • Facile à mettre en œuvre 	<ul style="list-style-type: none"> • Seule information du signal produit par la collection des photons • Dérive des photomultiplicateurs éventuelle (BDD-II sur GPS)
Compteur Cherenkov	<ul style="list-style-type: none"> • Physique connue et maîtrisée 	<ul style="list-style-type: none"> • Seule information du signal produit par la collection des photons • Énergie des particules restreinte par l'indice de réfraction du matériau utilisé • Volume élevé

Les têtes de détection composées de détecteurs à diodes présentent l'avantage de fournir de très bonnes mesures. Elles sont par ailleurs utilisées depuis une cinquantaine d'années pour des mesures en orbite, ce qui entraîne une bonne connaissance de leur performance dans les ceintures de radiations, ainsi que de leur vieillissement. Cependant, elles nécessitent l'utilisation de blindage, généralement de l'aluminium, voire du tungstène, pour arrêter les particules provenant de l'arrière et des côtés des diodes. La mesure des protons de basses énergies, de l'ordre du MeV, nécessite l'utilisation d'un aimant permettant de dévier les électrons. Ces têtes de détection sont plus difficilement embarquables sur un satellite compte tenu d'un poids et d'un encombrement plus élevés. Bien que le champ magnétique soit relativement faible et ne présente pas de risque potentiel pour les autres instruments du satellite, certains opérateurs peuvent émettre des réticences à l'utilisation d'un aimant. Par ailleurs, l'utilisation de blindage et la nécessité d'utiliser plusieurs têtes de détection pour mesurer protons et électrons dans une grande gamme en énergie entraînent une hausse conséquente de la masse de l'instrument. Par exemple, MEPED a une masse d'environ 8.7 kg,

sans compter les 4.6 kg de l'électronique, donc une masse totale de 13.3 kg. L'instrument ICARE-NG a une masse totale de 2.4 kg. Il permet la mesure des protons et des électrons dans une très grande gamme en énergie tout en ayant une masse raisonnable. Plus un instrument est lourd et volumineux et plus il est coûteux de l'embarquer sur un satellite. De plus, si l'instrument ne fait pas partie de la mission principale du satellite, il est d'autant plus aisé de voler en tant que passager que l'instrument est petit et léger. Enfin, chaque détecteur, en fonction de l'énergie et du type des particules à mesurer ainsi que le mode de détection, possède une électronique différente. Il est donc nécessaire de développer une électronique propre à chaque instrument.

Les détecteurs CCD et CMOS présentent certains avantages en comparaison avec les détecteurs à diodes. Grâce aux pixels, ils enregistrent les traces des particules en plus de l'information concernant l'énergie déposée. La forme de ces traces constitue une information supplémentaire afin de distinguer le type des particules. Par ailleurs, ils consomment moins que les détecteurs à diodes mais ne sont pas très utilisés pour mesurer les radiations spatiales. C'est en effet une stratégie plus récente que celle de l'utilisation des détecteurs à diodes. Il reste encore beaucoup de travail à effectuer afin d'obtenir les mêmes performances avec les détecteurs CCD et CMOS que celles atteintes par les détecteurs à diodes.

Le Timepix présente de nombreux avantages tels qu'une bonne résolution spatiale ainsi qu'une vitesse de lecture élevée ce qui est essentiel pour analyser les traces faites par les particules des ceintures de radiations dans la matrice. Par ailleurs, le Timepix est très résistant aux radiations. En effet, le capteur peut tolérer une dose de 5 Mrad et l'électronique une dose de 100 krad. Le Timepix est peu sensible au bruit. Outre ces avantages que le Timepix possède par rapport aux capteurs classiques CCD et CMOS, le Timepix possède la particularité de pouvoir fonctionner selon trois modes de détection différents afin de compter les particules, de mesurer leur énergie déposée ou bien leur temps d'arrivée, ce qui permet une analyse plus complète dans le cas des mesures des particules des ceintures de radiations. Le Timepix permet une discrimination en énergie à l'aide du seuil en énergie réglable pour chaque pixel. Grâce aux recherches effectuées par les membres de la collaboration Medipix du CERN, de nombreuses améliorations ont été apportées à l'électronique du Timepix et du Timepix3, ce qui permet en particulier d'avoir des capteurs très compacts comme les MiniPIX. Une grande flexibilité est laissée à l'utilisateur en ce qui concerne l'électronique de lecture en fonction des besoins. Le fonctionnement même du Timepix avec les différents modes de détection, les électroniques de lecture, les divers réglages possibles, ainsi que sa bonne résistance aux radiations, un faible volume, une faible masse et une consommation très faible font que le Timepix est le candidat idéal par rapport aux autres détecteurs pixélisés pour faire des moniteurs de radiations. Des mesures de dose sont déjà effectuées avec le Timepix, et une classification de particules est disponible pour les accélérateurs de particules. L'inconvénient qu'a le Timepix par rapport aux capteurs CCD et CMOS est son prix, qui est beaucoup plus élevé.

L'utilisation d'un analyseur magnétique permet de séparer simplement les charges positives des charges négatives. Cependant, cette technique est limitée à la puissance de l'aimant. Les protons de quelques MeV à quelques centaines de MeV ne peuvent pas être déviés par des aimants, ce qui rend cette technique valable uniquement pour les particules de faibles énergies.

Les spectromètres à temps de vol sont des détecteurs plutôt volumineux. Le but de la thèse étant de développer des têtes de détection miniaturisées, cette technique n'est donc pas utilisée pour la suite des travaux. De même, les scintillateurs ainsi que les compteurs Cherenkov ne permettent pas de discriminer correctement toutes les énergies des protons et des électrons des ceintures de radiations étudiés dans ces travaux de thèse.

Conclusion

Les principaux types de moniteurs de radiations sont décrits dans ce chapitre. Ces instruments présentent des modes de fonctionnement très différents, chacun avec leurs avantages et leurs inconvénients. Les moniteurs de radiations embarqués sur les satellites reposent sur ces techniques ce qui permet de mesurer les protons et les électrons des ceintures de radiations dans de grandes gammes en énergies. Les grandes quantités de mesures faites avec ces moniteurs de radiations permettent d'alimenter les modèles tels que AP-8/AE-8, AP-9/AE-9, et Green, décrits dans le chapitre I. Cependant, très peu de moniteurs de radiations sont dédiés à la mesure des protons de quelques MeV, typiquement de 1 MeV à 10 MeV, à cause de la difficulté à les distinguer des autres protons et des électrons. Ce manque de mesures entraîne une mauvaise estimation de ces flux de protons de quelques MeV dans les modèles. Or, ces modèles sont utilisés par les industriels pour dimensionner les satellites. Cette incertitude sur ces protons les oblige à prendre de grandes marges pour éviter les dommages. Les coûts de fabrication et de lancement s'en trouvent donc impactés. Il est nécessaire de développer une tête de détection de protons capable de mesurer cette gamme en énergie de quelques MeV. Par ailleurs, plus un instrument est volumineux et massif, et plus il est difficile de trouver des opportunités de vol sur un satellite, surtout si la mesure des protons et des électrons des ceintures de radiations n'est pas la mission principale du satellite. Or, les moniteurs de radiations permettant de mesurer les protons et les électrons sur de grandes gammes en énergie sont souvent très massifs à cause de la nécessité d'utiliser plusieurs détecteurs ainsi que du blindage. L'instrument ICARE-NG est capable de mesurer une grande gamme en énergie pour les protons et les électrons avec une masse raisonnable en comparaison avec les autres moniteurs de radiations. Bien que sa masse soit plus faible que celle des autres moniteurs, ICARE-NG ne peut pas être embarqué sur des petits satellites tels que les Cubesats décrits dans le chapitre I. Ce moniteur de radiations n'a pas été développé dans le but d'être miniaturisé. Il est donc nécessaire de développer un moniteur de radiations capable de mesurer simultanément les protons et les électrons des ceintures de radiations dans une grande gamme en énergie, tout en étant compatible avec les petits satellites tels que les Cubesats.

Le but de la thèse est de développer deux têtes de détection : une première pour mesurer les protons de quelques MeV très peu étudiés jusqu'alors, et une deuxième, miniaturisée, capable de mesurer simultanément l'énergie cinétique incidente des protons et des électrons tout en étant adaptée pour un embarquement sur Cubesat.

La tête de détection de protons de quelques MeV, nommée tête de détection de protons de basses énergies par la suite, doit être adaptée à l'instrument ICARE-NG afin de profiter aussi bien de la mécanique que de l'électronique existantes. En effet, cet instrument permet de mesurer les électrons de 250 keV à 3.2 MeV ainsi que les protons de 12.8 MeV à 190 MeV. Le développement d'une tête de protons de basses énergies permettrait d'étendre les capacités de l'instrument ICARE-NG afin de mesurer les électrons et les protons dans une grande gamme en énergie, en incluant les protons de quelques MeV afin de compléter les modèles. L'adaptabilité à l'instrument ICARE-NG permet de réduire les coûts et les délais de production, afin de répondre rapidement aux besoins des industriels. Le développement d'une tête de protons de basses énergies adaptée à l'instrument ICARE-NG est l'un des objectifs de cette thèse, et est décrit dans le chapitre IV.

L'utilisation de la puce Timepix est étudiée pour le développement d'une tête miniaturisée adaptée aux Cubesats. En effet, cette puce possède toutes les caractéristiques pour pouvoir voler sur des Cubesats : faibles masse, volume et consommation, durcie aux radiations... D'autant plus que le Timepix a déjà volé sur des Cubesats (expérience LUCID) ainsi que sur des satellites tels que Proba-V. Ces expériences en vol montrent que le Timepix est adapté pour effectuer des mesures de l'environnement radiatif de la Terre. Il n'existe

actuellement pas de méthode pour distinguer correctement les protons et les électrons, ainsi que pour connaître leur énergie incidente à partir des mesures faites avec le Timepix. Le développement d'une tête de détection basée sur l'utilisation du Timepix ainsi que d'une méthode afin de différencier les types et les énergies des particules est l'autre objectif de cette thèse, et est décrit dans le chapitre V. Une telle tête de détection pourrait mesurer les flux de protons et d'électrons dans une grande gamme en énergie tout en étant compatible avec les petits satellites. Cela permettrait d'envoyer plus facilement et en plus grand nombre des instruments pour mesurer les flux des particules dans les ceintures de radiations.

Chapitre IV : Développement d'une tête de détection de protons de basses énergies

1. Limitation de la contribution des protons de hautes énergies et des électrons.....	96
1.1. Énergie déposée dans le silicium par les protons et les électrons.....	96
1.2. Épaisseur des diodes.....	97
1.3. Caractéristiques du blindage.....	99
1.4. Utilisation d'un aimant.....	103
1.5. Diamètre des diodes.....	106
2. Géométrie de la tête de détection de protons de basses énergies.....	107
3. Saturation de l'analyseur de hauteur d'impulsion.....	111
3.1. Le taux de comptage des particules par canal.....	111
3.2. Taux de comptage totaux.....	116
3.3. Courant de fuite.....	117
4. Fabrication et tests.....	117
5. Déduction de l'énergie incidente des protons de basses énergies à partir des mesures faites en vol.....	120
Conclusion.....	120

Ce chapitre traite du développement d'une tête de détection de protons de basses énergies 2-20 MeV dans le but d'étendre les capacités du moniteur de radiations ICARE-NG décrit dans le chapitre III. En effet, les protons de basses énergies présents dans les ceintures de radiations sont très peu étudiés par les moniteurs de radiations. Ce manque de mesures entraîne une mauvaise estimation des flux de ces protons dans les modèles de spécifications radiations. Ce point est devenu critique pour les mises à poste des satellites à propulsion électrique car ces protons sont responsables de la dégradation des panneaux solaires, d'où la nécessité de disposer de mesures des protons de quelques MeV. En effet, la phase de montée pour rejoindre l'orbite géostationnaire dure quelques mois, alors qu'elle n'est que de quelques jours pour les satellites à propulsion chimique. Ils subissent donc beaucoup plus de dommages liés à ces protons de basses énergies sous-estimés par les modèles de spécifications radiations que les satellites à propulsion chimique. Afin de bien mesurer les flux de protons de basses énergies, la contribution des électrons et des protons de hautes énergies doit être limitée. La tête de détection de protons de basses énergies doit être compatible avec le moniteur ICARE-NG ce qui entraîne des contraintes supplémentaires sur la géométrie. En particulier, la hauteur de la tête de détection ne doit pas être supérieure à celle de la boîte contenant l'électronique. Par ailleurs, son diamètre est limité par la présence des autres têtes de détection. Dans le but de ne pas modifier l'électronique, l'utilisation de deux diodes est obligatoire afin de garder les modes de l'anti-coïncidence et de la coïncidence. Afin de ne pas modifier la connexion des broches des diodes au boîtier contenant l'électronique, l'espacement des deux diodes doit être le même que celui de la tête C, à savoir 24 mm environ.

Les divers choix et compromis faits durant l'élaboration de la tête de détection sont discutés dans ce chapitre, avec dans une première partie les techniques utilisées afin de réduire la contribution des protons énergétiques et des électrons. Dans une deuxième partie la géométrie finale de la tête de détection est discutée. Dans une troisième partie est présentée l'étude liée à la saturation de l'analyseur de hauteur d'impulsion. Enfin, la construction de cette tête est discutée dans une quatrième partie.

1. Limitation de la contribution des protons de hautes énergies et des électrons

1.1. Énergie déposée dans le silicium par les protons et les électrons

Les têtes de détection du moniteur ICARE-NG décrites dans le chapitre III sont constituées de diodes en silicium. La tête de détection de protons de basses énergies est destinée à remplacer la tête C selon les besoins des missions. Cela permet de ne pas modifier l'électronique du moniteur de radiations ICARE-NG. Afin d'être compatible avec ce dernier, la tête de protons de basses énergies est donc elle aussi composée de deux diodes en silicium dont l'espacement est le même que celui pour la tête C. L'énergie déposée par les protons et les électrons y est enregistrée et constitue la seule information disponible. A partir de celle-ci, le but est d'en déduire le type et l'énergie cinétique incidente des particules. Dans les ceintures de radiations, les protons peuvent avoir une énergie de quelques keV à quelques centaines de MeV et les électrons de quelques keV à une dizaine de MeV (cf chapitre I). Pour une épaisseur de matière traversée donnée, les protons vont déposer toute leur énergie jusqu'à une énergie incidente de coupure au-delà de laquelle les protons traversent la matière en ne déposant qu'une partie de leur énergie. La Figure IV.1 illustre ce comportement dans le cas des protons pour un volume de silicium de 500 μm d'épaisseur.

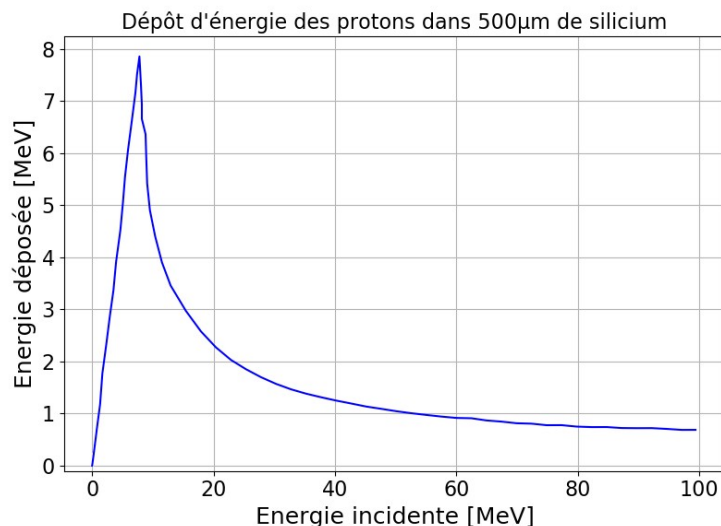


Figure IV.1: Énergie déposée dans un volume de silicium de 500 μm d'épaisseur en fonction de l'énergie incidente des protons.

Deux parties peuvent être soulignées dans la courbe tracée dans la Figure IV.1. La première, de 0 à 8 MeV en énergie incidente, représente les énergies incidentes pour lesquelles les protons vont entièrement déposer leur énergie dans le volume sensible en silicium de 500 μm d'épaisseur. Cette partie est donc linéaire. La deuxième, au-delà de 8 MeV en énergie incidente et appelée partie LET, représente les énergies incidentes pour lesquelles les protons ne déposent qu'une partie de leur énergie et traversent le volume de silicium. La quantité d'énergie déposée pour la partie LET est régie par la formule de perte d'énergie par interaction des protons avec le nuage électronique (cf chapitre II). Chaque énergie déposée correspond à au moins deux énergies incidentes, ce qui pose problème pour remonter à l'énergie incidente à partir de la seule information sur l'énergie déposée, sauf pour le cas particulier du dépôt maximum d'énergie.

La forte diffusion des électrons dans la matière rend la généralisation de leur comportement en fonction de l'énergie plus délicate.

Les grandes plages en énergies pour les protons et les électrons, ainsi que toutes les directions d'arrivée pouvant être rencontrées en environnement spatial terrestre, font que les protons et les électrons peuvent déposer la même énergie dans le volume sensible. Afin d'illustrer ce phénomène, l'interaction des particules chargées en incidence normale avec un volume en silicium de 500 μm d'épaisseur sans blindage est modélisée dans GEANT4. Les énergies déposées calculées sont regroupées dans le tableau ci-dessous pour les protons et les électrons en incidence normale pour diverses énergies incidentes menant à la même énergie déposée dans le volume de silicium.

Type	proton	proton	électron	proton	proton	électron	proton	proton
E_{inc} [MeV]	1	55	1	0.65	100	0.65	5	10
E_{dep} [MeV]	1	1	1	0.65	0.65	0.65	5	5

De manière générale, des protons d'énergies différentes ainsi que des électrons peuvent déposer la même énergie dans les volumes sensibles. Ceci est d'autant marqué lorsque toutes les directions d'arrivée sont prises en compte. Le type de la particule ainsi que son énergie incidente sont difficilement identifiables à partir de la seule information sur l'énergie déposée dans le volume sensible.

A cela s'ajoute la traversée du blindage, ce qui entraîne une perte d'énergie des particules avant leur arrivée dans la diode. En fonction de l'épaisseur de blindage traversée, deux protons d'énergies cinétiques initiales différentes peuvent arriver sur la diode avec une même énergie cinétique (cf chapitre II).

En fonction de leur énergie, de leur direction d'arrivée, et de leur interaction avec le blindage, les protons de basses énergies, les protons de plus hautes énergies, et les électrons peuvent déposer la même énergie dans les diodes. Afin de mesurer correctement les protons de quelques MeV, il est nécessaire de limiter fortement la contribution des protons de plus hautes énergies et des électrons afin de garantir une discrimination efficace entre les diverses particules ionisantes qui composent l'environnement spatial terrestre.

1.2. Épaisseur des diodes

La compatibilité avec le moniteur ICARE-NG impose l'utilisation de deux diodes en silicium espacées de 24 mm pour la tête de protons de basses énergies. Ces deux diodes permettent la détection des particules selon les modes de l'anti-coïncidence et de la coïncidence.

L'épaisseur des diodes est une caractéristique à déterminer. Plus une diode est épaisse, et plus l'énergie maximale déposée par les protons est élevée. Dans une diode en silicium de 500 μm d'épaisseur dans le cas de la tête C, l'énergie déposée maximale est légèrement inférieure à 8 MeV pour une incidence normale d'après la Figure IV.1. A cela s'ajoute une contrainte liée à la tension de polarisation des diodes qui est fixée dans ICARE-NG (tension maximale comprise entre 150 V et 200 V). En effet, plus la diode est épaisse, plus la tension de polarisation doit être élevée afin d'assurer une déplétion totale. Si la tension de polarisation est très différente de celle de la tête C alors l'électronique doit être modifiée, ce qui n'est pas envisageable dans le cadre de la thèse. L'épaisseur des diodes de la tête protons de basses énergies ne doit donc pas être trop éloignée de celle des diodes de la tête C. Avec l'électronique disponible dans le moniteur de radiations ICARE-NG, l'énergie déposée maximale pouvant être enregistrée est d'environ 12 MeV dans le cas de l'anti-coïncidence et de 24 MeV dans le cas de la coïncidence. Pour une diode en silicium de 700 μm d'épaisseur (totalement déplétée avec la tension de polarisation disponible dans ICARE-NG), l'énergie déposée maximale par les protons est d'environ 10 MeV pour une incidence normale. Si une énergie déposée est supérieure à 10 MeV, cela signifie qu'il s'agit d'une particule dont

l'incidence est inclinée par rapport à la normale, et qu'il s'agit en particulier d'un proton énergétique ou bien d'un électron traversant le blindage de la tête de détection. De ce fait, les canaux enregistrant une énergie déposée supérieure à 10 MeV servent à mesurer le bruit de fond (protons énergétiques et électrons). Le choix d'une diode d'une épaisseur de 700 μm pour celle proche de l'entrée de la tête de détection permet de profiter de la gamme en énergie déposée disponible dans le moniteur ICARE-NG afin d'enregistrer les énergies déposées par les protons de basses énergies, avec une marge pour mesurer les particules du bruit de fond. Il est aussi nécessaire de choisir des épaisseurs et des surfaces disponibles chez les fournisseurs. En effet, les diodes avec des dimensions non standard entraînent un coût plus élevé et des temps d'approvisionnement plus longs.

Les diodes utilisées pour le développement de la tête de détection des protons de basses énergies sont produites par l'entreprise Micron Limited basée au Royaume-Unis [87]. Dans le but de réduire les coûts et les délais de livraison il est préférable, dans la mesure du possible, d'utiliser des diodes dont les dimensions (épaisseur et diamètre) sont standards. Le tableau suivant regroupe les différentes dimensions disponibles pour les diodes en silicium proposées dans le catalogue [88] de l'entreprise Micron en fonction de la taille du wafer choisie. La taille du wafer correspond à l'épaisseur standard de la couche de silicium à partir de laquelle la diode est créée. A noter qu'au moment de la conception de la tête de détection des protons de basses énergies l'entreprise Micron avait en stock, en plus des diodes standards, des diodes d'une épaisseur de 700 μm . Leur commande n'entraîne donc ni de coûts supplémentaires, ni des temps de fabrication et de livraison plus longs.

Taille du wafer initial (inch)	3	4	6
Épaisseur de silicium (μm)	20, 30, 40	40, 50, 65, 80, 100, 140, 250, 300, 500, 1000, 1500	150, 200, 300, 400, 500, 675, 1000
Diamètre de la zone sensible de la diode (mm)	7	3, 3.81, 4, 4.572, 5, 6.2, 7, 8, 9, 10, 16.8, 18, 20, 21.7, 23, 26, 30, 32, 35, 40, 85	10, 12, 20, 24.5, 26, 28.14, 50

Pour la tête de détection des protons de basses énergies, l'épaisseur de la première diode est prise à 700 μm puisque cette épaisseur permet de profiter pleinement de la plage en énergie déposée disponible avec l'électronique du moniteur ICARE-NG tout en ayant une marge afin de détecter les particules faisant partie du bruit de fond. L'épaisseur de la deuxième diode est prise à 300 μm afin que la somme des épaisseurs des diodes de la tête de détection des protons de basses énergies soit égale à celle des diodes de la tête C. Ceci permet d'avoir des énergies déposées dans le cas de la coïncidence du même ordre de grandeur que celles obtenues avec la tête C, et donc de ne pas modifier l'électronique. Ces deux épaisseurs de diodes sont disponibles dans le catalogue de Micron pour divers diamètres. Le diamètre des diodes est limité puisque la taille de la tête de détection est elle-même limitée à cause de l'adaptabilité au moniteur ICARE-NG. A noter qu'au diamètre de la surface sensible des diodes il faut ajouter l'épaisseur du support. La cavité de la tête C, lieu où sont placées les diodes de détection, a un diamètre total maximal de 20 mm. Concernant la surface sensible en silicium, son diamètre est donc limité à 12 mm au maximum. En effet, pour une surface sensible de 16.8 mm de diamètre, le diamètre total de la diode est de 20.8 mm, et cela augmente pour les surfaces sensibles plus grandes. Les diamètres des diodes sont pris à 12 mm dans un premier temps, et seront fixés définitivement ultérieurement en fonction de l'ouverture de la tête de détection.

1.3. Caractéristiques du blindage

Le blindage permet de limiter le flux des particules arrivant sur les diodes et d'éliminer autant que possible une contribution non souhaitée. Plus le blindage est épais et dense, plus le flux de particules est réduit. Le blindage de la tête de détection de protons de basses énergies est limité à 5 mm d'épaisseur, correspondant à celle du blindage de la tête C, afin d'être compatible avec le moniteur ICARE-NG. Une première géométrie est testée pour la tête de détection avec un blindage identique à celui de la tête C, à savoir un blindage de 5 mm d'aluminium, hormis à l'entrée de la tête où une épaisseur de seulement 55 μm d'aluminium est modélisée afin de laisser passer les protons de basses énergies. Cette épaisseur équivalente d'aluminium correspond à l'isolation multi-couche (MLI - « Multi Layers Insulation ») qui recouvre le satellite et donc le moniteur de radiations. Cette géométrie, avec des diodes de 700 μm d'épaisseur et de 300 μm d'épaisseur et un diamètre de 12 mm espacées de 24 mm, est modélisée avec l'outil GEANT4. La source de particules utilisée pour les simulations GEANT4 (cf section II.4.3) est sphérique avec un rayon de 4.5 cm afin d'englober l'intégralité de la tête de détection de protons de basses énergies. Les particules simulées sont des protons de 1 MeV à 200 MeV avec un pas de 50 keV de 1 MeV à 10 MeV, un pas de 200 keV de 10 MeV à 20 MeV, et un pas de 4 MeV de 20 MeV à 200 MeV, ainsi que des électrons de 100 keV à 5 MeV par pas de 20 keV afin d'avoir une bonne précision tout en limitant le temps de calcul. Pour chaque énergie incidente, 5 millions de particules sont simulées dans la source. A l'aide de GEANT4, les énergies déposées dans les deux diodes sont obtenues : l'énergie déposée dans la première diode est considérée pour les particules détectées en anti-coïncidence, et la somme des énergies déposées dans les deux diodes est considérée pour les particules détectées en coïncidence. Ces données permettent de tracer les fonctions de réponse pour les protons et les électrons détectés selon les deux modes de détection.

1.3.1. Le facteur géométrique

Les fonctions de réponse permettent de connaître la réponse de la tête de détection aux protons et aux électrons, ainsi que la distribution en énergies déposées en fonction de l'énergie incidente. Les énergies déposées sont linéairement distribuées de 0 MeV à 12 MeV dans 256 canaux en énergie déposée, ce qui correspond aux canaux de l'analyseur de hauteur d'impulsion. Les résultats obtenus dépendent de la géométrie de la source ainsi que de ses caractéristiques. Afin de s'en affranchir, le facteur géométrique [42], [89], noté GEF (« geometric factor ») et exprimé en [$\text{cm}^2.\text{sr}$], est calculé pour chaque couple (énergie incidente, énergie déposée). Son expression est donnée dans l'équation ci-dessous avec S la surface de la source, φ et θ les angles caractéristiques de l'émission de la source, N_r le nombre de particules déposant de l'énergie dans la diode pour les énergies incidente et déposée considérées, et N_e le nombre de particules émises pour l'énergie incidente considérée.

$$GEF = S \times \frac{N_r}{N_e} \times \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} d\theta \cos(\theta) \sin(\theta)$$

Après simplification, l'expression du facteur géométrique est donnée ci-dessous avec R le rayon de la source.

$$GEF = 4 \pi^2 R^2 \frac{N_r}{N_e}$$

1.3.2. Fonctions de réponse pour un blindage en aluminium

Les fonctions de réponse sont calculées pour les protons et les électrons pour les deux modes de détection : anti-coïncidence et coïncidence, pour la géométrie constituée du

blindage d'aluminium de 5 mm. L'ouverture de la tête est prise dans un premier temps à 8 mm de diamètre et sera ajustée par la suite. Les résultats sont présentés dans la Figure IV.2 pour les protons et dans la Figure IV.3 pour les électrons.

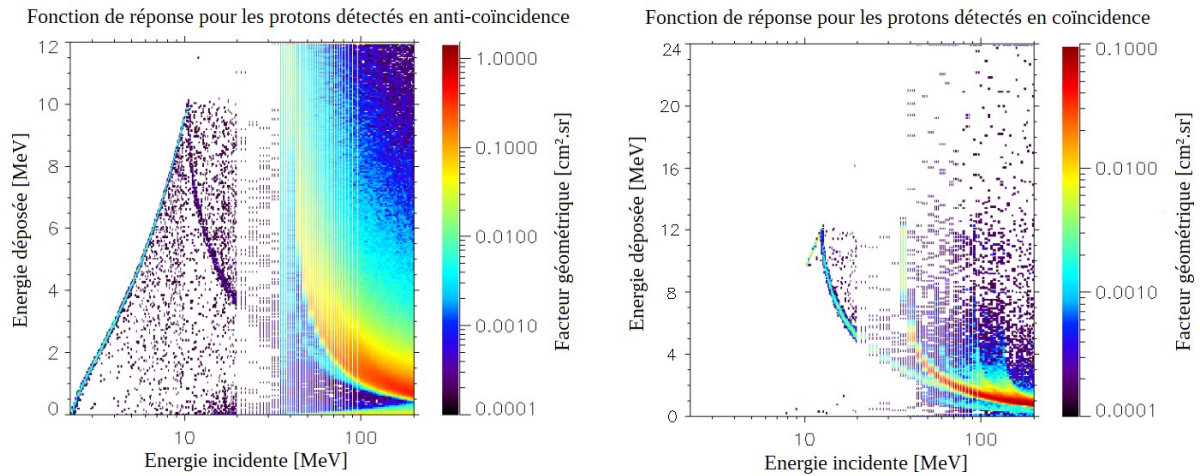


Figure IV.2: Fonctions de réponse pour les protons détectés en anti-coïncidence (gauche) et en coïncidence (droite) avec un blindage en aluminium.

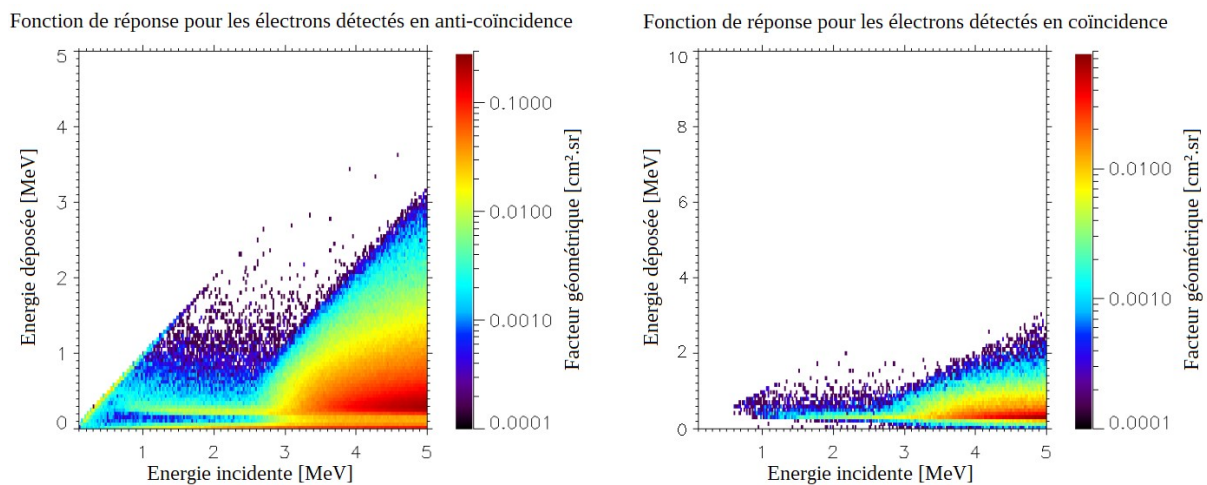


Figure IV.3: Fonctions de réponse pour les électrons détectés en anti-coïncidence (gauche) et en coïncidence (droite) avec un blindage en aluminium.

Ces figures représentent le facteur géométrique en fonction de l'énergie incidente des particules simulées et de l'énergie qu'elles ont déposée dans la première diode dans le cas de l'anti-coïncidence et dans les deux diodes dans le cas de la coïncidence. Plus le facteur géométrique est élevé et plus la tête de détection est sensible à ces particules. Les fonctions de réponse protons pour les deux modes de détection présentent une contribution des protons de basses énergies (2 – 12 MeV pour l'anti-coïncidence et 12 – 20 MeV pour la coïncidence), ainsi qu'une contribution des protons dont l'énergie est supérieure à 35 MeV. Les protons de plus de 35 MeV ont suffisamment d'énergie pour traverser le blindage entièrement composé d'aluminium. En effet, un blindage de 5 mm d'aluminium permet d'arrêter les protons ayant une énergie inférieure à 35 MeV d'après la Figure II.20, mais laisse passer ceux qui ont une énergie supérieure. Le facteur géométrique de ces protons est beaucoup plus élevé que celui des protons de basses énergies. En ce qui concerne les fonctions de réponse électrons, peu d'électrons sont détectés en coïncidence. Cependant, pour le mode de l'anti-coïncidence, une

quantité non négligeable d'électrons dépose de l'énergie dans la première diode. Ces électrons déposent des énergies similaires à celles déposées par les protons de basses énergies, avec un facteur géométrique élevé, ce qui laisse présager un mauvais rapport signal (protons de basses énergies) sur bruit (autres particules). En effet, les électrons dont l'énergie initiale est inférieure à 1 MeV et déposant toute leur énergie dans la première diode ont un facteur géométrique de l'ordre de $0.015 \text{ cm}^2.\text{sr}$. Les protons dont l'énergie initiale est comprise entre 2 MeV et 3 MeV déposent de l'énergie dans les mêmes canaux que ces électrons avec un facteur géométrique de l'ordre de $0.003 \text{ cm}^2.\text{sr}$. Par ailleurs, les électrons de plus de 2.5 MeV d'énergie initiale ont un facteur géométrique élevé et déposent de l'énergie dans les mêmes canaux que ces protons de basses énergies. Enfin, les protons de plus de 35 MeV déposent de l'énergie dans les mêmes canaux que les protons de basses énergies avec des facteurs géométrique plus élevés que dans le cas des protons de quelques MeV. La contribution des protons de plus de 35 MeV ainsi que celle des électrons doit être réduite afin d'effectuer des mesures des protons de basses énergies de bonne qualité.

1.3.3. Blindage Al-W-Al

Dans le but de limiter fortement la contribution des protons de hautes énergies ainsi que celle des électrons, il est indispensable que le blindage soit constitué d'un matériau plus dense que l'aluminium. En effet, il est impossible d'augmenter l'épaisseur du blindage en aluminium à cause de la présence des autres têtes de détection. D'après le chapitre II pour une même épaisseur, le tungstène, plus dense que l'aluminium, permet de mieux arrêter les protons et les électrons. Cependant, plus un matériau est dense et plus il favorise la production de rayonnement de freinage des électrons. Ce dernier dépend aussi de l'énergie cinétique des électrons. Il est donc nécessaire de réduire l'énergie des électrons à l'aide d'un matériau moins dense tel que l'aluminium avant leur arrivée dans le tungstène afin de limiter le Bremsstrahlung. D'après le chapitre II, plus l'énergie d'un électron est élevée plus il produit du rayonnement de freinage lors de son interaction avec un matériau. Les résultats des simulations GEANT4 pour le passage de 10 électrons de 2 MeV dans 3 mm de tungstène entouré de 1 mm d'aluminium, et sans aluminium, sont présentés dans la Figure IV.4. Plus l'épaisseur d'aluminium est élevée, plus les électrons sont freinés avant leur arrivée dans le tungstène et plus la production de photons par rayonnement de freinage est limitée.

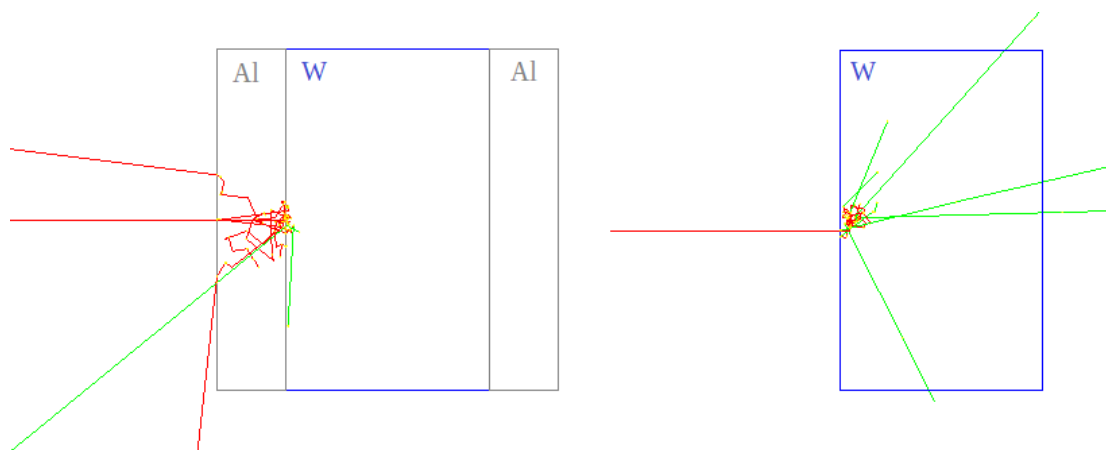


Figure IV.4: Passage de 10 électrons (en rouge) dans du tungstène entouré d'aluminium (gauche) et sans aluminium (droite) d'après GEANT4. Les photons sont représentés en vert.

Bien que la production de photons ne soit pas nulle avec l'utilisation du tungstène couplé à de l'aluminium, elle est cependant moindre. Afin de limiter au mieux la contribution des protons énergétiques et des électrons, le blindage de la tête de détection de protons de basses énergies doit être constitué d'une structure en sandwich avec un matériau dense au

centre et un matériau léger de part et d'autre, comme par exemple Al-W-Al. Dans ce but, les fonctions de réponse sont calculées pour les protons et les électrons détectés en anti-coïncidence et en coïncidence dans le cas où le blindage est constitué d'une structure sandwich 1 mm d'aluminium – 3 mm de tungstène – 1 mm d'aluminium. Les fonctions de réponse protons sont présentées dans la Figure IV.5, et celles des électrons dans la Figure IV.6.

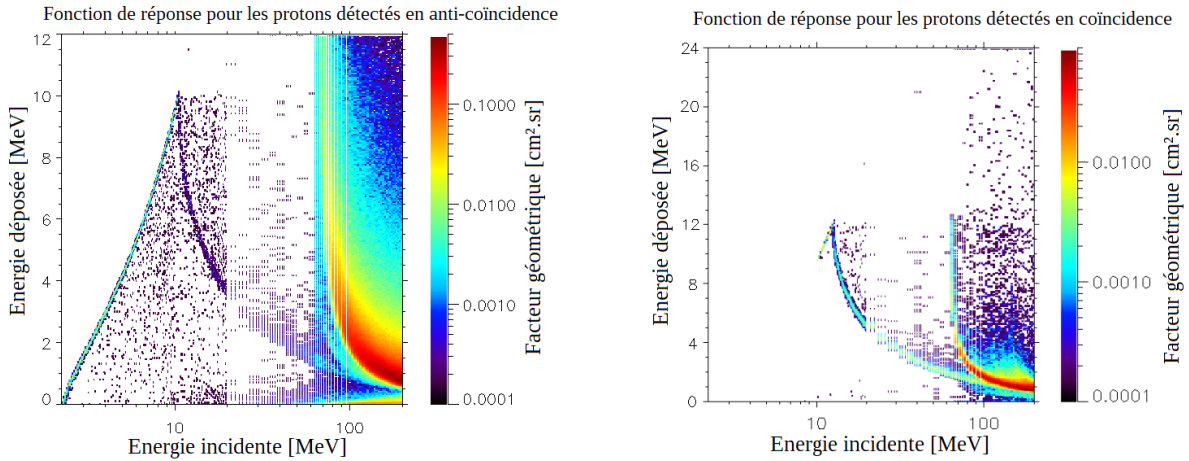


Figure IV.5: Fonctions de réponse pour les protons détectés en anti-coïncidence (gauche) et en coïncidence (droite) avec un blindage en structure sandwich Al-W-Al.

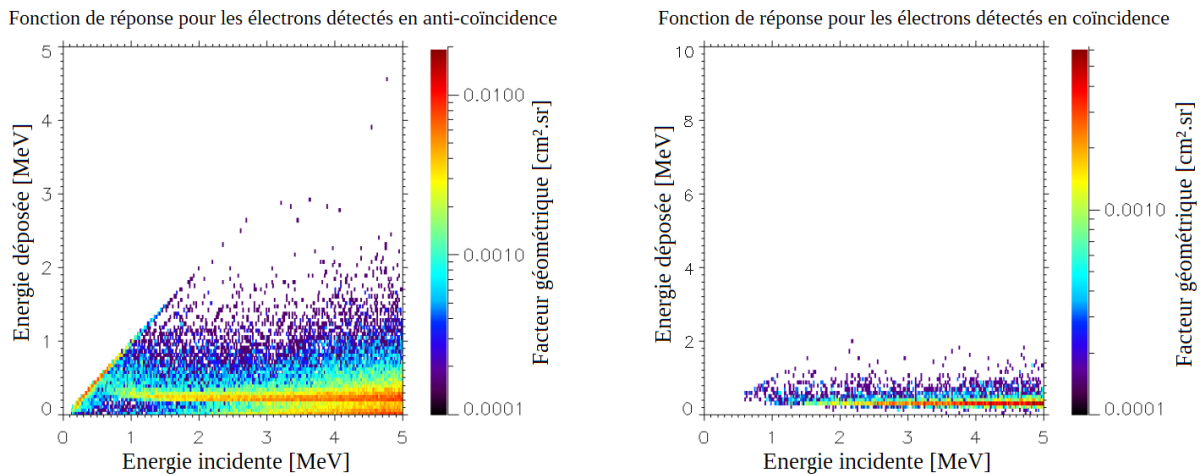


Figure IV.6: Fonctions de réponse pour les électrons détectés en anti-coïncidence (gauche) et en coïncidence (droite) avec un blindage en structure sandwich Al-W-Al.

Avec un blindage composé de 3 mm de tungstène entouré de 1 mm d'aluminium, et donc plus dense qu'un blindage simplement constitué d'aluminium, seuls les protons ayant une énergie supérieure à 65 MeV parviennent à traverser ce blindage d'après la Figure IV.5. En effet, le parcours des protons dans le tungstène est plus faible que dans le cas de l'aluminium pour une énergie donnée (cf Figure II.20 et Figure II.21), ce qui permet de grandement limiter la contribution des protons énergétiques. Outre l'arrêt des protons de moins de 65 MeV, le facteur géométrique des protons de hautes énergies est plus faible que dans le cas où le blindage est entièrement constitué d'aluminium.

Les fonctions de réponse pour les électrons présentées dans la Figure IV.6 montrent une contribution beaucoup plus faible des électrons en comparaison avec les fonctions de réponse des électrons pour un blindage entièrement constitué d'aluminium présentées dans la

Figure IV.3. En particulier, la contribution des électrons de plus de 2.5 MeV en énergie incidente est fortement réduite. Par ailleurs, il est important de noter que les facteurs géométriques sont plus faibles dans le cas d'un blindage en structure sandwich Al-W-Al, ce qui entraîne une détection plus faible des électrons.

Finalement, le blindage Al-W-Al est très efficace pour limiter la contribution des protons énergétiques ainsi que celle des électrons. En effet, seuls les protons ayant une énergie supérieure à 65 MeV traversent le blindage contre 35 MeV pour un blindage entièrement constitué d'aluminium. Même si l'utilisation du tungstène entraîne une masse plus élevée de la tête de détection ainsi que des contraintes supplémentaires pour le montage et le maintien de la structure de celle-ci lors de sa fabrication, le gain en terme de qualité de mesure des protons de quelques MeV est tel que l'utilisation du tungstène combiné avec l'aluminium afin de limiter de rayonnement de freinage des électrons est choisi. Pour décaler cette limite de détection des protons de hautes énergies à 100 MeV par exemple, l'épaisseur de tungstène doit être de l'ordre de 8 mm, ce qui double la masse de la tête de détection. Le meilleur compromis est de choisir d'arrêter les protons dont l'énergie est inférieure à 65 MeV afin de limiter au mieux la contribution des protons de hautes énergies tout en ayant une masse et un volume compatibles avec le moniteur de radiations ICARE-NG. En ce qui concerne les électrons, bien que leur contribution soit grandement limitée grâce à l'utilisation d'un blindage en structure sandwich Al-W-Al, ceux dont l'énergie incidente est inférieure à 1.5 MeV atteignent la première diode avec un fort facteur géométrique. Ces électrons ne traversent pas le blindage puisqu'ils atteignent la première diode en passant par l'ouverture de la tête de détection. L'utilisation de blindage au niveau de l'ouverture de la tête de détection pour arrêter ces électrons n'est pas envisageable. Cela arrêterait par la même occasion les protons de basses énergies faisant partie du signal utile.

1.4. Utilisation d'un aimant

Les électrons sont arrêtés par le blindage constitué de tungstène entouré d'aluminium. Cependant, afin de détecter les protons de quelques MeV l'ouverture de la tête de détection ne doit pas présenter de blindage, hormis l'isolation multicouche (MLI) recouvrant les satellites afin de laisser passer les protons de basses énergies. Les électrons peuvent donc passer par cette ouverture et atteindre les diodes de détection. En particulier, les électrons de faibles énergies sont très nombreux. Si leur contribution n'est pas limitée dès l'entrée de la tête de détection, ils risquent de causer des saturations au niveau de l'électronique à cause de comptages trop élevés ou de dominer les comptages et masquer ceux des protons de basses énergies. Le seul moyen de réduire leur contribution est alors de les dévier à l'aide d'un champ magnétique avant qu'ils n'atteignent le détecteur. Ce champ magnétique peut être produit par des aimants positionnés à l'entrée de la tête de détection. Ils doivent être compatibles pour les applications spatiales et avec le moniteur de radiations ICARE-NG, tout en produisant un champ magnétique suffisamment fort pour dévier les électrons. Des aimants permanents sont utilisés qui, contrairement aux électro-aimants, n'ont pas besoin d'alimentation. Les principaux aimants permanents utilisés dans le domaine du spatial appartiennent aux familles samarium-cobalt (Sm-Co) et néodyme-fer-bore (NdFeB). Pour la tête de détection de protons de basses énergies des aimants Sm-Co sont préférés à des aimants NdFeB pour leur plus grande stabilité aux températures élevées. Un aimant Sm-Co conserve ses propriétés standards jusqu'à 200°C, contrairement à un aimant NdFeB qui possède une température maximale d'utilisation de 80°C au-delà de laquelle l'aimantation se dégrade voire disparaît [90].

Les dimensions des aimants sont grandement limitées par rapport à la compatibilité avec le moniteur de radiations ICARE-NG. En particulier, deux portions (cylindriques, parallélépipédiques...) de polarités opposées doivent être utilisées afin de produire un champ magnétique transverse aux trajectoires des électrons. Les diamètres interne et externe de ces portions sont limités par la largeur maximale possible pour la tête protons de basses énergies

d'une part, et par le diamètre de l'ouverture de la tête de détection d'autre part. La hauteur des aimants est un compromis entre la quantité d'électrons déviés, et la hauteur totale de la tête qui est limitée afin de ne pas dépasser la hauteur du boîtier contenant l'électronique. En effet, plus les aimants ont une hauteur élevée, plus les trajectoires des électrons sont déviées. Par ailleurs, plus un aimant est épais, plus la force magnétique est élevée. Afin d'évaluer la déviation des électrons dans un champ magnétique produit par les deux aimants, l'équation relativiste de la propagation des électrons dans un champ magnétique non-uniforme est établie. Les détails de son établissement et de sa résolution numérique à l'aide de la méthode de Runge-Kutta 4 [91] sont présentés dans l'ANNEXE A. Le champ magnétique produit par les deux aimants est simulé à l'aide du logiciel PS-PERMAG [92]. Ce logiciel permet de choisir la forme des aimants et les dimensions associées, le nombre et le type de pôles magnétiques, ainsi que la rémanence exprimée en Tesla. Il est ensuite possible de calculer le vecteur champ magnétique dans la cavité entre les deux aimants et à l'extérieur de ceux-ci, en coordonnées polaires ou cartésiennes. Pour obtenir le champ magnétique en tout point, les valeurs obtenues avec le logiciel PS-PERMAG sont interpolées linéairement selon les trois axes [93] (cf. ANNEXE B) pour la résolution numérique de l'équation du mouvement des électrons dans le champ magnétique des aimants ainsi que pour les simulations GEANT4 afin de prendre en compte le champ magnétique dans les simulations basées sur la méthode de Monte-Carlo. Plusieurs géométries d'aimants ont été testées afin de réduire au maximum la contribution des électrons tout en ayant une hauteur compatible avec ICARE-NG. Celle retenue est l'utilisation de deux portions cylindriques de 5 mm d'épaisseur avec un rayon interne de 6 mm et une hauteur de 20 mm. Les aimants possédant cette géométrie avec une rémanence de 1 T sont simulés dans le logiciel PS-PERMAG. Le champ magnétique associé est présenté dans la Figure IV.7.

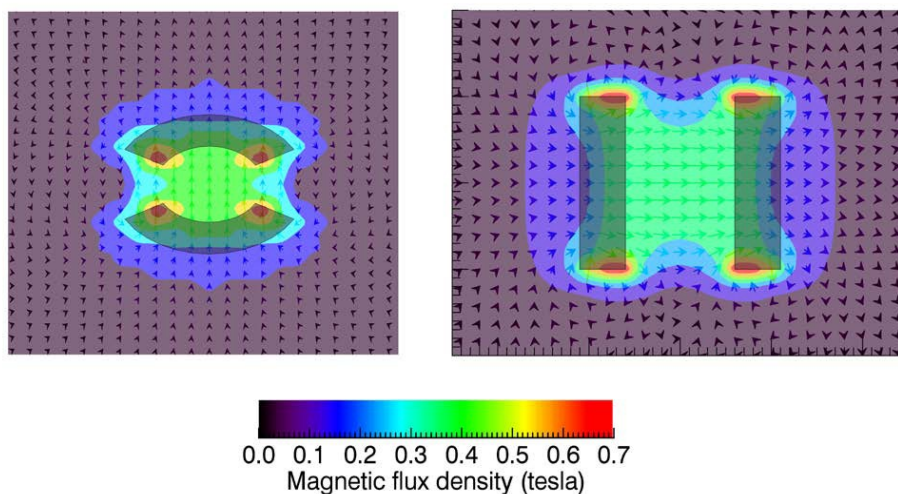


Figure IV.7: Champ magnétique produit par les aimants selon une coupe horizontale (gauche) et une coupe verticale (droite).

Dans la cavité entre les deux aimants, la densité de flux magnétique est de l'ordre de 0.36 T. Les trajectoires des électrons dans le champ magnétique produit par de tels aimants sont présentées dans la Figure IV.8 pour des électrons de diverses énergies de 50 keV à 5 MeV avec une incidence normale. La position des aimants ainsi que la direction du champ magnétique y figurent également.

La majorité des électrons est déviée par ces aimants. Dans la tête de détection de protons de basses énergies, l'ouverture de la tête ainsi que celle du collimateur avant l'entrée dans la cavité où sont les diodes sont ajustées de telle sorte à limiter les directions d'arrivée des particules tout en ayant un flux entrant suffisant, et à limiter le passage des électrons dans

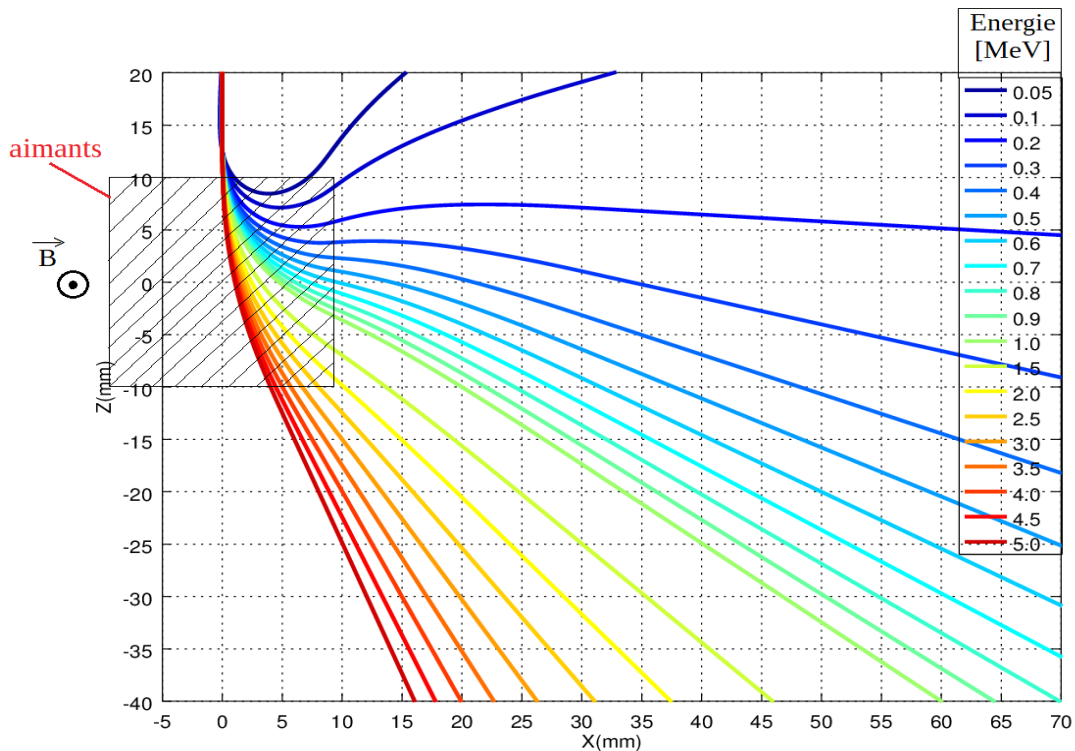


Figure IV.8: Trajectoires des électrons dans le champ magnétique des aimants pour des énergies de 50 keV à 5 MeV avec une incidence normale.

les diodes pour ceux qui n'ont pas été assez déviés par le champ magnétique des aimants, en particulier lorsque l'incidence n'est pas normale. De ce fait, l'ouverture de la tête de détection ainsi que celle du collimateur avant l'entrée dans la cavité des diodes doivent avoir un rayon inférieur à 6 mm. De plus, l'utilisation des aimants entraîne des précautions supplémentaires à prendre pour être compatible avec le moniteur ICARE-NG. En effet, la tête de détection B mesure principalement les électrons. Les aimants ne doivent donc pas interagir avec les autres têtes de détection, ni même les autres éléments du satellite. Même si la Figure IV.7 montre que le champ magnétique produit par les aimants s'estompe rapidement à l'extérieur de ceux-ci, un cerclage en acier les entoure afin de constituer un blindage magnétique et de refermer les lignes de champ magnétique. Cela entraîne un confinement du champ magnétique à l'intérieur de la tête de détection des protons de basses énergies, et une augmentation du champ magnétique à l'intérieur de celle-ci.

Les fonctions de réponse pour les protons sont identiques avec ou sans aimants puisqu'ils ne sont pas affectés par leur champ magnétique. Les fonctions de réponse pour les électrons détectés en anti-coïncidence et en coïncidence avec l'utilisation des aimants sont présentées dans la Figure IV.9.

Les fonctions de réponse pour les électrons dans le cas où les aimants sont utilisés, présentées dans la Figure IV.9, comportent moins d'électrons avec une énergie incidente inférieure à 2 MeV que dans le cas où les aimants ne sont pas utilisés (cf Figure IV.6). Ces fonctions de réponse permettent de mettre en évidence le rôle des aimants, qui dévient suffisamment les électrons avec une énergie inférieure à 2 MeV afin qu'ils ne soient pas détectés par les diodes. L'utilisation des aimants est donc importante pour améliorer la détection des protons de 2-20 MeV en réduisant grandement la contribution des électrons dont l'énergie incidente est inférieure à 2 MeV, même si cela entraîne des contraintes supplémentaires. En effet, un cerclage en acier doit être utilisé afin de confiner le champ magnétique à l'intérieur de la tête de détection pour ne pas qu'il y ait d'interaction avec les autres têtes de détection du moniteur de radiations ICARE-NG. Par ailleurs, leur utilisation

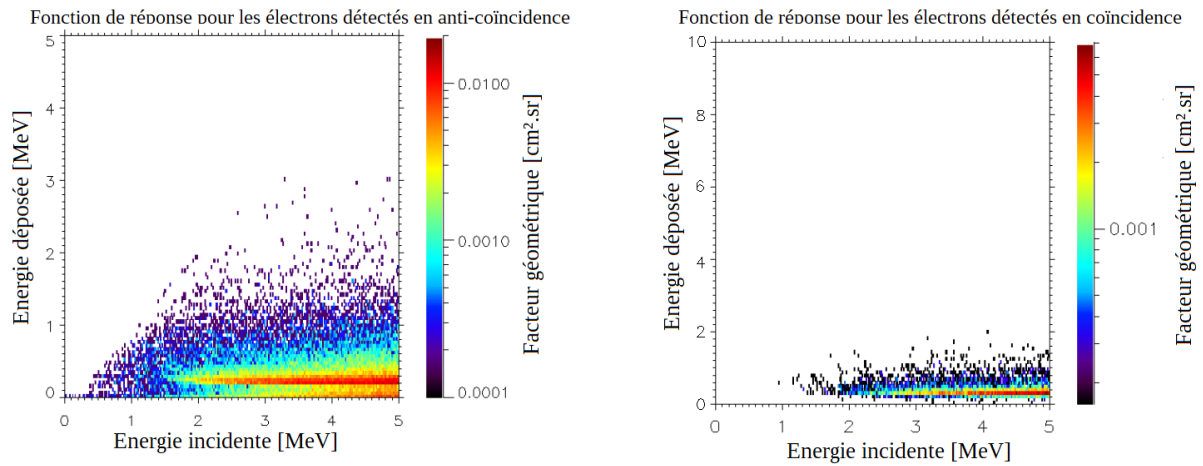


Figure IV.9: Fonctions de réponse pour les électrons détectés en anti-coïncidence (gauche) et en coïncidence (droite) avec un blindage en structure sandwich Al-W-Al et l'utilisation d'aimants.

entraîne des difficultés supplémentaires lors du montage de la tête de détection afin de ne pas casser les aimants lors de leur intégration dans la tête de détection par exemple. De plus, leur utilisation implique une tête de détection plus grande afin de les intégrer dans la géométrie et d'avoir une hauteur suffisante pour que les électrons soient suffisamment déviés. Ceci a pour conséquence une masse plus élevée. L'apport des aimants est non négligeable pour la mesure des protons de quelques MeV, c'est pour cela qu'ils sont utilisés, malgré les contraintes que cela ajoute.

1.5. Diamètre des diodes

La surface des diodes est choisie de telle sorte à optimiser la mesure des protons de basses énergies, qui passent seulement par l'ouverture de la tête de détection, par rapport aux protons de hautes énergies capables d'atteindre les diodes quelle que soit leur direction d'arrivée. L'importance du choix de la surface des diodes est illustrée dans la Figure IV.10 pour un blindage quelconque.

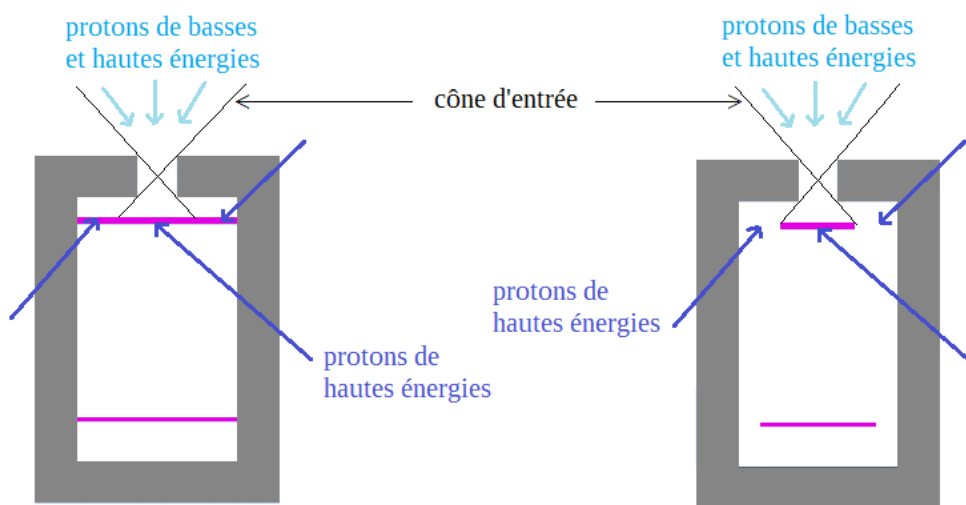


Figure IV.10: Détection des protons en fonction du diamètre des diodes.

Le cas où les diodes ont une grande surface représente le pire cas. En effet, les protons de quelques MeV ne traversent pas le blindage et ne parviennent à atteindre les diodes qu'en passant par l'ouverture de la tête de détection. Les protons de hautes énergies peuvent atteindre les diodes quelle que soit leur direction d'arrivée puisqu'ils sont capables de traverser le blindage. La réduction des surfaces des diodes permet de mesurer la même contribution des protons de quelques MeV, tout en réduisant celle des protons de hautes énergies qui atteignent les diodes en traversant le blindage. En particulier, il est intéressant de choisir une surface plus petite pour la diode la plus proche de l'ouverture par rapport à celle de l'autre diode. Idéalement, cette surface est déterminée à partir du cône d'entrée de la tête de détection et des dimensions standards des fabricants. L'ouverture de la tête de détection est de 8 mm de diamètre. D'après le stock de diodes en silicium disponible chez Micron, la diode de 700 μm d'épaisseur peut avoir un diamètre de 8 mm. La deuxième diode de 300 μm d'épaisseur garde un diamètre de 12 mm. Cette configuration permet de réduire la contribution des protons de hautes énergies ainsi que celle des électrons. En effet, la quantité de protons de 2-20 MeV mesurés est identique, tandis que la contribution des protons énergétiques ainsi que celle des électrons sont grandement limitées, ce qui permet une bien meilleure détection des protons de 2-20 MeV. Contrairement aux choix précédents, celui-ci n'entraîne pas de contraintes particulières pour l'adaptabilité au moniteur de radiations ICARE-NG, ni de pénalités en termes de masse et de volume.

2. Géométrie de la tête de détection de protons de basses énergies

La géométrie de la tête de détection de protons de basses énergies est contrainte par les éléments décrits dans les paragraphes précédents. Par ailleurs, les aimants en samarium-cobalt sont relativement denses (les numéros atomiques du cobalt et du samarium sont respectivement 27 et 62), les électrons sont donc susceptibles de diffuser sur ceux-ci (cf section II.5.3). Des ailettes en aluminium sont ajoutées afin de piéger les électrons diffusés par le collimateur (aimants) avant qu'ils n'atteignent les diodes. La géométrie de la tête de détection est illustrée dans la Figure IV.11.

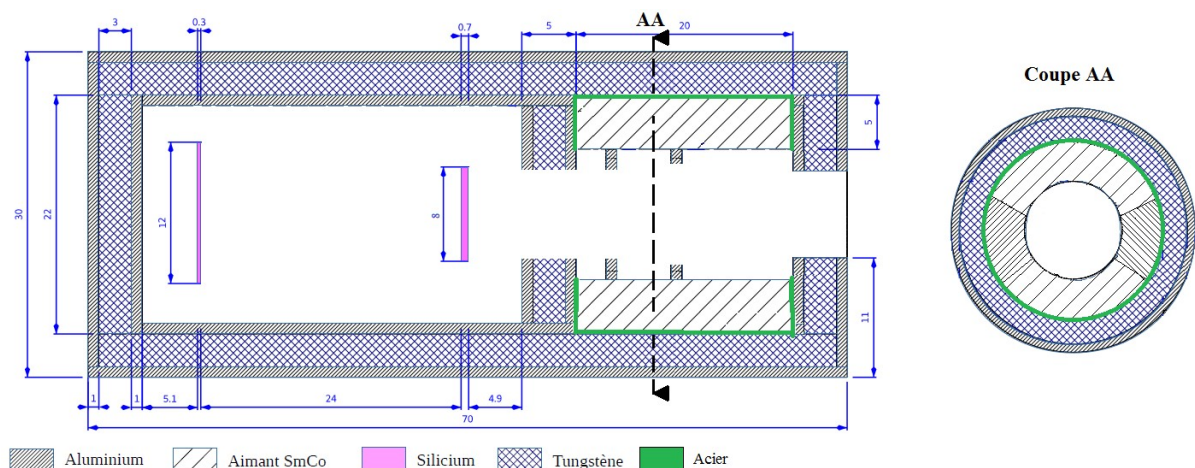


Figure IV.11: Géométrie de la tête de détection de protons de basses énergies.

Les dimensions finales de cette tête de détection ainsi que de ses composants ont été ajustées grâce à la modélisation de plusieurs géométries dans GEANT4. La Figure IV.11 représente la géométrie optimale dont les diverses dimensions permettent au mieux de limiter la contribution des protons de hautes énergies et des électrons afin de mesurer correctement la contribution des protons de 2-20 MeV.

Les fonctions de réponse pour les protons et les électrons détectés en anti-coïncidence et en coïncidence avec un diamètre de 8 mm pour la diode de 700 μm d'épaisseur et un diamètre de 12 mm pour celle de 300 μm d'épaisseur, un blindage en structure sandwich Al-W-Al et l'utilisation des aimants sont calculées à l'aide de GEANT4. Les fonctions de réponse des protons sont illustrées dans la Figure IV.12 dans le cas de l'anti-coïncidence, et dans la Figure IV.13 dans le cas de la coïncidence.

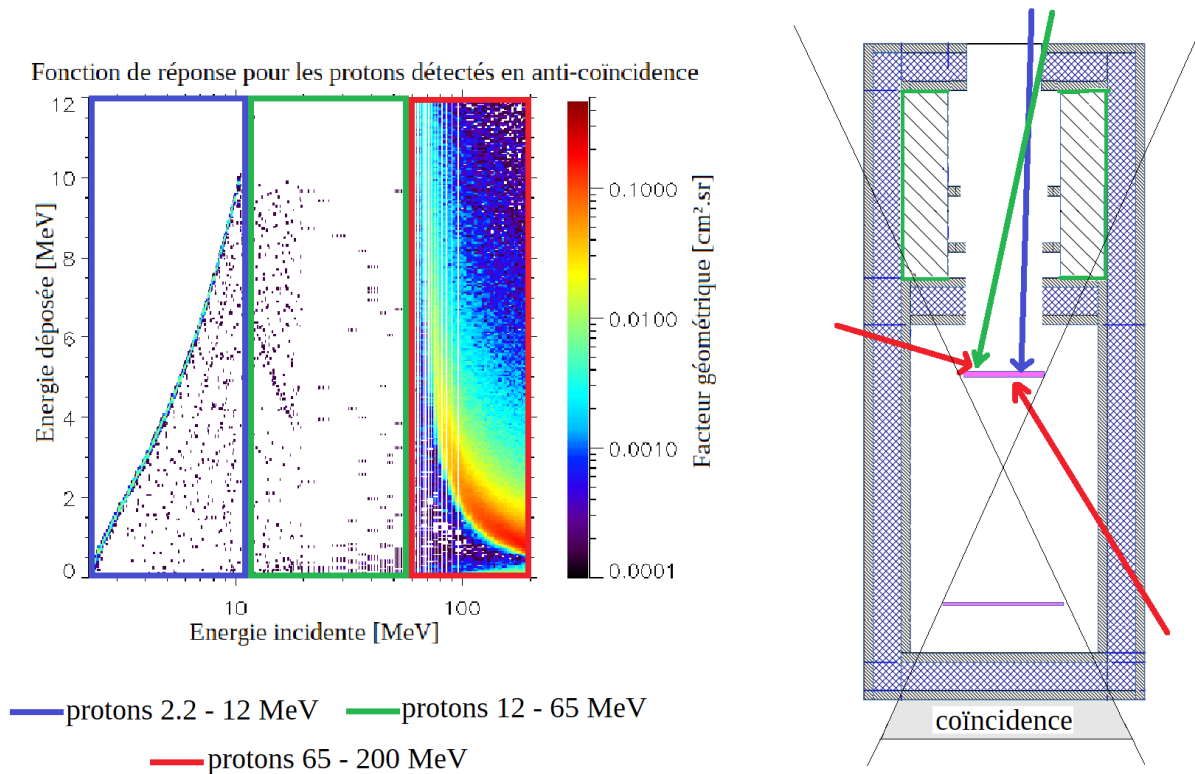


Figure IV.12: Fonctions de réponse pour les protons détectés en anti-coïncidence avec les 3 régions (gauche) et les trajectoires des particules correspondantes dans la tête de détection (droite).

D'après la Figure IV.12 et la Figure IV.13, le facteur géométrique des protons de plus de 65 MeV dans le cas de l'anti-coïncidence ainsi que celui de la coïncidence est plus faible que dans le cas où les diodes ont toutes les deux un diamètre non optimisé de 12 mm (cf Figure IV.5).

Concernant la fonction de réponse pour les protons détectés en anti-coïncidence trois parties peuvent être mises en évidence comme illustré dans la Figure IV.12. La première partie illustrée en bleu représente les protons avec une énergie incidente de 2.2 MeV à 12 MeV qui font partie du signal utile. Ces protons passent uniquement par l'entrée de la tête de détection et déposent toute leur énergie dans la première diode. La deuxième partie illustrée en rouge représente les protons dont l'énergie incidente est supérieure à 65 MeV. Ces protons ont assez d'énergie pour traverser le blindage de la tête de détection et déposer de l'énergie dans la première diode. Ces protons, qui peuvent atteindre la première diode pour toutes les directions en-dehors du cône défini par les deux diodes, constituent le bruit de fond. Par ailleurs, le facteur géométrique est plus élevé dans le cas des protons énergétiques. En effet, les protons de 2.2-12 MeV ne peuvent atteindre la première diode qu'en passant par l'ouverture de la tête de détection et donc le champ de vue est faible, contrairement aux protons énergétiques qui peuvent traverser le blindage et donc avec un champ de vue plus grand. Pour réduire la contribution des protons de plus de 65 MeV il faudrait utiliser un blindage plus épais, ce qui

n'est pas envisageable ici puisque la tête de détection doit être compatible avec la géométrie du moniteur ICARE-NG. La troisième partie illustrée en vert représente les protons de 12-65 MeV passant par l'entrée principale de la tête de détection. Ils traversent la première diode et ont assez d'énergie pour déposer de l'énergie également dans la deuxième diode. Ils sont donc détectés dans la grande majorité des cas en coïncidence, ce qui permet de réduire leur contribution dans le cas de l'anti-coïncidence. C'est pour cela qu'il n'y a que très peu de protons de 12-65 MeV détectés en anti-coïncidence. Les quelques protons de 12-65 MeV parvenant à être détectés en anti-coïncidence ont une trajectoire particulière comme illustré dans la Figure IV.12, où ils interagissent légèrement avec le blindage avant de déposer le restant de leur énergie dans la première diode où ils sont arrêtés. Leur facteur géométrique est cependant très faible.

Concernant la fonction de réponse des protons détectés en coïncidence deux parties peuvent être mises en évidence comme illustré dans la Figure IV.13.

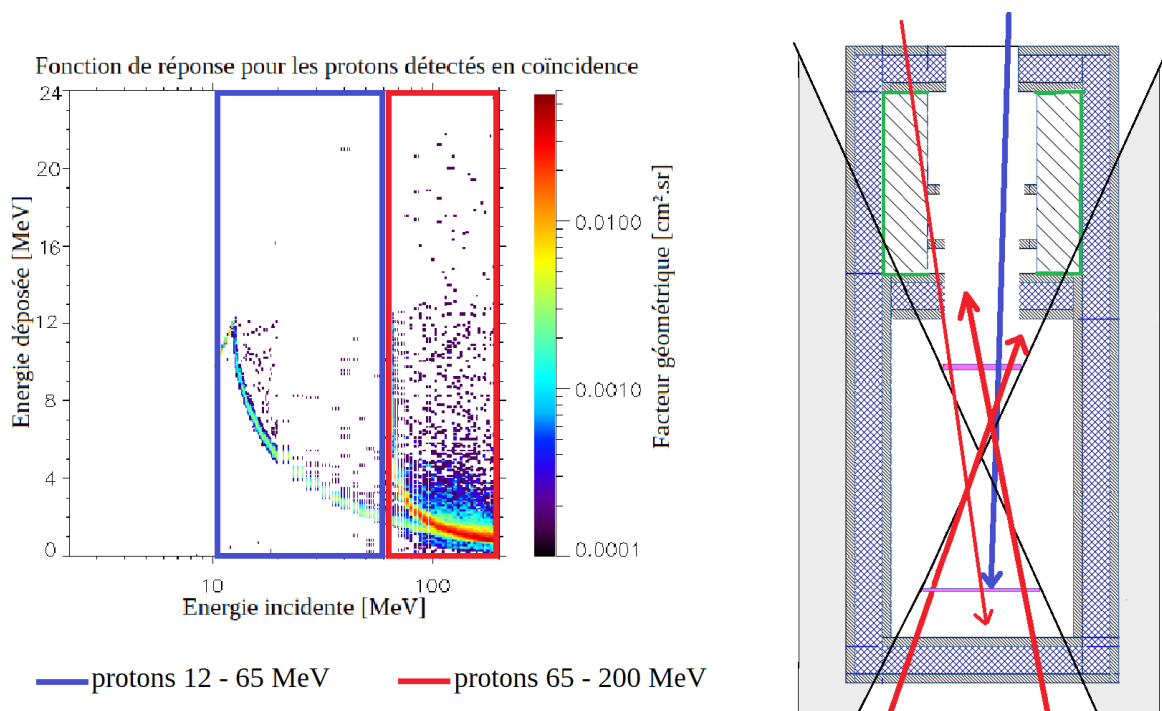


Figure IV.13: Fonctions de réponse pour les protons détectés en coïncidence avec les 2 régions (gauche) et les trajectoires des particules correspondantes dans la tête de détection (droite).

La première partie illustrée en bleu concerne les protons ayant une énergie incidente entre 12 MeV et 65 MeV. Ces protons passent par l'ouverture de la tête de détection et déposent de l'énergie dans les deux diodes. La deuxième partie illustrée en rouge concerne les protons avec une énergie supérieure à 65 MeV capables de traverser le blindage pour ensuite déposer de l'énergie dans les deux diodes. Les protons sont détectés en coïncidence seulement si leur direction d'arrivée est comprise dans le cône défini par les deux diodes (en-dehors de la zone grisée définissant les directions d'arrivée pour lesquelles les particules sont détectées en anti-coïncidence). Tout comme pour le cas de l'anti-coïncidence, le facteur géométrique est plus élevé pour les protons énergétiques car leur champ de vue est sensiblement plus élevé. Pour réduire leur contribution l'épaisseur du blindage doit être plus élevée, ce qui n'est pas possible dans le cadre de ces travaux à cause de la compatibilité au moniteur ICARE-NG. Si la tête de détection était développée sans la contrainte de compatibilité, il serait tout à fait judicieux d'augmenter les épaisseurs de tungstène et d'aluminium afin d'avoir un blindage

plus performant capable de mieux arrêter les protons énergétiques. Ceci permettrait d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit, avec la contrainte d'avoir une tête de détection plus massive et volumineuse. Le compromis pour la compatibilité avec ICARE-NG est d'accepter d'avoir des protons de plus de 65 MeV.

D'après les fonctions de réponse illustrées dans la Figure IV.12 et la Figure IV.13, les protons de 2 MeV à 20 MeV sont mesurés grâce aux deux modes de détection. En particulier, les protons de 2 MeV à 12 MeV sont mesurés grâce au mode de l'anti-coïncidence, et les protons de 12 MeV à 20 MeV sont mesurés grâce au mode de la coïncidence. Dans les deux cas les protons de hautes énergies (> 65 MeV) traversent le blindage et sont détectés avec un facteur géométrique plus élevé en comparaison avec celui des protons de 2 MeV à 20 MeV. Cependant, le calcul du facteur géométrique ne favorise aucune énergie incidente pour les particules, et ne rend compte que des capacités de ces dernières à traverser le blindage et à atteindre les diodes de détection. Or, les flux des particules dans les ceintures de radiations dépendent des énergies incidentes des particules. En particulier, les flux des protons de hautes énergies sont beaucoup plus faibles que ceux des protons de faibles énergies. Une plus faible contribution des protons de hautes énergies est donc attendue.

Les fonctions de réponse pour les électrons détectés en anti-coïncidence et en coïncidence sont illustrées dans la Figure IV.14.

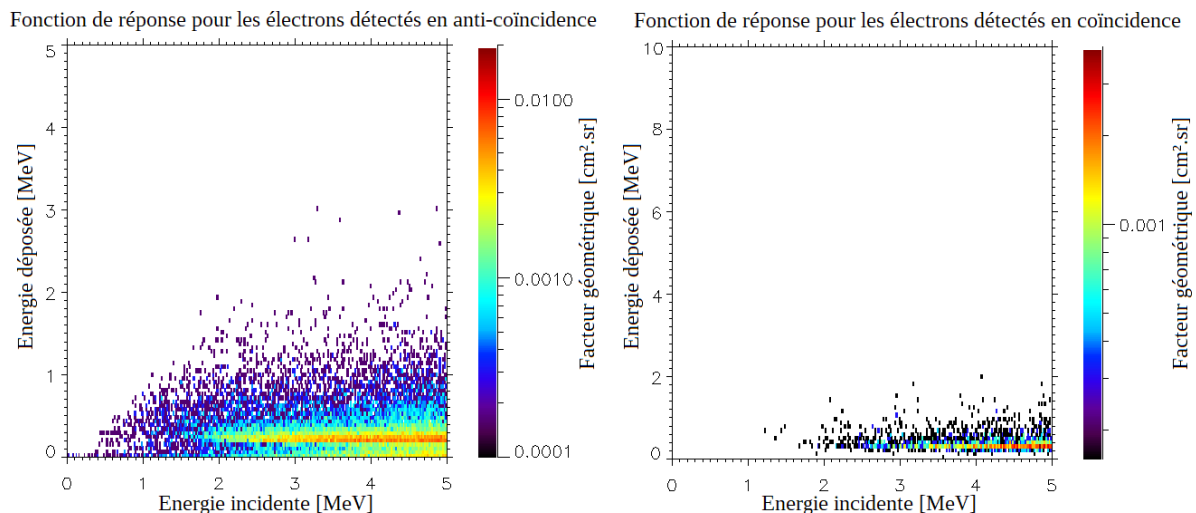


Figure IV.14: Fonctions de réponse pour les électrons détectés en anti-coïncidence (gauche) et en coïncidence (droite).

D'après la Figure IV.14 le facteur géométrique des électrons selon les deux modes de détection est plus faible que dans le cas où le diamètre des deux diodes est de 12 mm (cf Figure IV.9). Ensuite, le facteur géométrique des électrons est faible comparé à celui obtenu dans le cas des protons dans la Figure IV.12 et la Figure IV.13. Ceci est notamment dû à l'utilisation des aimants qui permettent de fortement limiter la contribution des électrons, ainsi que du blindage en structure sandwich Al-W-Al. Par ailleurs, les électrons mesurés sont concentrés dans les bas canaux, pour des énergies déposées inférieures à 2 MeV. D'ailleurs, les dépôts d'énergie sont en grande partie causés par les photons produits par rayonnement de freinage lors de la traversée du blindage par les électrons. Dans le cas de la coïncidence très peu d'électrons sont détectés car les énergies des électrons piégés dans les ceintures de radiations ne sont pas assez élevées pour leur permettre de traverser le blindage et de déposer de l'énergie dans les deux diodes, sans compter le blindage Al-W-Al ainsi que les aimants. Le facteur géométrique est plus élevé pour des énergies déposées inférieures à 0.5 MeV dans le cas de l'anti-coïncidence, et inférieures à 1 MeV dans le cas de la coïncidence. Cette contribution des électrons est écartée grâce à l'application d'un seuil en énergie déposée. Tout

comme pour les autres têtes de détection, le seuil de détection choisi est de 0.5 MeV dans chaque diode, ce qui permet d'écartier la contribution des électrons déposant moins de 0.5 MeV dans le cas de l'anti-coïncidence, et moins de 1 MeV au total dans les deux diodes dans le cas de la coïncidence. Cela permet de filtrer les dépôts de faibles énergies ainsi que le bruit de l'électronique.

La validation définitive de cette géométrie et surtout du diamètre de l'ouverture de la tête de détection dépend de l'analyse des comptages pour éviter une saturation de l'électronique.

3. Saturation de l'analyseur de hauteur d'impulsion

D'après les expériences en vol avec le moniteur ICARE-NG, afin d'éviter la saturation de l'électronique de lecture, la somme des coups enregistrés par les 256 canaux de l'analyseur de hauteur d'impulsion ne doit pas dépasser 200 000 coups par seconde. Par ailleurs, les compteurs utilisés dans le moniteur ICARE-NG sont codés sur 16 bits, ce qui permet de coder 65 536 (ou 2^{16}) combinaisons différentes. Le nombre de coups enregistrés par canal ne doit donc pas excéder 65 535. Le taux de comptage des particules doit donc être calculé pour les deux modes de détection à partir de la géométrie présentée dans la Figure IV.11. Ceci permet de vérifier que la géométrie adoptée n'entraîne pas une saturation de l'électronique d'une part, et que les protons de basses énergies sont correctement mesurés d'autre part.

3.1. Le taux de comptage des particules par canal

Les flux de particules varient grandement en fonction de la distance du satellite à la Terre. Les cartes des flux prédits par les modèles AE8 et AP8 (cf chapitre I) en fonction du paramètre de McIlwain L et de l'énergie cinétique des particules sont présentées dans la Figure IV.15 pour les protons et les électrons le long d'une trajectoire qui suit l'équateur magnétique. Dans le cas des électrons, la correction de GREEN-e décrite dans le chapitre I pour les électrons de hautes énergies et à $L < 2.5$ est appliquée.

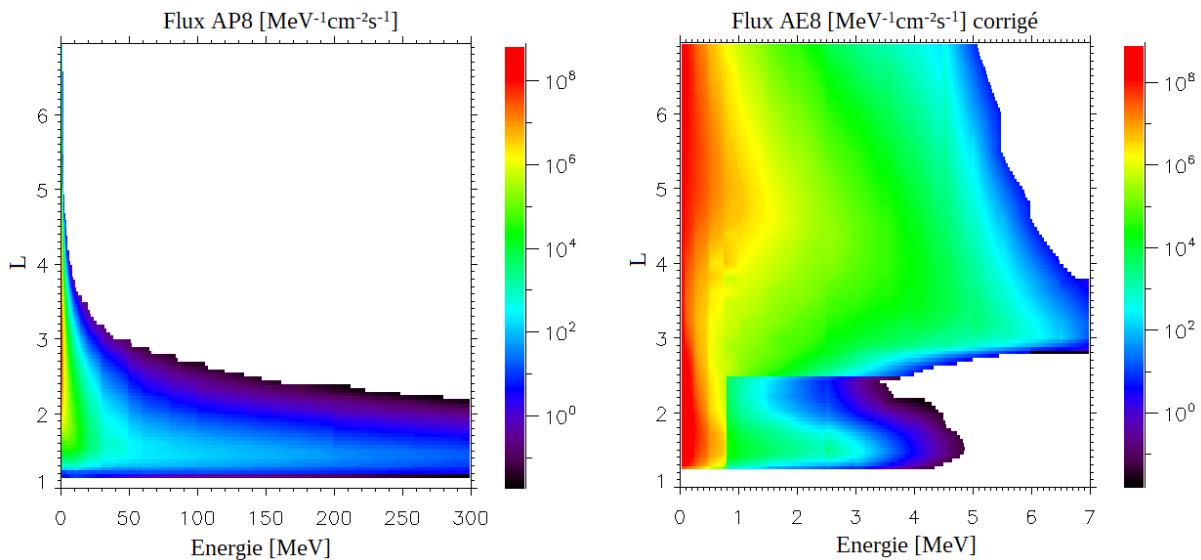


Figure IV.15: Flux des protons d'après le modèle AP8 (gauche) et flux des électrons d'après le modèle AE8 corrigé (droite).

D'après la Figure IV.15, quel que soit le type de particules, le flux des particules de hautes énergies est beaucoup plus faible que celui des particules de faibles énergies. Par ailleurs, plus le paramètre L est élevé, moins il y a de particules énergétiques. Ces paramètres

doivent donc être pris en compte afin d'évaluer correctement le nombre de particules que va compter la tête de détection. Afin de prendre en compte les fonctions de réponse ainsi que les flux des particules en fonction de l'énergie incidente des particules et du paramètre L , les comptages attendus de particules en fonction du paramètre L et de l'énergie déposée sont calculés. Dans un premier temps, des flux omnidirectionnels à l'équateur magnétique sont considérés. Ces conditions sont choisies car elles sont représentatives de l'environnement spatial rencontré par les satellites géostationnaires lors de leur mise à poste par propulsion électrique. Dans un deuxième temps la direction de visée de la tête de détection est prise en compte.

3.1.1. Flux omnidirectionnels à l'équateur magnétique

Le taux de comptage des particules représente le nombre de particules détectées par seconde par les diodes. Cette grandeur est obtenue selon la formule suivante où $GEF(E, \alpha_{local})$ est la matrice représentant le facteur géométrique en fonction de l'énergie incidente E de la particule et de son angle d'attaque local (à la position du satellite sur la ligne de champ) α_{local} et $J(E, \alpha_{local})$ est le flux unidirectionnel pour une énergie incidente et un angle d'attaque local donnés.

$$C = \int_{\alpha_{local}} \int_E J(E, \alpha_{local}) \times GEF(E, \alpha_{local}) \times dE \times d\alpha_{local}$$

Tout d'abord les flux de particules sont supposés isotropes. L'environnement vu par la tête de détection peut être décrit par des flux de particules omnidirectionnels. Les flux donnés par les modèles de radiations AE8 et AP8 décrits dans le chapitre I sont des flux omnidirectionnels. Selon ces hypothèses, le calcul des comptages pour chaque intervalle en énergie déposée $E_{dép}$ est finalement donné par l'équation suivante.

$$C = \int_E J_{AE8/AP8}(E) \times GEF(E, E_{dép}) \times dE$$

Les taux de comptage pour tous les canaux en énergie déposée le long de l'équateur magnétique sont calculés pour les modes anti-coïncidence et coïncidence pour les trois contributions : les protons de 2-20 MeV, les protons de plus hautes énergies, et les électrons. Des délimitations pour chaque région peuvent être établies en étudiant les taux de comptage de ces trois contributions prises séparément. Les résultats sont regroupés et illustrés dans la Figure IV.16.

Les taux de comptage pour les protons et les électrons détectés selon les modes de l'anti-coïncidence et de la coïncidence illustrés dans la Figure IV.16 montrent trois régions. La première, délimitée par un contour rouge, indique que les comptages sont dominés par les protons avec une énergie supérieure à 20 MeV. La seconde, délimitée par un contour vert, indique que les comptages sont dominés par les électrons énergétiques. La dernière, sans contour spécifique, indique que les protons de 2-12 MeV dominent dans le cas de l'anti-coïncidence, et que les protons de 12-20 MeV dominent dans le cas de la coïncidence.

Avec les hypothèses faites et en supposant des flux omnidirectionnels donnés par AE8 et AP8, les protons de 2 MeV à 20 MeV sont correctement détectés dans certaines plages en L . Les protons de 2-12 MeV sont détectés en anti-coïncidence et les protons de 12-20 MeV en coïncidence, même si le facteur géométrique des protons de hautes énergies est plus élevé. La grande différence des valeurs de flux pour ces deux populations de protons compense entièrement la différence des facteurs géométriques. Quelques électrons dominent les comptages pour les faibles énergies déposées, mais n'interfèrent pas avec les mesures des protons de 2-20 MeV. Ils ne sont en effet pas détectés dans les mêmes canaux et dans les mêmes régions des ceintures de radiations.

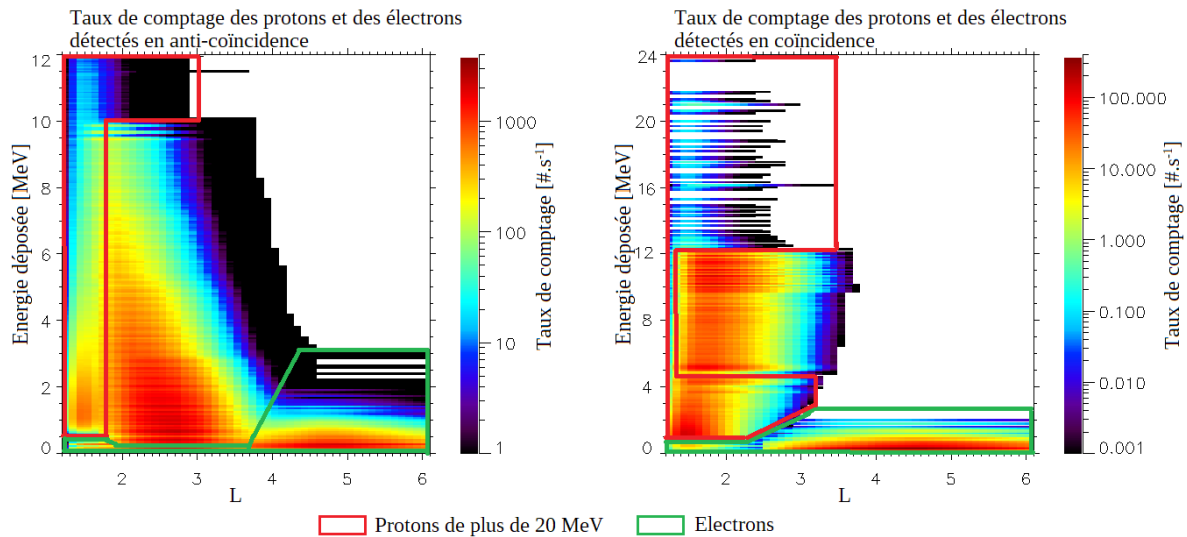


Figure IV.16: Taux de comptage des protons et des électrons détectés en anti-coïncidence (gauche) et en coïncidence (droite).

La géométrie adoptée pour la tête de détection permet de discriminer correctement les protons de 2 MeV à 20 MeV dans une grande région des ceintures de radiations. La contribution des protons de hautes énergies ne peut pas être totalement supprimée car ces protons traversent le blindage. Pour limiter un peu plus leur contribution le blindage doit être plus épais, mais les contraintes liées à l'adaptabilité avec l'instrument ICARE-NG rendent cela impossible. Le blindage choisi est le meilleur compromis trouvé pour réduire efficacement la contribution des protons de hautes énergies tout en restant compatible avec l'instrument ICARE-NG. Par ailleurs, le taux de comptage maximal pour un canal est de l'ordre de 4000 coups par seconde atteint dans le cas de l'anti-coïncidence. Le temps d'exposition sera de 8 secondes pour le moniteur ICARE-NG équipé de la tête de détection de basses énergies, ce qui porte ce comptage maximum pour un canal à 32 000 coups, ce qui est nettement inférieur à la limite des 65 535 coups par canal imposée par le codage sur 16 bits des compteurs.

Ces calculs de taux de comptage ont été faits avec les hypothèses de flux omnidirectionnels pour toutes les énergies et à l'équateur magnétique. Afin de raffiner ces calculs, il est nécessaire de prendre en compte la direction de visée de la tête de détection par rapport au champ magnétique terrestre.

3.1.2. Prise en compte de la direction de visée de la tête de détection

En fonction de l'endroit où le satellite traverse une ligne de champ magnétique terrestre, certaines particules, même piégées, ne peuvent pas être vues par le satellite (voir [94]). Ceci est le cas pour les particules ayant leur angle d'attaque (défini dans le chapitre I) à l'extérieur du cône de perte de telle sorte à ce qu'elles soient piégées, mais un angle d'attaque trop grand de telle sorte à ce que le point miroir de ces particules se situe entre l'équateur magnétique et le satellite. Ces particules effectuent alors leur mouvement de rebond avant même d'atteindre le satellite, et donc avant de pouvoir être détectées par les instruments embarqués, comme l'illustre la Figure IV.17. Au contraire, les particules ayant un angle d'attaque supérieur à l'angle définissant le cône de perte tout en étant assez faible pour que leur point miroir se situe entre le satellite et la limite de l'atmosphère sont vues et détectées par les instruments à bord du satellite. L'ouverture de la tête de détection doit donc être adaptée en fonction des niveaux de flux des particules d'intérêt.

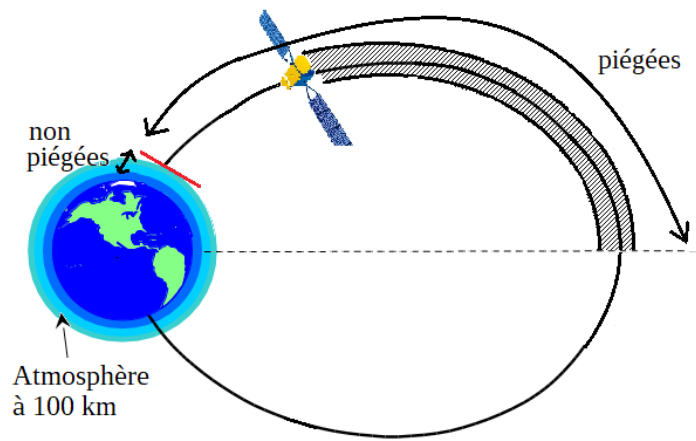


Figure IV.17: Illustration d'un satellite coupant une ligne de champ magnétique. La ligne rouge représente la limite de la haute atmosphère en-deçà de laquelle les particules précipitent. La région hachurée représente les particules qui ne sont pas vues par le satellite puisque leurs points miroirs se situent entre le satellite et l'équateur magnétique.

Les protons de hautes énergies ($E > 65 \text{ MeV}$) traversent le blindage de la tête du fait de leur long parcours dans la matière, et sont donc vus par la tête de détection quelle que soit leur direction d'arrivée. L'hypothèse d'une source omnidirectionnelle est donc acceptable. Cependant, les protons avec une énergie plus faible ne peuvent passer que par l'entrée de la tête de détection. L'ouverture de celle-ci doit être prise en compte tout comme son angle de visée par rapport à la direction du champ magnétique. En effet, seuls certains angles d'attaque permettent aux particules de passer par cette ouverture. D'après la géométrie présentée dans la Figure IV.11, l'angle de la demi-ouverture β de la tête de détection est de 12.34° . Dans la Figure IV.18 sont illustrées sa direction de visée ω par rapport au champ magnétique terrestre ainsi que son ouverture à l'équateur magnétique.

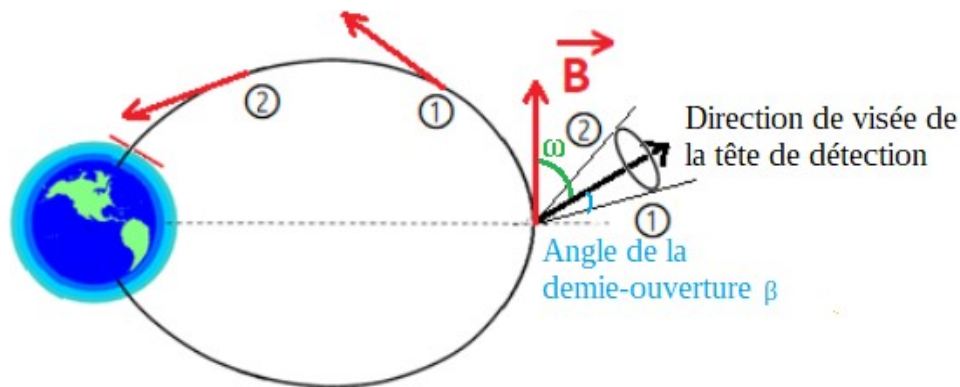


Figure IV.18: Direction de visée et ouverture de la tête de détection à l'équateur magnétique.

Les points 1 et 2 sur la Figure IV.18 représentent respectivement les points miroir des particules ayant un angle d'attaque équatorial égal à $\omega + \beta$ et $\omega - \beta$. En combinant l'analyse de la Figure IV.18 avec celle de la Figure IV.17, le flux à l'entrée de la tête de détection est égal au flux omnidirectionnel calculé en 1 auquel il faut retrancher le flux omnidirectionnel calculé en 2. Pour cela, les flux omnidirectionnels aux points miroir des particules ayant un angle d'attaque équatorial de $\omega + \beta$ et $\omega - \beta$ doivent être calculés. Les flux omnidirectionnels aux points miroir 1 et 2, notés respectivement $J_{\text{omni}1}$ et $J_{\text{omni}2}$, sont donnés dans l'équation suivante.

$$J_{omni1,2} = \int_{\theta=-\beta}^{\beta} \int_{\alpha=0}^{\pi} J_{uni1,2} \times \sin(\alpha) \times d\alpha \times d\theta$$

En développant cette expression, les flux omnidirectionnels aux points miroir 1 et 2 exprimés en fonction des flux omnidirectionnels issus du modèle AP8 sont donnés dans l'équation suivante.

$$J_{omni1,2} = \frac{\beta}{180} J_{omni1,2_AP8}$$

Finalement, le flux à l'entrée de la tête de détection est la différence des flux omnidirectionnels mesurés aux points 1 et 2 et est donné dans l'équation suivante où β est exprimé en degrés.

$$J_{tête\ de\ détection} = \frac{\beta}{180} (J_{omni1_AP8} - J_{omni2_AP8})$$

Ce flux tenant compte de la direction de visée de la tête de détection est utilisé pour le calcul du taux de comptage des protons ayant une énergie inférieure à 65 MeV, autrement dit les protons ne pouvant passer que par l'ouverture de la tête de détection. Un flux omnidirectionnel est supposé pour les protons de plus de 65 MeV puisqu'ils peuvent entrer dans la tête de détection quelle que soit leur direction d'arrivée. Pour les électrons, des flux omnidirectionnels sont considérés puisque leur trajet n'est pas linéaire à cause de la diffusion. Les taux de comptage prédits en prenant en compte l'alignement de la tête de détection par rapport au champ magnétique terrestre sont calculés pour les modes de l'anti-coïncidence et de la coïncidence pour trois inclinaisons différentes de la tête de détection par rapport à la direction du champ magnétique : 0°, 30°, et 75° à bord d'un satellite étant à l'équateur magnétique (représentatif d'une mise à poste d'un satellite GEO avec une propulsion électrique). Les résultats sont présentés dans la Figure IV.19.

D'après la Figure IV.19 les protons de basses énergies ne sont pas mesurés quand la direction de visée de la tête de détection est alignée avec la direction du champ magnétique (inclinaison de 0°). Dans ce cas, l'ouverture de la tête de détection pointe dans le cône de perte. En d'autres termes, les protons de faibles énergies ne sont pas piégés par le champ magnétique de la Terre parce qu'ils précipitent dans la haute atmosphère, c'est pourquoi ils ne sont pas mesurés, leur flux étant négligeable. Du fait de la forte directionnalité de la tête de détection, plus l'inclinaison de celle-ci par rapport à la direction du champ magnétique est grande (proche de 90°), plus les taux de comptage prédits des protons de basses énergies sont élevés. Cette analyse permet de souligner l'importance d'orienter la tête de détection dans une direction quasiment perpendiculaire à la direction du champ magnétique de la Terre afin de maximiser la contribution des protons de faibles énergies en comparaison avec celle des protons de plus hautes énergies, du fait de la forte directionnalité de la tête de détection pour ces énergies. Si l'orientation de la tête de détection ne peut être proche de 90° de la direction du champ magnétique terrestre pour des raisons d'aménagement sur le satellite hôte, alors il faudrait augmenter le facteur de vue des protons de basses énergies. Ceci permettrait d'augmenter leur contribution aux taux de comptage afin qu'elle domine à nouveau la contribution des protons de hautes énergies. Ceci est toutefois difficilement réalisable dans la mesure où la tête de détection ne doit pas engendrer de modification du moniteur ICARE-NG. A noter que les comptages enregistrés dans les canaux sont inférieurs à 65 535 coups pour un temps d'exposition de 6 s suivi d'un temps de 2 s pour l'enregistrement des données, ce qui n'entraîne pas de saturation de l'électronique.

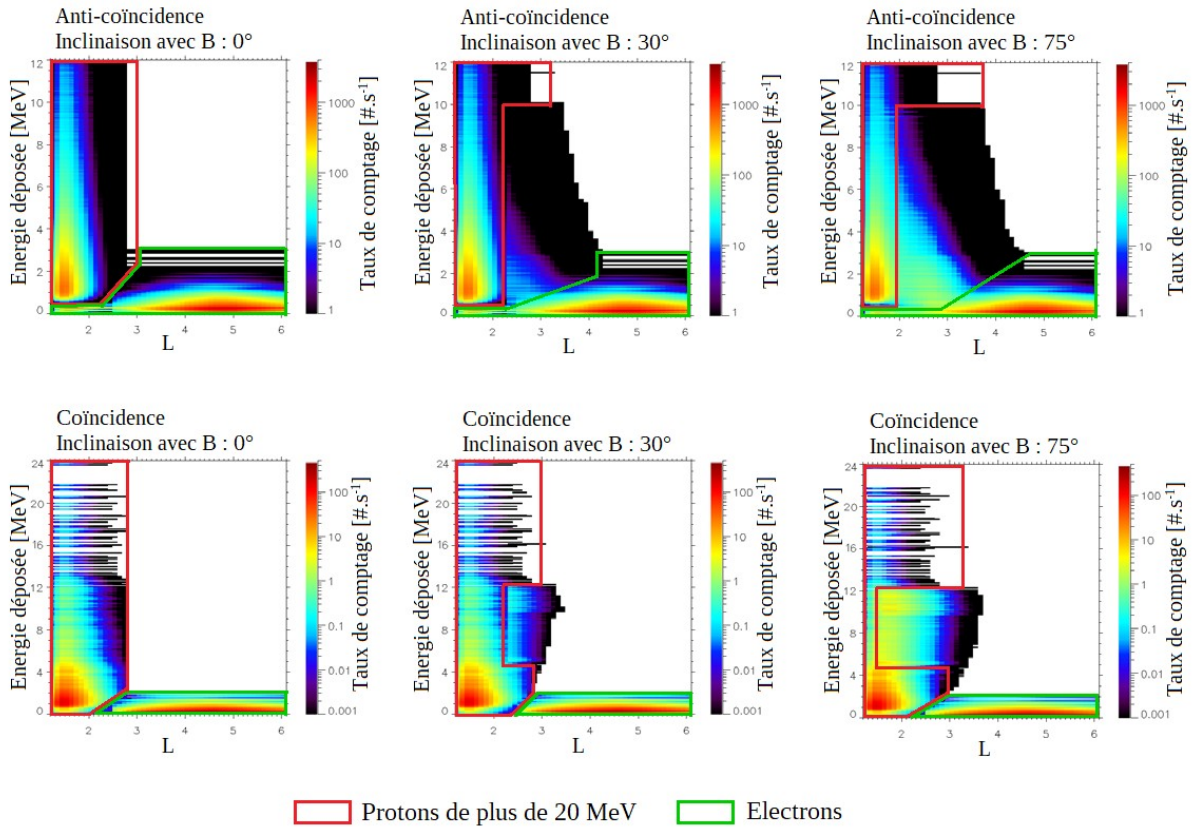


Figure IV.19: Taux de comptage prédits pour les électrons et les protons détectés en anti-coïncidence (haut) et en coïncidence (bas) pour des inclinaisons de la tête de détection avec le champ magnétique de 0°, 30°, et 75° de gauche à droite.

3.2. Taux de comptage totaux

Le moniteur de radiations ICARE-NG est composé de trois têtes de détection ainsi que de leur électronique. La méthode de détection des particules chargées à l'aide de détecteurs à diodes est décrite dans le chapitre III. Il est important d'avoir une électronique efficace, capable de collecter les charges créées dans le silicium rapidement. Chaque chaîne de détection du moniteur ICARE-NG comporte un compteur rapide de particules qui ne fait que compter le nombre d'impulsion sans se soucier de sa hauteur. La limite de ce compteur est de 1 000 000 de coups par seconde. Associé à ceci, un analyseur de hauteur d'impulsion permet d'avoir accès à l'énergie déposée par chaque particule. D'après les retours d'expérience en vol, la somme des 256 canaux de l'analyseur ne doit pas dépasser 200 000 coups par seconde. Au delà, on remarque une divergence entre cette somme et la valeur du compteur rapide : au delà de 200 000 coups par seconde l'analyseur de hauteur d'impulsion semble manquer des comptages de particules. Ce phénomène s'apparente à de la saturation.

Afin de ne pas atteindre ce régime, il est important de calculer le nombre de coups total attendu pour la tête de détection de protons de basses énergies. Les taux de comptage totaux sont calculés et présentés dans la Figure IV.20 pour les deux modes de détection pour la tête de détection de protons de faibles énergies avec une inclinaison de la direction de visée de 75° par rapport à la direction du champ magnétique sans tenir compte d'un quelconque seuil pour les énergies déposées. Cela est réalisé en faisant voler virtuellement la tête de détection dans les modèles AP8 et AE8 le long de l'équateur magnétique.

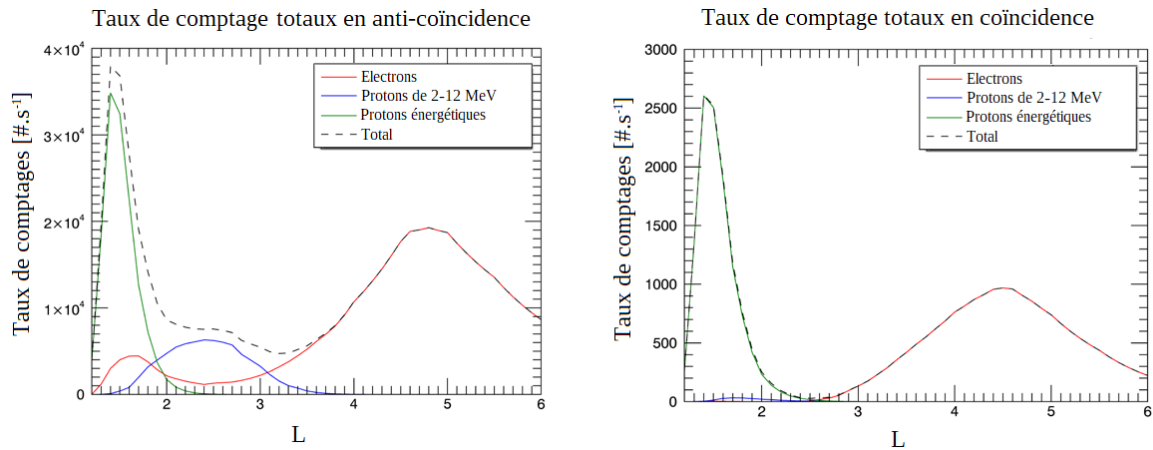


Figure IV.20: Taux de comptage totaux pour le mode de l'anti-coïncidence (gauche) et celui de la coïncidence (droite).

D'après les simulations Monte-Carlo et les modèles AP8 et AE8, le phénomène de saturation de l'analyseur de hauteur d'impulsion ne se produira pas, ni pour le mode de l'anti-coïncidence, ni pour le mode de la coïncidence. Par ailleurs, des marges ont été prises sachant que les résultats sont obtenus grâce aux flux donnés par les modèles AP8 et AE8 à l'équateur magnétique. En effet, les taux de comptage totaux n'excèdent pas 40 000 coups par seconde alors que le phénomène d'empilement est observé à partir de 200 000 coups par seconde. Les flux que rencontrera la tête de détection de protons de basses énergies en orbite ne seront pas exactement ceux donnés par les modèles moyens de radiations et peuvent éventuellement excéder cette valeur.

Par ailleurs, même si les taux de comptage des protons de faibles énergies sont beaucoup plus faibles que ceux des protons de hautes énergies dans le cas de la détection en coïncidence, ils ne sont pas enregistrés dans les mêmes canaux en énergie, ils seront donc bien détectés. En ce qui concerne la détection en anti-coïncidence, les comptages des protons de faibles énergies sont raisonnables et ne sont pas enregistrés dans les mêmes canaux que les protons de plus hautes énergies et les électrons. De bonnes mesures des protons de faibles énergies sont donc attendues.

3.3. Courant de fuite

A cause des dommages de déplacement dans la diode causés par les interactions avec le noyau des atomes cibles (cf chapitre II), l'efficacité de la collection des charges peut baisser significativement pour des missions de longue durée. Pour l'instant, il n'y a pas de mesure du courant de fuite pour la tête de détection de protons de faibles énergies pour caractériser le décalage induit. Cette mesure est seulement implémentée dans la tête de détection B. Cependant, la tête de détection de protons de basses énergies a initialement été conçue pour être implémentée sur des satellites à propulsion électrique pour la mise à poste en GEO. Dans un premier temps, il a été supposé que la phase de montée (d'une durée de 3 à 6 mois) jusqu'à l'orbite GEO n'est pas assez longue pour dégrader significativement les diodes. De plus, l'isolation multicouche filtre les protons avec une énergie inférieure à 2.5 MeV ce qui limite considérablement l'augmentation du courant de fuite dans la diode.

4. Fabrication et tests

La géométrie de la tête de détection de protons de basses énergies a été définie dans le cadre de la thèse. La fabrication de la tête de détection à partir de la géométrie proposée dans la Figure IV.11 est réalisée par la PME Toulousaine EREMS [95]. Divers échanges ont eu lieu

dans le but d'affiner cette géométrie afin d'être réalisable mécaniquement et de tenir compte des fixations des divers éléments constituant la tête de détection. Toutes les modifications ont été validées numériquement afin de vérifier la bonne détection théorique des protons de 2-20 MeV. Le modèle d'essai de la nouvelle version du moniteur de radiations ICARE-NG, baptisée ICARE-NG², équipé de la tête de détection de basses énergies a été réalisé en mai 2020. Le modèle en trois dimensions de cette nouvelle version est illustré dans la Figure IV.21 réalisée par EREMS, dans le cas où le moniteur est équipé des têtes de détection A, B, et celle des protons de basses énergies.

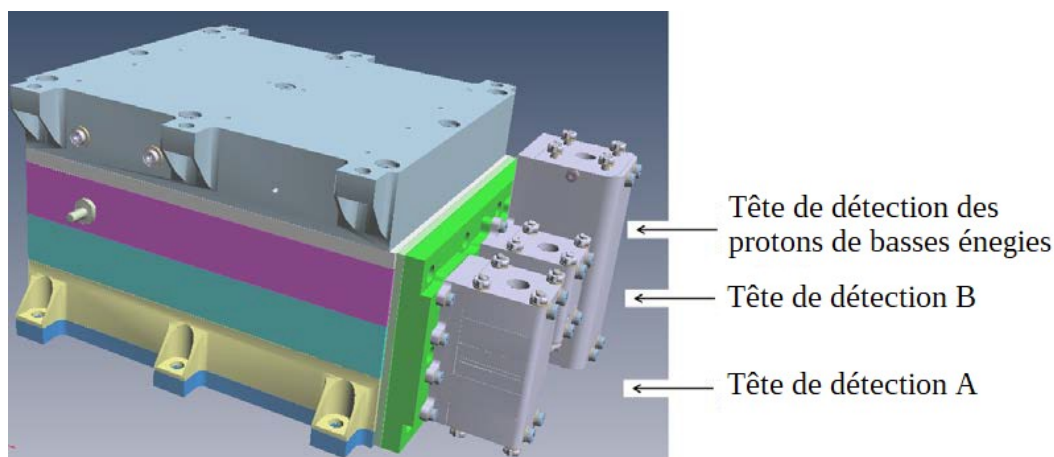


Figure IV.21: Modèle 3D du moniteur de radiations ICARE-NG² équipé de la tête de protons de basses énergies. Crédits : EREMS.

Une photo de ce moniteur est également montrée dans la Figure IV.22 à gauche afin de le comparer à l'ancienne version ICARE-NG à droite.



Figure IV.22: Modèle d'essai du moniteur de radiations ICARE-NG² équipé de la tête de détection de protons de basses énergies (gauche) et le moniteur ICARE-NG (droite). Crédits : EREMS.

Le bouchon rouge sera retiré avant le lancement du satellite, lorsque la MLI sera posée. Il permet de protéger l'intérieur de la tête de détection contre les diverses poussières et matériaux indésirés pouvant malencontreusement être déposés à l'intérieur durant

l'installation, le transport... Cela permet d'éviter que des impuretés entrent dans la tête de détection sachant qu'elle ne possède pas de blindage au niveau de son entrée.

Des tests avec des sources radioactives sont prévus courant juillet 2020 afin de calibrer les trois têtes de détection du moniteur de radiations et de valider la géométrie ainsi que l'efficacité des aimants. La vérification des aimants permettra de valider la bonne déviation des électrons avant qu'ils n'atteignent les diodes dans le cas de la tête de détection de protons basses énergies. Ces tests seront effectués à l'ONERA, au département du DPHY, dans une chambre à vide. Les calibrations seront faites à l'aide d'une source tri-isotope constituée de Plutonium, d'Américium, et de Curium, et d'une source de Californium pour faire la correspondance entre les numéros des canaux et l'énergie déposée par les particules. L'efficacité des aimants sera testée à l'aide d'une source de Strontium qui émet un spectre continu d'électrons.

Le moniteur de radiations ICARE-NG² est destiné à voler sur deux satellites construits par Airbus Defense and Space qui seront mis en orbite en 2021. Les modèles de vol de ce moniteur de radiations seront délivrés à la fin de l'année 2020.

De nouvelles mesures vont être effectuées avec cette nouvelle version du moniteur de radiations ICARE-NG équipée de la tête de détection de protons de basses énergies pour une grande gamme en énergie pour les protons et pour les électrons. Le moniteur ICARE-NG² est équipé des têtes de détection A, B, ainsi que de la tête C ou bien celle des protons de basses énergies selon les besoins de la mission. La Figure IV.23 montre les canaux différentiels et intégrés attendus pour la nouvelle tête de détection ainsi que ceux des têtes de détection A, B, et C.

Tête A		Tête B		Tête C		Tête protons de basses énergies
e- (MeV)	P (MeV)	e- (MeV)	P (MeV)	e- (MeV)	P (MeV)	P (MeV)
>0.87	12.9	>0.249	>80	>2.68	31	2.5
>0.93	18.6	>0.270	>85	>2.77	47.3	3.0
>0.986	63	>0.299	>95	>2.85	61	3.5
>1.078	65	>0.320	>105	>2.93	64	4.0
>1.135	69	>0.342	>115	>3.01	67	4.5
>1.226	74	>0.363	>130	>3.09	75	5.0
>1.3	81	>0.384	>160	>3.17	80	5.5
>1.359	90	>0.413	>190	>3.25	85	6.0
>1.508	100	>0.455			90	7.0
>1.657	115	>0.505			100	8.0
>1.823	>54	>0.554			>56	9.0
>1.974	>60	>0.604			>60	10.0
>2.106	>66	>0.653			>65	12.0
>2.254	>73	>0.703			>70	14.0
>2.404	>81	>0.752			>75	16.0
>2.567	>90	>0.802			>80	18.0
	>100	>0.895			>90	20.0
	>110	>0.994			>100	22.0
		>1.093				24.0
		>1.192				30.0

Figure IV.23: Mesures protons et électrons des têtes de détection A, B, et C, ainsi que de la tête de détection de protons de basses énergies.

Les capacités du moniteur de radiations ICARE-NG sont étendues avec la nouvelle version ICARE-NG² aux protons de quelques MeV, très peu étudiés par les autres moniteurs de radiations, grâce au développement de la tête de détection des protons de basses énergies. Par ailleurs, la tête de détection A ainsi que celle des protons de basses énergies sont toutes les

deux sensibles aux protons ayant une énergie supérieure à 12.9 MeV. Des calibrations croisées sont donc envisagées. De plus, des mesures des protons de hautes énergies seront fournies par la tête de détection de protons de basses énergies mais ne sont pas spécifiées dans la Figure IV.23 puisqu'une description complète du satellite est requise pour les caractériser avec précision.

Les résultats liés au développement de la tête de détection de protons de basses énergies sont publiés dans l'article [96] associé à la conférence RADECS 2019.

5. Déduction de l'énergie incidente des protons de basses énergies à partir des mesures faites en vol

Lorsque le moniteur de radiations ICARE-NG² équipé de la tête de détection de protons de basses énergies volera sur les satellites Airbus-DS, les données enregistrées seront la position du satellite ainsi que les comptages enregistrés dans les divers canaux en énergie déposée. L'énergie déposée par les particules est directement déduite du numéro de canal grâce à la calibration faite avec les sources radioactives avant l'embarquement sur le satellite. La position du satellite dans les ceintures de radiations permet de savoir la nature de la population (protons de basses énergies, protons énergétiques, électrons) qui domine les comptages des canaux en énergie déposée de la tête de détection de protons de basses énergies. Si le satellite se trouve dans une région où les protons de basses énergies dominent les comptages, alors leur énergie incidente est directement déduite de leur énergie déposée grâce aux fonctions de réponse calculées numériquement.

Conclusion

Une nouvelle tête de détection de protons de basses énergies a été conçue, compatible avec le moniteur de radiations ICARE-NG ce qui permet de remplacer la tête de détection C selon les besoins de la mission. Les simulations Monte-Carlo ont permis de calculer les fonctions de réponse de la nouvelle tête de détection. En combinant ces fonctions de réponse calculées à l'aide de FASTRAD et de GEANT4 avec les flux de particules donnés par les modèles de radiations AE8 et AP8, les taux de comptage prédits ont été calculés. Les performances de la tête de détection établies par ces calculs montrent qu'elle est sensible aux protons de 2 MeV à 20 MeV dans une grande région des ceintures de radiations. En particulier, les protons de 2-12 MeV sont détectés en anti-coïncidence dans les régions où $1.7 < L < 3.5$, et les protons de 12-20 MeV sont détectés en coïncidence dans les régions où $1.2 < L < 3.5$. Certains canaux, pour certains L, sont dominés par les protons d'énergies supérieures à 65 MeV ou par les électrons. Cette tête de détection permettra de mesurer les protons pour une grande gamme d'énergie, en particulier des mesures des protons de quelques MeV très peu étudiés par les autres moniteurs de radiations. Elle permettra aussi de mesurer des électrons en fonction de la position du satellite dans les ceintures de radiations. Ces nouvelles mesures des protons de quelques MeV permettront de compléter les modèles de radiations empiriques ou bien les modèles physiques afin de mieux comprendre la physique et les effets de ces protons en particulier sur les panneaux solaires des satellites mis en orbite à l'aide de la propulsion électrique.

Le moniteur de radiations ICARE-NG² est destiné à mesurer les protons et les électrons sur de grandes gammes en énergie. Cependant, plusieurs têtes de détection sont nécessaires afin de mesurer les énergies des deux types de particules. Par ailleurs, ce moniteur de radiations n'a pas été conçu dans le but d'être miniaturisé ultérieurement, et ne peut donc pas être embarqué sur des petits satellites tels que les Cubesats. Le développement d'un nouveau moniteur de radiations est nécessaire afin de mesurer simultanément l'énergie des protons et des électrons dans une grande gamme en énergie dans les ceintures de radiations

tout en étant adapté pour être embarqué sur un petit satellite tel qu'un Cubesat. Cet aspect est étudié dans le chapitre V.

Chapitre V : Tête de détection miniaturisée basée sur l'utilisation du Timepix

1. Blindage différentiel.....	123
1.1. Principe de fonctionnement.....	123
1.2. Résultats numériques.....	124
2. Spectromètre à analyseur magnétique basé sur le Timepix.....	126
2.1. Principe de fonctionnement.....	126
2.2. Géométrie à un collimateur.....	127
2.3. Géométrie à deux collimateurs.....	130
3. L'analyse de traces avec les réseaux de neurones.....	132
3.1. La plateforme TAPAS.....	132
3.2. Les réseaux de neurones.....	133
3.3. Différentiation en type et en énergie sur des données simulées GEANT4. .	141
3.4. Application aux données de l'instrument SATRAM.....	151
3.5. Les superpositions.....	158
Conclusion.....	160

Ce chapitre traite du développement d'une tête de détection miniaturisée permettant de mesurer simultanément l'énergie des protons et des électrons. L'objectif est de pouvoir mesurer avec une seule tête de détection une grande gamme en énergie pour les protons ainsi que pour les électrons, et de l'embarquer sur des petits satellites afin de lancer en plus grand nombre et plus facilement des moniteurs de radiations, à moindre coût. Le détecteur choisi est le Timepix pour ses caractéristiques adaptées à la détection des particules ainsi qu'à l'embarquement sur Cubesat. Il n'existe actuellement pas de technique adaptée pour le domaine du spatial permettant de discriminer les protons et les électrons ainsi que de connaître leur énergie à l'aide de cette puce (cf chapitre III). Une nouvelle technique doit donc être développée pour discriminer correctement les particules en type et en énergie. Les différentes techniques testées sont l'utilisation d'un blindage différentiel décrit dans une première partie, l'utilisation du Timepix dans un spectromètre à analyseur magnétique discutée dans une deuxième partie, et l'analyse de traces avec des réseaux de neurones présentée dans une troisième partie. Dans cette troisième partie, le logiciel TAPAS est décrit avec ses avantages ainsi que ses limites. Ensuite, le fonctionnement des réseaux de neurones à convolution est présenté avant de les appliquer sur des traces générées par l'outil GEANT4, puis sur les données de l'instrument SATRAM.

1. Blindage différentiel

1.1. Principe de fonctionnement

En fonction de l'épaisseur de blindage traversée ainsi que du type de matériau, les particules de faibles énergies sont plus ou moins filtrées (cf chapitre II). Ces caractéristiques peuvent donc être utilisées afin de sélectionner les gammes en énergie à mesurer. Dans ce but, le Timepix est divisé en quatre régions, chacune recouverte d'un blindage d'une épaisseur différente, destinées à mesurer des gammes en énergie différentes. Les matériaux choisis pour le blindage sont l'aluminium et le tungstène. Ils ont des densités sensiblement différentes ce

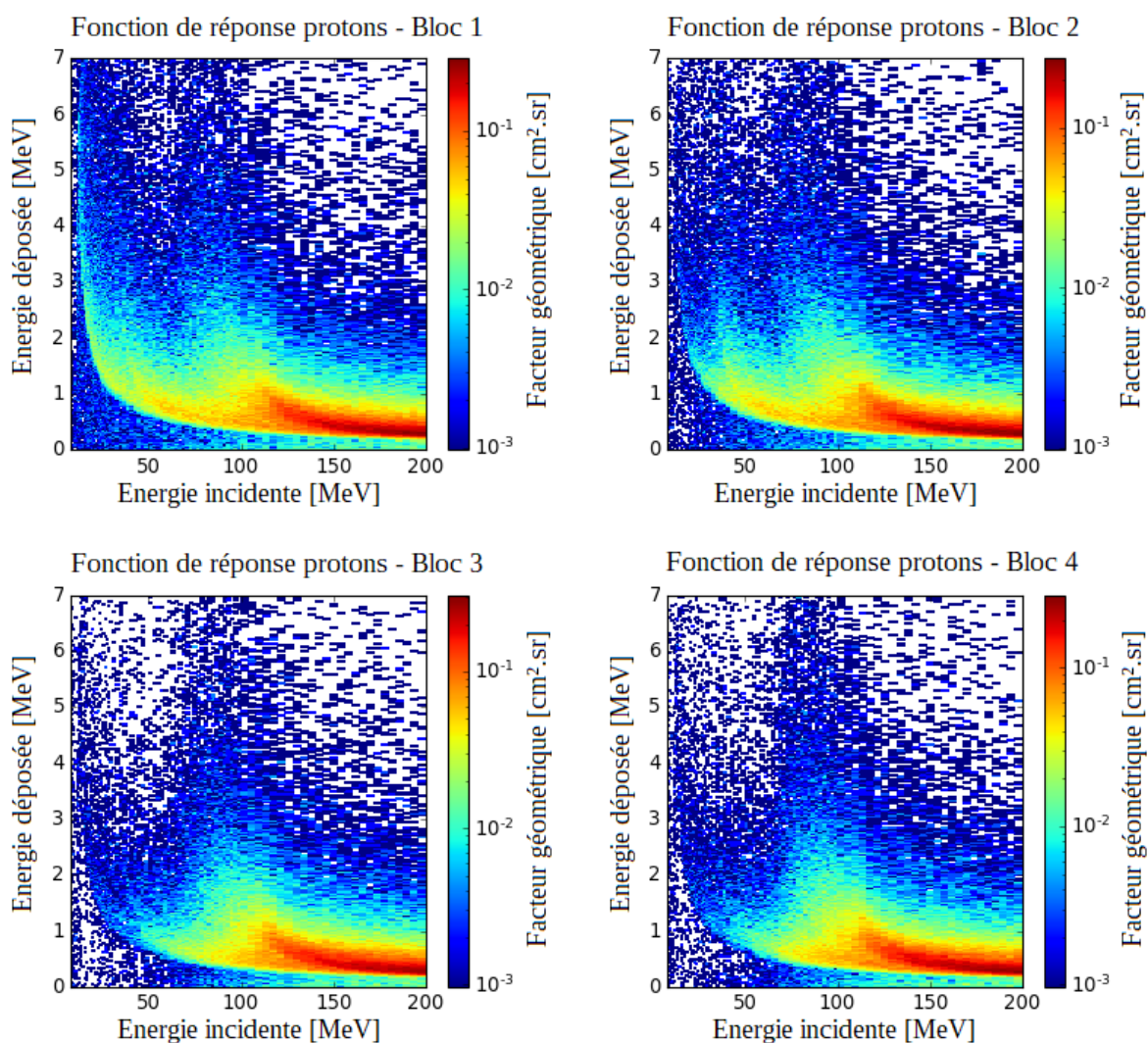


Figure V.2: Fonctions de réponse protons pour les quatre blocs.

Les fonctions de réponse électrons des quatre blocs présentées dans la Figure V.3 présentent certaines différences. En effet, le facteur géométrique pour les blocs 1 et 2 dont le blindage est en aluminium est plus élevé que dans le cas des blocs 3 et 4 où le blindage est constitué de tungstène. Par ailleurs, le facteur géométrique des électrons détectés dans le bloc 1 est plus élevé que celui des électrons détectés dans le bloc 2. Ces différences ne sont cependant pas assez grandes afin de mesurer des électrons d'énergie différente dans chaque bloc. Ceci est notamment dû à la diffusion des électrons dans les différents blocs ce qui modifie leur direction avant d'être détectés par le Timepix, à la création de secondaires surtout lors de la traversée du tungstène, au fait que les blocs les plus épais peuvent masquer les régions où les blocs ont une épaisseur plus faible, ainsi qu'à la direction d'arrivée des électrons qui influe sur la quantité de blindage traversée.

Finalement, cette méthode n'est pas concluante pour discriminer les protons et les électrons puisque les facteurs géométriques pour les deux espèces sont similaires. Elle ne permet pas non plus de discriminer les particules en énergie malgré les épaisseurs différentes des blocs ainsi que l'utilisation de matériaux différents. Une optimisation de cette méthode est difficile puisque les matériaux adaptés pour le domaine du spatial sont restreints. Les blocs doivent avoir dans tous les cas des épaisseurs différentes afin de couvrir les énergies rencontrées pour les protons et les électrons dans les ceintures de radiations. La diffusion des particules est inévitable dans les blocs. Par ailleurs, malgré ces difficultés, il est difficile de

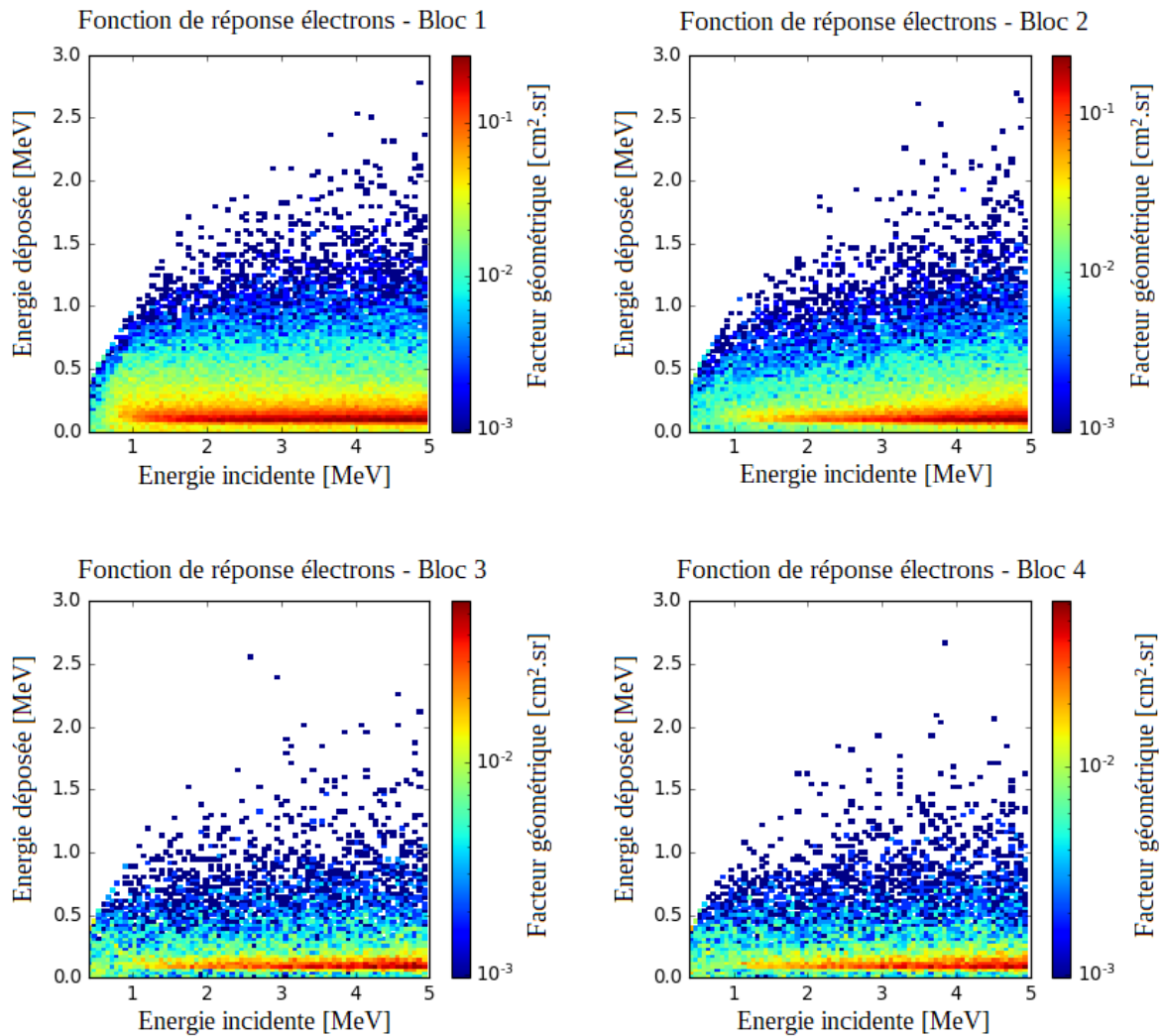


Figure V.3: Fonctions de réponse électrons pour les quatre blocs.

couvrir toute la gamme en énergie des protons et des électrons avec une seule et même tête de détection tant leur parcours dans la matière est différent, et ce avec seulement quatre régions différentes. Une augmentation du nombre de région sur le Timepix n'est pas non plus satisfaisante. En effet, cela entraîne une plus grande diversité d'épaisseur de blindage et la diffusion dans les blocs des différentes régions ne rendra l'analyse des fonctions de réponse que plus complexe. Enfin, l'avantage de la pixélisation du Timepix n'est pas pleinement utilisé avec cette méthode. Le Timepix peut aisément être remplacé par quatre diodes en silicium sans effet sur les fonctions de réponse.

Pour toutes ces raisons, d'autres méthodes sont testées afin de profiter des qualités du Timepix.

2. Spectromètre à analyseur magnétique basé sur le Timepix

2.1. Principe de fonctionnement

L'utilisation du Timepix dans un spectromètre à analyseur magnétique peut s'avérer très intéressante. En effet, la mesure de l'énergie des électrons à partir de leur rayon de courbure nécessite habituellement l'utilisation de plusieurs diodes alignées, comme pour le cas de l'instrument MagEIS (cf chapitre III). Le Timepix est constitué de pixels qui peuvent être assimilés à de petites diodes indépendantes les unes des autres avec une électronique de

proximité déjà intégrée. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, les pixels sont regroupés en région. Les aimants dévient les électrons sur des régions différentes du Timepix en fonction de leur énergie. Chaque région correspond théoriquement à une gamme en énergie. Plus la géométrie de la tête de détection est grande, plus il est facile de séparer les particules puisque leurs trajectoires sont de plus en plus espacées en fonction de leur énergie. Cependant, la contrainte liée à l'embarquement sur Cubesat entraîne une limitation des dimensions de la tête de détection. En particulier, les dimensions maximales pouvant être atteintes pour une tête de détection parallélépipédique (forme la mieux adaptée pour les Cubesats) sont $8\text{ cm} \times 9\text{ cm} \times 4\text{ cm}$. Plusieurs géométries sont étudiées afin de pouvoir utiliser cette technique pour mesurer l'énergie des électrons, tout en faisant correctement la distinction entre les électrons déviés par les aimants et les particules ayant assez d'énergie pour traverser le blindage.

2.2. Géométrie à un collimateur

Deux aimants doivent être utilisés afin de créer un champ magnétique transverse capable de dévier les électrons sur le Timepix. Les aimants considérés, illustrés dans la Figure V.4, sont des portions de cylindre en Samarium-Cobalt avec une épaisseur de 5 mm, un rayon interne de 6 mm, et une hauteur de 20 mm afin de suffisamment dévier les électrons tout en étant compatibles avec les Cubesats.

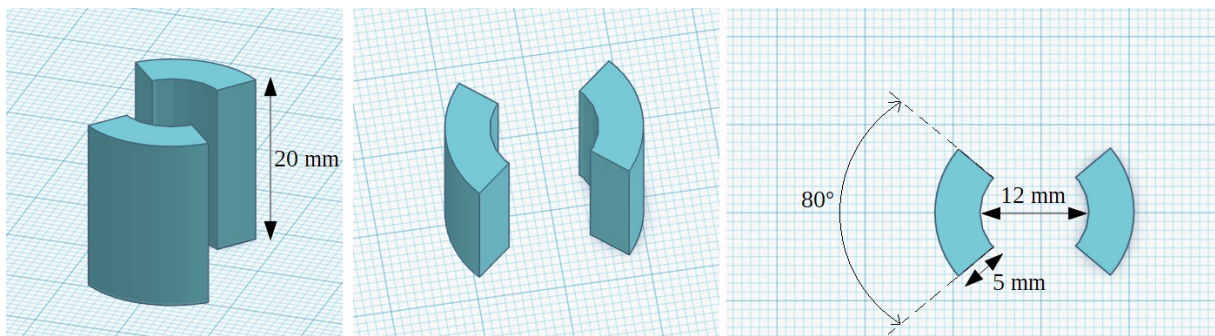


Figure V.4: Géométrie des deux aimants.

Ils produisent un champ magnétique transverse illustré dans la Figure V.5, où la cavité formée par les deux aimants est centrée à l'origine du repère.

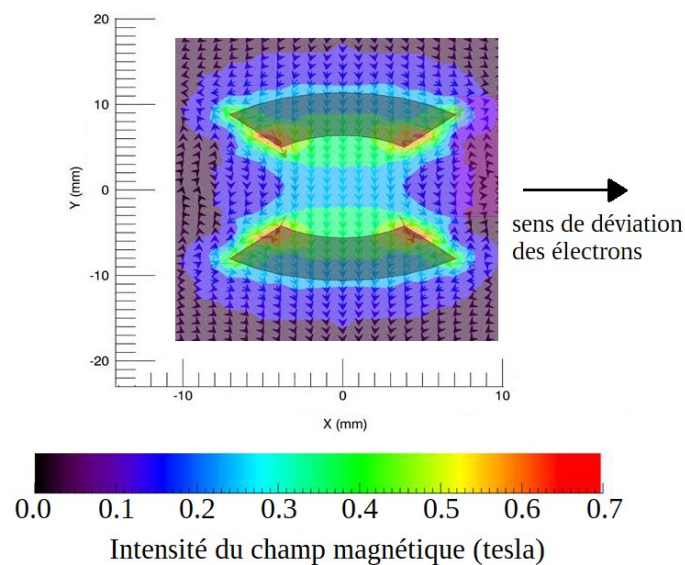


Figure V.5: Intensité du champ magnétique produit par les deux aimants.

Dans un tel champ magnétique, les trajectoires des électrons de 50 keV à 5 MeV en incidence normale sont tracées dans la Figure V.6. Le but est de placer le Timepix de telle sorte à couvrir la plus grande plage en énergie possible, c'est-à-dire d'intercepter le maximum de trajectoires. L'utilisation de plusieurs Timepix n'est pas envisagée à cause des contraintes Cubesat, entraînant une faible puissance électrique disponible à bord. Il est donc nécessaire de réduire au maximum la consommation des instruments, et donc de n'utiliser qu'une seule puce Timepix. Le meilleur compromis sur la position du Timepix est illustré dans la Figure V.6.

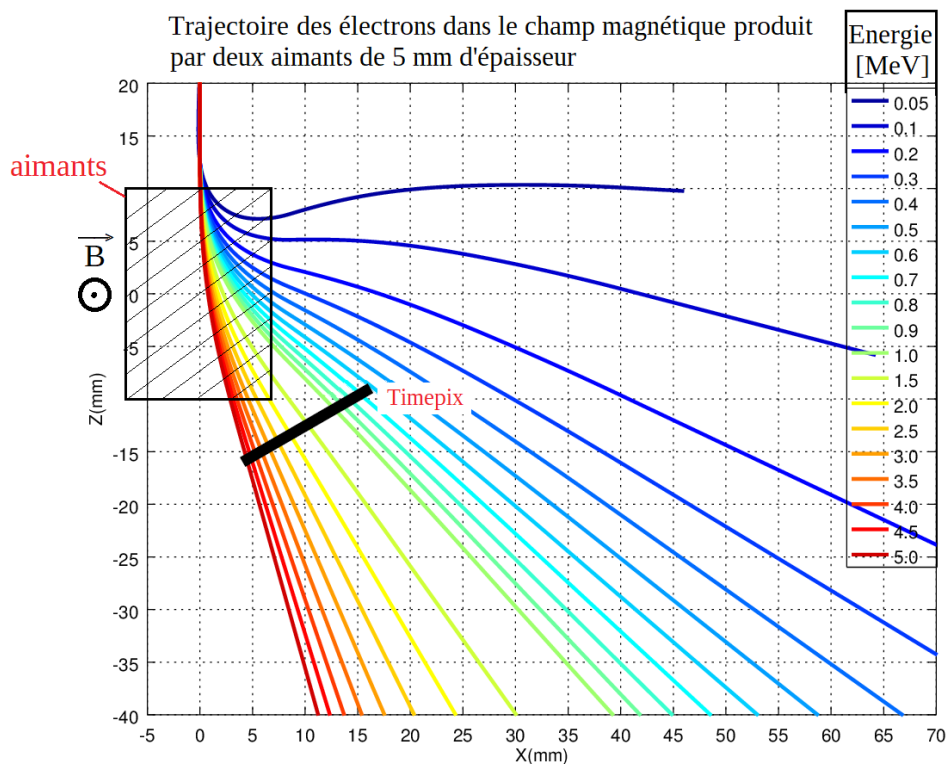


Figure V.6: Trajectoire des électrons dans le champ magnétique produit par les aimants et la position du Timepix interceptant les trajectoires des électrons pour la plus grande plage en énergie possible, pour une incidence normale.

Avec cette position et cette inclinaison, le Timepix permet de mesurer les électrons 600 keV à 5 MeV pour une incidence normale.

Autour des aimants et du Timepix est ajouté un boîtier en aluminium de 5 mm d'épaisseur. Cela permet de réduire la quantité de particules détectées afin d'éviter la saturation de l'électronique et le vieillissement rapide du détecteur. Une ouverture est faite dans le blindage, au-dessus du centre de la cavité formée par les deux aimants, afin de laisser passer les électrons. Cette ouverture doit être assez grande pour laisser passer assez d'électrons, mais pas trop afin d'éviter la saturation et de limiter les directions d'arrivée. Cette géométrie est illustrée dans la Figure V.7. Les pixels sont regroupés afin de former 16 régions dans le but d'améliorer le rapport signal sur bruit. La contribution de chaque pixel pour une région donnée est sommée avec celle des autres pixels de la même région. Ces régions sont illustrées dans la Figure V.7.

L'interaction des électrons de 400 keV à 5 MeV avec cette tête de détection est modélisée dans GEANT4. Pour cela, 100 millions de particules sont lancées entre 400 keV et 2.5 MeV, et 5 millions de particules pour les énergies supérieures depuis une source sphérique. Les analyses pour diverses régions sont illustrées dans la Figure V.8, où le nombre

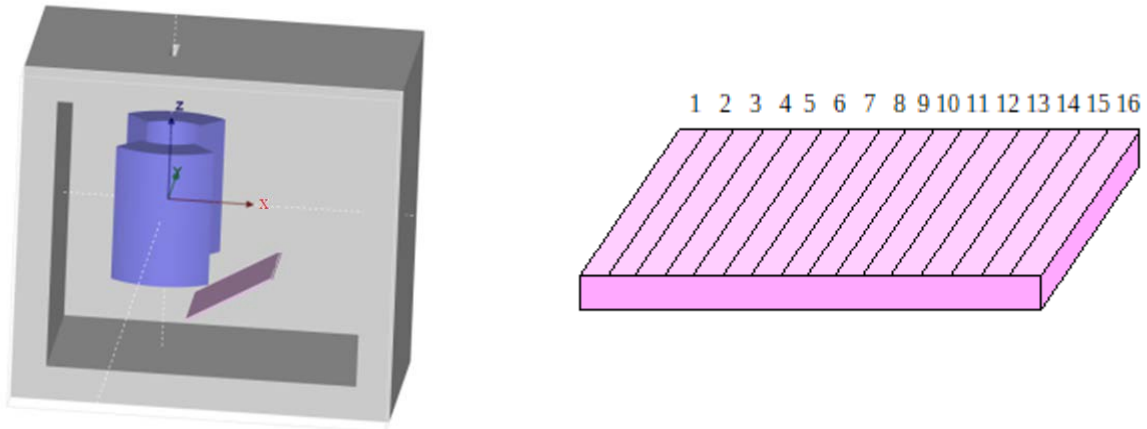


Figure V.7: Géométrie de la tête de détection composée d'un Timepix et de deux aimants, réalisée avec Fastrad (gauche) et représentation des 16 régions du Timepix (droite).

de particules détectées par énergie incidente est divisé par le nombre de particules lancées à cette énergie afin de tenir compte de la différence de particules lancées pour les énergies inférieures à 2.5 MeV et les énergies supérieures.

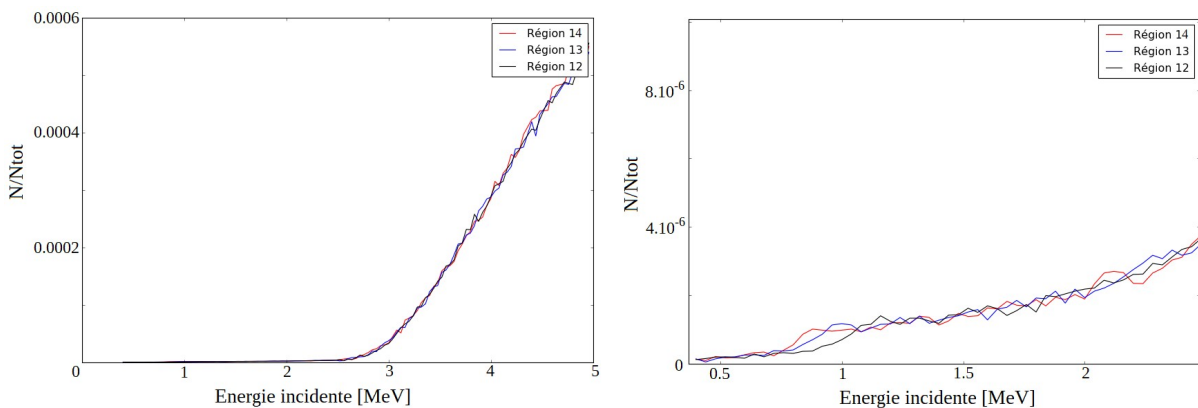


Figure V.8: Nombre d'électrons détectés en fonction de leur énergie incidente pour les régions 12, 13, et 14, pleine échelle à gauche, et zoom sur les basses énergies à droite.

D'après la Figure V.8, une forte contribution des électrons de plus de 2.5 MeV est enregistrée. Ces électrons ont assez d'énergie pour traverser le blindage, et peuvent donc atteindre le Timepix avec toutes les directions d'arrivée. Au contraire, les électrons de moins de 2.5 MeV ne parviennent pas à traverser le blindage, et ne peuvent atteindre le Timepix qu'en passant par l'ouverture et après être déviés par le champ magnétique produit par les aimants. Les régions 14, 13, et 12 mesurent respectivement les électrons d'environ 800 keV, 1 MeV et 1.2 MeV. Une dépendance en énergie des points d'impact des électrons est observée. Cependant, les électrons atteignent la tête de détection avec toutes les directions d'arrivée ce qui entraîne un étalement des trajectoires au niveau du Timepix. Ceci a pour conséquence une grande incertitude sur l'énergie incidente des électrons pour une région donnée. Même en se plaçant dans le cas idéal où la position de l'impact de la particule est connue, la déduction de l'énergie incidente des électrons n'est pas suffisamment précise avec cette géométrie. Les trajectoires ne sont pas suffisamment séparées à cause de la largeur de la tête de détection qui est limitée. Par ailleurs, cette géométrie ne permet pas de quantifier la proportion d'électrons passant par l'entrée de la tête de détection et ceux qui traversent le blindage, d'autant plus que seuls les électrons ont été simulés afin de simplifier le traitement.

2.3. Géométrie à deux collimateurs

Dans le but de mieux séparer les trajectoires des électrons ayant des énergies différentes, leur spectre en énergie est séparé en deux. La géométrie de la tête de détection est donc constituée d'un Timepix non incliné, ainsi que de deux paires d'aimants créant des champs magnétiques transverses d'intensités différentes dans le but de scanner une grande plage en énergie pour les électrons. Un boîtier de 5 mm d'aluminium, comportant deux ouvertures centrées sur les cavités formées par les aimants, entoure ces éléments et constitue le blindage de la tête de détection. Cette géométrie est illustrée dans la Figure V.9.

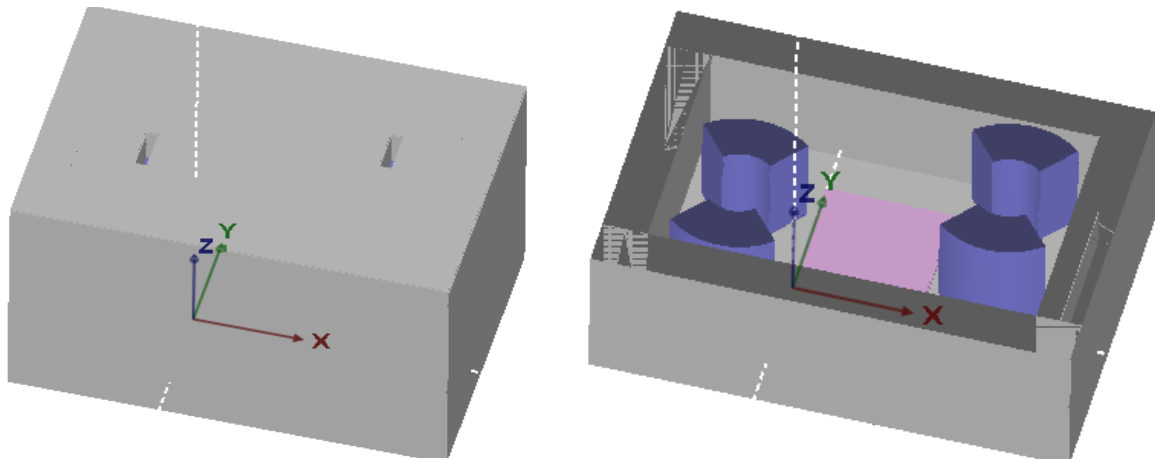


Figure V.9: Illustration de la tête de détection (gauche) avec une coupe permettant de voir le Timepix ainsi que les deux paires d'aimants (droite). Figures réalisées à l'aide de Fastrad.

Afin de quantifier la contribution des électrons et des protons traversant le blindage, il est intéressant de considérer une cavité dans laquelle les électrons passant par l'entrée de la tête de détection ne sont pas détectés. Dans ce but, une lamelle d'aluminium est ajoutée afin de stopper les électrons les moins énergétiques venant de l'entrée où les aimants produisant le plus faible champ magnétique sont utilisés. En effet, cela permet par la même occasion de réduire les comptages des électrons les moins énergétiques possédant de forts flux dans les ceintures de radiations, susceptibles de saturer l'électronique. Par ailleurs, une autre lamelle d'aluminium est ajoutée au milieu du Timepix afin de créer deux autres cavités, chacune dédiée à un collimateur. Cela permet de séparer les contributions des électrons déviés par les deux paires d'aimants. Les pixels sont regroupés afin de former 32 régions dans le but d'améliorer le rapport signal sur bruit. La contribution de chaque pixel pour une région donnée est sommée avec celle des autres pixels de la même région. La géométrie possédant les deux lamelles d'aluminium ainsi que les différentes régions du Timepix sont illustrées dans la Figure V.10.

Les aimants déviant les électrons sur les régions de 1 à 16 permettent la détection des électrons de 650 keV à 2.4 MeV environ. Ceux déviant les électrons sur les régions de 17 à 32 dévient les électrons de 100 keV à 700 keV environ sur le Timepix. Cette géométrie est exportée dans GEANT4 afin de simuler le passage des électrons dans ce spectromètre. Les électrons de 100 keV à 5 MeV sont simulés par pas de 20 keV, avec 10 millions d'électrons simulés par énergie incidente. L'introduction de la lamelle d'aluminium afin de former la cavité induit une aire différente pour les régions 8 à 16. Afin de pouvoir comparer correctement chaque portion, le comptage des particules dans chaque région est normalisé en unité d'aire. Les résultats sont présentés dans la Figure V.11 pour les électrons passant par l'ouverture du blindage et ne créant pas de secondaires avant d'être détectés dans le Timepix, pour les régions 4, 5, 6 et 14, 15, 16.

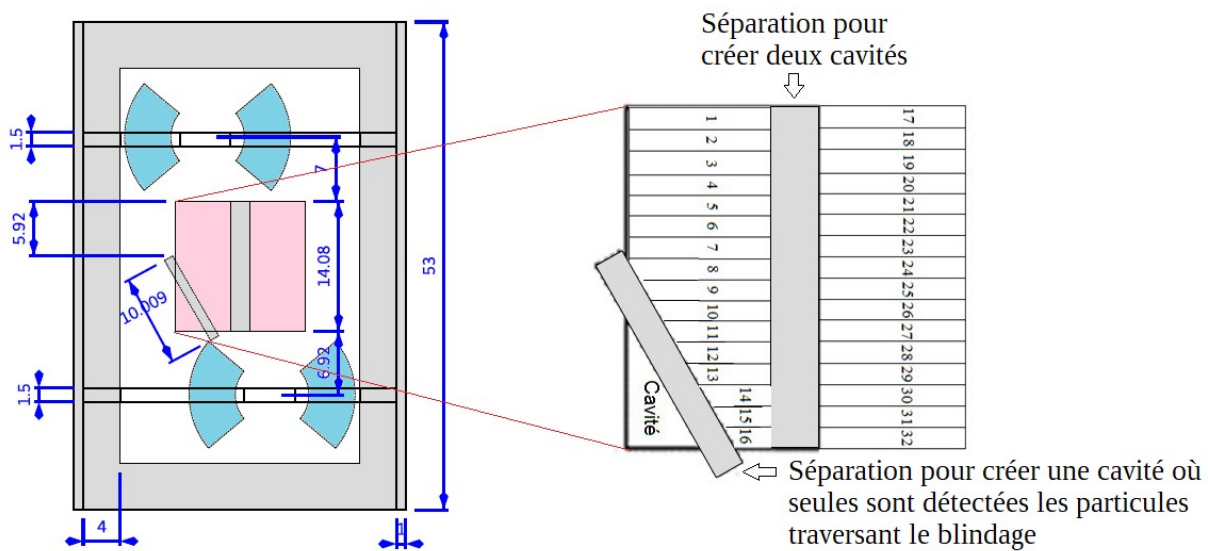


Figure V.10: Géométrie du spectromètre (gauche) et les différentes régions du Timepix (droite).

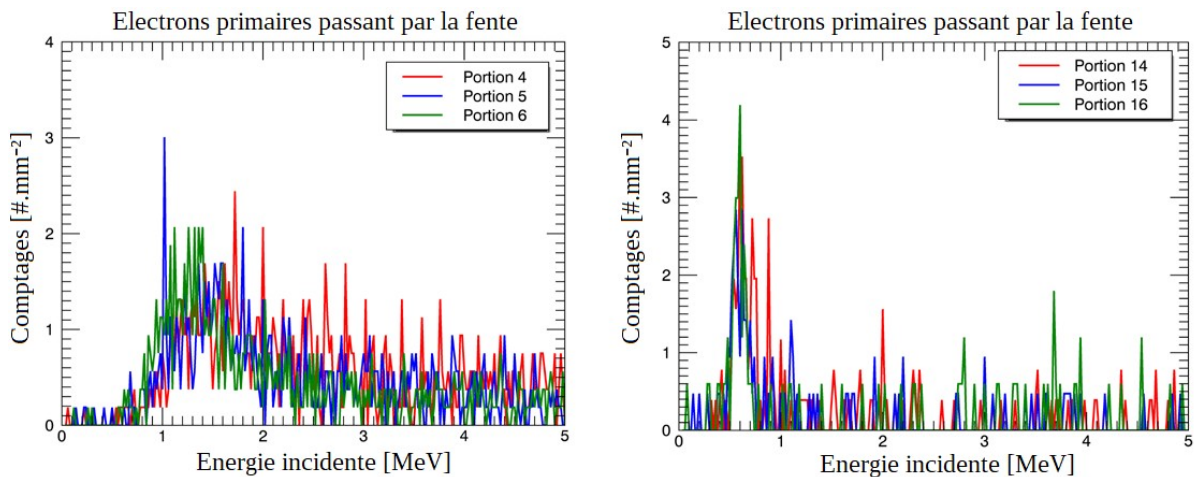


Figure V.11: Comptages des électrons passant par la fente et détectés dans les régions 4, 5, et 6 (gauche) et dans les régions 14, 15, et 16 (droite).

En fonction de la région du Timepix, l'énergie des électrons privilégiés varie. En particulier, la portion 6 privilégie la détection des électrons de 1.3 MeV, la portion 5 ceux de 1.5 MeV, et la portion 4 ceux de 1.7 MeV environ. Pour ces énergies l'incertitude sur l'énergie est non négligeable. Les portions 14, 15, et 16, plus éloignées des aimants, privilégient quant à elles les électrons de plus faibles énergies autour de 0.7 MeV.

Afin d'illustrer l'utilité de la cavité, le comptage des électrons détectés dans la cavité est comparé dans la Figure V.12 au comptage des électrons du bruit de fond composé des électrons traversant le blindage et des particules secondaires créées par les électrons passant par la fente.

Pour les deux portions considérées, la tendance des comptages en fonction de l'énergie pour la cavité est la même que celle des comptages enregistrés dans les portions en ne prenant en compte que les électrons traversant le blindage et les particules secondaires créées par des électrons passant par l'ouverture du blindage. La cavité permettrait de corriger, au premier ordre, les mesures faites dans les portions. Cependant, il reste un problème majeur, qui est l'incertitude en ce qui concerne l'énergie mesurée pour chaque portion. La réduction de la taille de l'ouverture ne pallie pas à ce problème. En effet, cela engendre des comptages encore

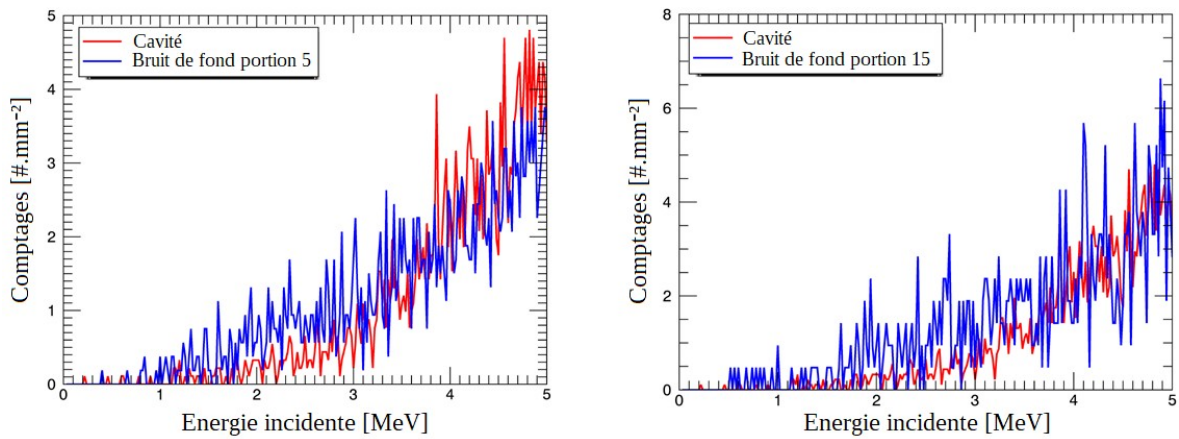


Figure V.12: Comptages des électrons du bruit de fond et de la cavité dans la portion 5 (gauche) et la portion 15 (droite).

plus faibles ce qui peut être problématique pour les électrons énergétiques. Par ailleurs, les particules peuvent entrer dans la tête de détection avec différents angles par rapport à l'ouverture ce qui engendre une incertitude sur leur point d'impact sur le Timepix et donc une incertitude sur les portions touchées. Par ailleurs, la mesure des protons est limitée avec cette technique qui favorise la détection des électrons. A ceci s'ajoute l'incertitude sur la correction des comptages des particules traversant le blindage à l'aide de la cavité. Finalement, cette méthode semble difficilement applicable au Timepix à cause de l'étalement des traces dans la matrice de pixels et aux angles d'arrivée des particules qui entraînent une trop grande incertitude sur la position de la trace dans le Timepix, d'autant plus que l'utilisation des aimants n'est pas envisageable pour un embarquement sur Cubesat. Une autre technique doit donc être développée afin de discriminer correctement protons et électrons et de mesurer leur énergie.

La force du Timepix réside dans la possibilité d'avoir la forme des traces que font les particules dans la matrice de pixels ainsi que l'énergie déposée par les particules. Afin d'utiliser ces deux informations sans pour autant établir une classification comme celle établie par le CERN et par l'IEAP de Prague basée sur les traces obtenues dans les accélérateurs de particules, la possibilité d'utiliser les réseaux de neurones est étudiée.

3. L'analyse de traces avec les réseaux de neurones

3.1. La plateforme TAPAS

La plateforme TAPAS [97] (Timepix Analysis Platform At School) a été développée par Will Furnell afin de traiter les données de l'instrument LUCID [78] et de permettre aux étudiants des lycées ou du CERN d'analyser et partager leurs données acquises avec le Timepix. LUCID (Langton Ultimate Cosmic ray Intensity Detector) est un instrument constitué de cinq Timepix à bord du satellite TechDemoSat-1 à 635 km d'altitude. L'instrument LUCID a fonctionné de 2014 à 2017.

TAPAS est une plateforme web permettant de charger les données acquises avec le Timepix. L'utilisateur choisit ensuite l'algorithme de traitement des données qui permet de compter le nombre de traces présentes dans l'image chargée ainsi que d'avoir accès au type des particules. Le dernier algorithme développé repose sur l'utilisation de réseaux de neurones. Ce réseau est entraîné à l'aide des données acquises par l'instrument LUCID. A l'entrée du réseau de neurones diverses informations sont fournies et calculées au préalable à l'aide d'algorithmes. En particulier, pour une trace donnée, le nombre de pixels, le rayon du

cercle entourant la trace, la densité représentant le nombre de pixels de la trace divisé par l'aire du cercle entourant la trace, la non linéarité de la trace, le nombre moyen de voisins, l'épaisseur de la trace ainsi que sa courbure sont calculés. Le réseau de neurones est entraîné à l'aide de traces labellisées par des volontaires qui identifient, à l'œil, le type des particules correspondant à la trace analysée. Le réseau de neurones, lors de l'entraînement, établit un lien entre les paramètres calculés et les labels entrés pour chaque trace. Cet apprentissage permet ensuite au réseau de prédire le type de particule pour une trace donnée lorsque cette trace n'est pas labellisée.

Le but est de tester l'utilisation de cette plateforme pour les besoins de la thèse. A l'aide de GEANT4, un Timepix est modélisé afin de générer une image ne comportant que des traces faites par des électrons et une autre ne comportant que des traces faites par des protons. Ces images sont chargées dans la plateforme TAPAS. Quels que soient les algorithmes choisis, pour les deux images, les particules ont été identifiées comme étant des photons ou des électrons. Le réseau de neurones a été entraîné à l'aide des données de l'instrument LUCID et les données d'entraînement ont été labellisées à la main par des volontaires. Ceci entraîne d'une part une incertitude sur les labels des traces utilisées pour l'entraînement, et d'autre part cet entraînement est propre à la géométrie de l'instrument LUCID, ce qui peut expliquer la mauvaise analyse des images générées par GEANT4.

La solution envisagée est donc la création d'un réseau de neurones dans le cadre de la thèse afin de ne pas dépendre de la géométrie des autres instruments ou bien des autres techniques utilisées.

3.2. Les réseaux de neurones

3.2.1. L'intelligence artificielle et le machine learning

L'intelligence artificielle (IA) est définie selon le Larousse comme étant « l'ensemble de théories et techniques mises en œuvre en vue de réaliser des machines capables de simuler l'intelligence » [98]. Depuis le commencement de l'utilisation de l'IA en 1950, celle-ci n'a cessé d'évoluer jusqu'à aujourd'hui où elle est omniprésente. Elle est par exemple utilisée par les voitures autonomes, pour la traduction automatique, ou même dans le domaine du médical et du spatial avec SpaceX pour la réutilisation de certaines parties des fusées. Si à l'intelligence artificielle s'ajoute l'utilisation des statistiques nous entrons dans le domaine du Machine Learning, qui est un sous-domaine de l'intelligence artificielle.

Le Machine Learning est apparu dans les années 1980 [99]. L'introduction des statistiques dans les algorithmes permet de généraliser les données à partir de l'apprentissage des données fournies en entrée. C'est l'algorithme qui apprend lui-même des données pour en trouver la meilleure approximation et la meilleure généralisation possible. Cependant, il est nécessaire de choisir au préalable quelles sont les caractéristiques importantes à prendre en compte. Par exemple, si le but est de faire de la reconnaissance faciale, il faut déterminer toutes les caractéristiques importantes du visage afin que l'algorithme puisse le reconnaître (écart entre le nez et la bouche, écart entre les yeux...), ce qui limite le Machine Learning tel quel. Si au Machine Learning s'ajoute l'utilisation de réseaux de neurones, nous entrons dans le sous-domaine du Deep Learning, ou apprentissage profond [100].

Le Deep Learning (apprentissage profond) est apparu il y a une dizaine d'années. Grâce au réseau de neurones, ce n'est plus à l'utilisateur de décider de l'importance des caractéristiques. En effet, l'algorithme va lui-même renforcer ou détruire les liaisons des neurones en fonction de la grande importance ou non des caractéristiques de telle sorte à avoir en sortie une bonne prédiction de l'information à extraire à partir des données fournies en entrée. La Figure V.13 permet de résumer les définitions de l'intelligence artificielle, du Machine Learning, et du Deep Learning [101].

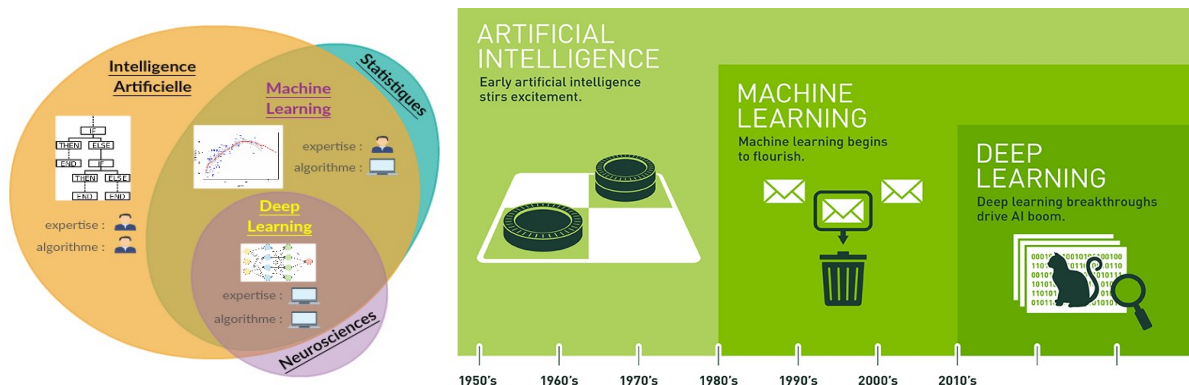


Figure V.13: Illustration des domaines de l'intelligence artificielle, du Machine Learning, et du Deep Learning.

Un réseau de neurones est dit profond lorsqu'il possède au moins deux couches cachées, et son apprentissage est alors qualifié d'apprentissage profond. Dans la sous-section suivante, le fonctionnement des réseaux de neurones est décrit, avec une attention plus importante accordée aux réseaux de neurones à convolution puisque ce sont ces réseaux de neurones qui sont appliqués au cas du Timepix.

3.2.2. Les réseaux de neurones

Les réseaux de neurones s'inspirent du fonctionnement des neurones biologiques présents dans le cerveau. Ce dernier est constitué de plusieurs milliards de neurones connectés entre eux. Un schéma simplifié du neurone extrait de [102] est présenté dans la Figure V.14.

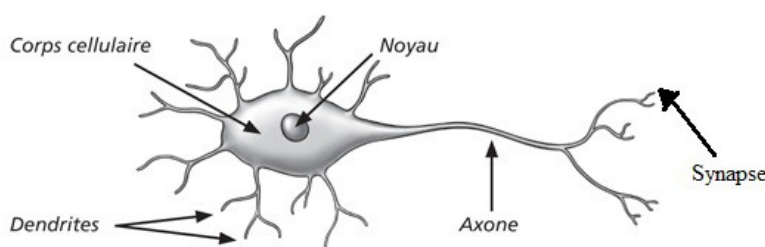


Figure V.14: Illustration d'un neurone biologique.

Un neurone est constitué d'un corps cellulaire qui traite l'information avant de renvoyer le résultat vers d'autres neurones sous forme de signaux électriques via l'axone. Les neurones reçoivent les informations extérieures à l'aide des dendrites qui collectent les signaux électriques, et reçoivent les informations des autres neurones à l'aide des synapses qui permettent la communication entre les neurones. Une analogie peut être faite entre ce modèle biologique et les réseaux de neurones informatiques. Les dendrites correspondent au signal d'entrée, les axones au signal de sortie une fois que l'information a été traitée, et les synapses correspondent aux poids des connexions. Les réseaux de neurones ont besoin d'apprendre et de s'entraîner sur des données connues afin de régler des coefficients de pondération pour faire ensuite des prédictions sur d'autres données.

Deux types d'apprentissage peuvent être distingués : supervisé et non-supervisé [103]. Dans le cas de l'apprentissage supervisé, les données sont étiquetées, c'est-à-dire que lors de la phase d'entraînement une classe cible est associée aux données. Le réseau s'entraîne sur ces données et modifie ses poids jusqu'à ce qu'il soit capable de bien traiter les données d'entrée afin d'obtenir la sortie souhaitée. Dans le cas de l'apprentissage non-supervisé les données ne sont pas étiquetées. Les classes ne sont pas connues au préalable, c'est l'algorithme lui-même

qui trouve les similarités des données d'entrée et qui va mettre ensemble les données qui ont des caractéristiques communes.

Deux types de sortie peuvent être distingués : une valeur continue ou bien une valeur discrète. Si la sortie est une valeur continue alors il s'agit d'une régression, et si la valeur est discrète il s'agit d'une classification [104].

Il existe différents types de réseaux de neurones. Seulement les réseaux de neurones à convolution sont décrits ici car dans le cadre de cette thèse seuls ces réseaux de neurones sont utilisés [105].

3.2.3. Les réseaux de neurones à convolution CNN

Un réseau de neurones à convolution (CNN Convolutional Neural Network) est un réseau de neurones particulièrement adapté et utilisé pour le traitement des images, en particulier pour l'analyse des pixels. L'architecture d'un réseau de neurones à convolution est basée sur la succession de diverses couches.

- **La couche d'entrée**

La couche d'entrée est celle qui permet de charger et stocker les images à envoyer dans le réseau de neurones. Elle a une dimension (N, h, L, P) où N est le nombre d'images à entrer dans le réseau, $h \times L$ la taille de l'image, et P le nombre de canaux de l'image (P=1 si l'image est en niveaux de gris, P=3 si l'image est en RGB).

- **La couche de convolution**

La couche de convolution est la base même d'un réseau de neurones à convolution. Son rôle est d'extraire les caractéristiques des images données en entrée [105], [106]. Des filtres sont appliqués afin d'extraire ces caractéristiques. Chaque filtre, modélisé par une matrice, glisse sur l'image et le produit de convolution entre la portion de l'image et le filtre est calculé. La couche de convolution reçoit en entrée plusieurs images et calcule la convolution entre ces images et chaque filtre. Le nombre de filtres ainsi que leur taille sont choisis par l'utilisateur, tandis que les caractéristiques importantes d'une image sont déterminées automatiquement par le réseau. L'utilisateur ne choisit pas les filtres appliqués, c'est le réseau lui-même qui les apprend. Initialement, les filtres ont des valeurs aléatoires, puis au fur et à mesure de l'apprentissage, les poids des filtres s'adaptent aux données fournies en entrée. Les deux autres paramètres choisis par l'utilisateur sont le type de « padding » (le remplissage) et le « strides » (la foulée ou le pas) [106]. La foulée permet de fixer le pas vertical et horizontal avec lesquels se décale le filtre sur l'image. Dans cette thèse, la foulée est prise à 1×1 . Le remplissage définit la manière dont les bords de l'image sont gérés lors de la convolution. Différents algorithmes de remplissage peuvent être choisis : VALID et SAME. L'algorithme de remplissage SAME permet d'ajouter des zéros aux bords de l'image de telle sorte à ce que la taille de l'image à la sortie de la couche de convolution soit la même que celle à l'entrée de la couche. Ceci permet de considérer toutes les lignes et colonnes de l'image lors de la convolution. Le nombre de lignes et de colonnes de zéros ajoutées dépend de la foulée choisie. L'algorithme de remplissage VALID n'ajoute pas de zéros, ce qui peut entraîner, selon le pas choisi, une omission de lignes ou de colonnes de l'image d'entrée lors de la convolution. La Figure V.15 résume ce qui se passe dans une couche de convolution dans le cas d'une image $5 \times 5 \times 1$ et d'un filtre 3×3 avec un remplissage SAME et une foulée 1×1 (déplacement du filtre d'un pas en X et en Y).

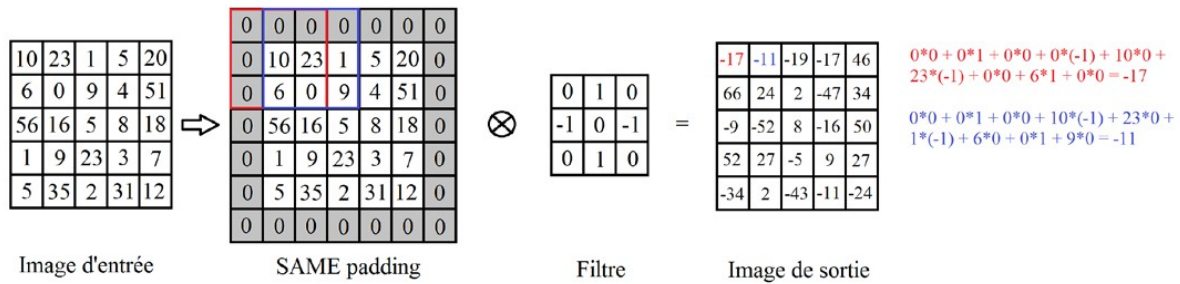


Figure V.15: Principe de fonctionnement d'une couche de convolution.

La Figure V.15 illustre le calcul de la convolution entre l'image d'entrée et un filtre avec un ajout de zéros aux bords de l'image pour que la sortie ait la même dimension que l'entrée. La sortie de cette couche est en général connectée à l'entrée d'une couche de pooling.

- **La couche de pooling**

La couche de pooling [107] permet de réduire la taille des images et de rendre l'apprentissage invariant aux changements d'échelle et d'orientation, tout en gardant les caractéristiques importantes de l'image d'entrée. Le nombre de calculs est réduit ce qui rend le réseau de neurones plus performant. Tout comme pour la couche de convolution, un filtre est appliqué et glisse sur l'image. C'est à l'utilisateur de choisir la taille du filtre ainsi que le pas (strides). Il existe différents types de pooling : le max-pooling, l'average-pooling, et le sum-pooling. Lors du max-pooling, l'image est découpée en cellules régulières et au sein de chaque cellule est gardé seulement le pixel possédant la valeur maximale. Lors de l'average-pooling, la sortie est la moyenne des pixels de chaque cellule, tandis que pour le sum-pooling c'est la somme des pixels de chaque cellule qui est calculée. Tout comme pour les couches de convolution, un remplissage peut être appliqué. Ces trois types de pooling sont illustrés dans la Figure V.16 en prenant comme entrée la sortie de la couche de convolution précédente, avec des filtres 2×2 , un algorithme de remplissage SAME et un pas de 2 en X et Y (fouledé 2×2).

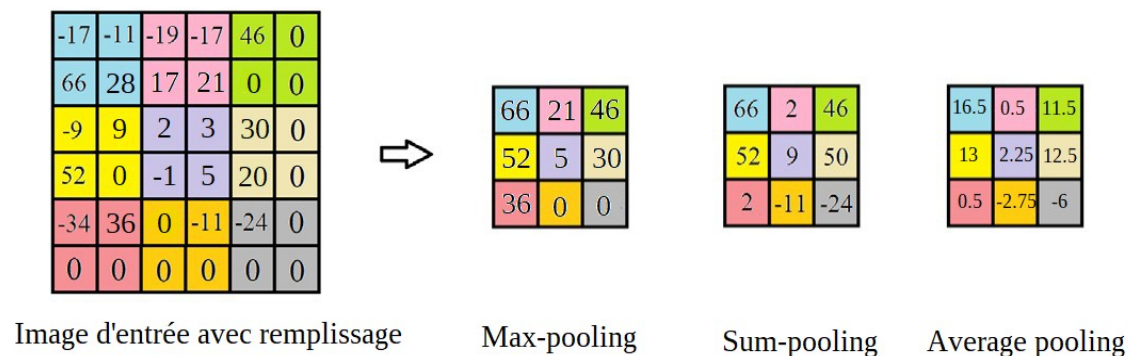


Figure V.16: Principe de fonctionnement des trois types de pooling.

Dans le cas de l'exemple présenté dans la Figure V.16, la taille de l'image est réduite, en passant d'une dimension 5×5 à une dimension 3×3 , ce qui permet de réduire le nombre de paramètres et aussi le nombre de calculs à effectuer par la suite.

- **La couche de correction**

La couche de correction, encore appelée couche d'activation, est utilisée afin d'introduire de la non-linéarité dans le réseau de neurones [108]. Différentes fonctions non-

linéaires peuvent être utilisées comme la tangente hyperbolique ou bien la fonction sigmoïde, mais la fonction ReLU (« Rectified Linear Units » ou Unité linéaire rectifiée) s'avère être bien plus efficace. L'introduction de cette non-linéarité permet au réseau de neurones d'apprendre des fonctions complexes et donc d'être plus efficace lors de l'apprentissage. La fonction ReLU remplace tous les pixels négatifs par zéro. Elle peut être notée comme : $\text{Output} = \max(0, \text{Input})$. Son fonctionnement est illustré dans la Figure V.17 en prenant en entrée la sortie de la couche de pooling précédente.

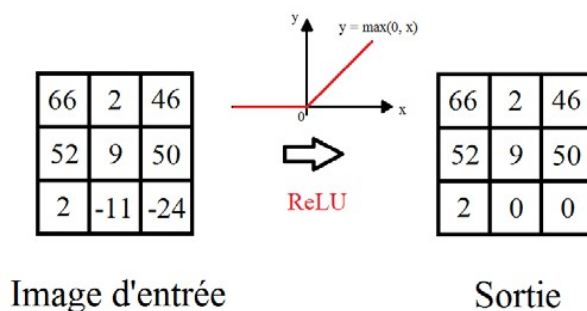


Figure V.17: Principe de fonctionnement de la couche ReLU.

Les couches de convolution, de pooling, et d'activation sont très souvent utilisées ensemble dans les CNN et peuvent être répétées plusieurs fois en fonction de la complexité du problème. Par ailleurs, les combinaisons des couches Conv → Pool → ReLU et Conv → ReLU → Pool donnent le même résultat. Seulement, la couche de pooling permet de réduire les dimensions contrairement à la couche d'activation. Il est donc plus judicieux de placer la couche de pooling avant celle d'activation afin de gagner en temps de calcul.

Après avoir appliqué plusieurs fois cette succession de couches, les caractéristiques de l'image initiale sont extraites. Ces caractéristiques sont ensuite envoyées dans la couche d'aplatissement (« flattening layer »).

- **La couche d'aplatissement**

La couche d'aplatissement permet de convertir les données en sortie de la succession des couches Conv-Pool-ReLU en un vecteur. Le fonctionnement de cette couche est illustré dans la Figure V.18.

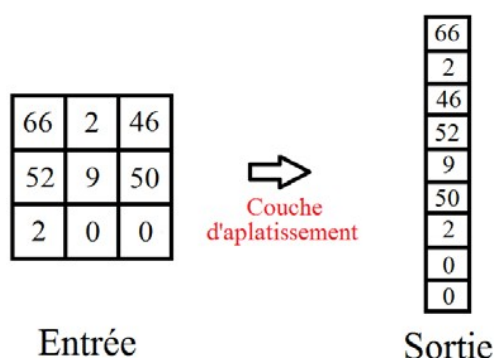


Figure V.18: Principe de fonctionnement d'une couche d'aplatissement.

Cet aplatissement permet de connecter la sortie aux couches entièrement connectées.

- **La couche entièrement connectée**

Ces couches portent le nom de couches entièrement connectées car toutes les entrées sont reliées à tous les neurones de la couche. Un réseau CNN peut posséder plusieurs couches

entièrement connectées [109] afin d'apprendre des combinaisons plus complexes pour améliorer la prise de décision. La première couche entièrement connectée prend en entrée le vecteur de sortie de la couche d'aplatissement. La dernière couche entièrement connectée donne les probabilités finales pour les différentes sorties. Chaque couche entièrement connectée applique des poids aux différentes valeurs. En effet, toutes les valeurs ne se valent pas pour bien prédire une sortie donnée. Les poids vont être d'autant plus importants que le lien entre la valeur attendue et la sortie correspondante est fort.

Finalemt, les neurones de sortie de la dernière couche entièrement connectée contiennent les probabilités pour chaque sortie.

Les couches qui suivent dépendent du type de sortie du réseau de neurones, à savoir s'il s'agit d'une classification ou bien d'une régression.

- **La couche de normalisation**

Dans le cas d'une classification, cette couche de normalisation est constituée de la fonction Softmax [110]. Cette couche prend en entrée la sortie de la dernière couche entièrement connectée. Elle comporte un nombre de nœuds égal au nombre de classes possibles en sortie. La fonction Softmax transforme les sorties de la dernière couche entièrement connectée en probabilités comprises entre 0 et 1 de telle sorte à ce que leur somme soit égale à 1. Cela permet de faire converger l'apprentissage plus rapidement. L'argument maximal de la sortie de cette couche permet de savoir quelle est la classe dont la probabilité est la plus élevée, autrement dit la classe la plus probable pour l'image donnée. La fonction Softmax est une fonction exponentielle normalisée définie selon la formule suivante où C est le nombre d'éléments du vecteur x et x_i la i ème composante du vecteur x .

$$\text{softmax}(x)_i = \frac{\exp(x_i)}{\sum_{j=1}^C \exp(x_j)}$$

Afin d'illustrer cette fonction, un exemple d'un problème à 3 classes et 4 observations est considéré, le but étant pour 4 images de déterminer de quelle particule il s'agit. Les trois classes sont proton, électron, photon. Les labels des images sont notés y_true , les labels transformés en encodage one-hot (encodage 1 parmi n) y_true_onehot , la sortie du réseau de neurones pour les labels prédits y_pred , et la sortie du réseau de neurones avec application de la fonction Softmax $y_pred_softmax$. Pour les quatre images choisies voici les labels correspondants :

$y_true = ['proton', 'photon', 'proton', 'électron']$

L'encodage one-hot consiste à représenter chaque label par un vecteur ne comportant que des 0 et des 1. La taille de ce vecteur est égal au nombre de classes. La première valeur de ce vecteur représente la classe 'proton', la deuxième la classe 'électron', et la troisième la classe 'photon'. Les labels deviennent donc avec cet encodage y_onehot .

$y_onehot = [[1,0,0],[0,0,1],[1,0,0],[0,1,0]]$

A la sortie du réseau (sans entraînement car c'est juste pour illustrer), les probabilités non normalisées sont obtenues pour chaque classe et pour chaque observation.

$y_pred = [[0.7,0.1,0.4],[0.8,0.7,0.3],[0.2,0.2,0.2],[0.1,0.4,0.6]]$

La fonction Softmax est utilisée sur y_{pred} afin de normaliser, pour chaque observation, les probabilités afin que la somme sur toutes les classes soit égale à 1. Les calculs pour la première observation sont illustrés ci-dessous.

$$\begin{aligned}\sigma(0.7)_{observation1} &= \frac{\exp(0.7)}{\exp(0.7)+\exp(0.1)+\exp(0.4)} \approx 0.4368. \\ \sigma(0.1)_{observation1} &= \frac{\exp(0.1)}{\exp(0.7)+\exp(0.1)+\exp(0.4)} \approx 0.2397. \\ \sigma(0.4)_{observation1} &= \frac{\exp(0.4)}{\exp(0.7)+\exp(0.1)+\exp(0.4)} \approx 0.3236.\end{aligned}$$

La somme de ces probabilités, pour l'observation 1, est bien égale à 1. Les mêmes calculs sont appliqués pour les 3 autres observations. Finalement, la fonction Softmax retourne les valeurs suivantes.

$$y_{pred_softmax} = \begin{bmatrix} [0.4368,0.2397,0.3236],[0.3982,0.3603,0.2415],[0.33,0.33,0.33], \\ [0.2501,0.3376,0.4123] \end{bmatrix}$$

Dans le cas d'une régression, la dernière couche entièrement connectée et la couche Softmax sont remplacées par une couche entièrement connectée à 1 sortie. Il n'y a donc pas de couche Softmax appliquée en sortie du réseau de neurones dans le cas d'une régression.

- **La couche de sortie**

Dans le cas de la classification, la couche de sortie est juste après l'application de la fonction Softmax. Si le but est que le réseau de neurones renvoie la classe prédite avec la plus grande probabilité, il suffit de prendre l'argument maximal de la sortie de la fonction Softmax. Ainsi, en sortie du réseau de neurones, la classe prédite avec la plus grande probabilité pour l'image d'entrée correspondante est obtenue.

Dans le cas de la régression, la couche de sortie renvoie directement la valeur prédite par le réseau de neurones.

- **Le calcul de perte (LOSS)**

Dans le cas d'un problème de classification, le calcul de l'erreur se fait en général à l'aide de l'entropie croisée qui évalue la différence entre deux distributions de probabilité. L'entropie croisée est minimisée, ce qui signifie que les très bons modèles ont une entropie croisée proche de 0. L'entropie croisée est donnée, pour un nombre de classes C et sur un nombre d'observations N , par l'équation suivante avec y les labels encodés one-hot et p les probabilités associées obtenues après l'application de la fonction Softmax à la sortie du réseau de neurones [110].

$$L = -\frac{1}{n} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^C y_{i,j} \ln(p_{i,j})$$

L'exemple pris pour la couche de normalisation est réutilisé afin d'illustrer le calcul de l'entropie croisée. L'entropie croisée sur cet exemple est donné par le calcul suivant.

$$L = -\frac{1}{4} (1 * \ln(0.4368) + 1 * \ln(0.2415) + 1 * \ln(0.3333) + 1 * \ln(0.3376)) \approx 1.1084$$

Dans le cas d'un problème de régression, le calcul de l'erreur est effectué de manière générale à l'aide de l'erreur quadratique moyenne, ou de la « Mean Squared Error Loss » en anglais. Elle est donnée par l'équation suivante.

$$L = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - \hat{y}_i)^2$$

où y est le vecteur comportant les valeurs cibles en sortie et \hat{y} le vecteur comportant les valeurs prédites par le réseau de neurones.

- **Optimisation**

Il existe divers algorithmes d'optimisation qui améliorent la stabilité et l'efficacité des réseaux de neurones. Celui utilisé dans le cadre de la thèse est l'algorithme Adam (Adaptive Moment estimation) pour sa stabilité et son efficacité.

Durant la phase d'apprentissage, le réseau de neurones compare les valeurs prédites avec celles attendues. L'algorithme d'optimisation permet de corriger le réseau de neurones afin que lors de l'étape suivante l'écart entre les valeurs prédites et celles attendues soit plus faible. Autrement dit, il définit la manière dont apprend le réseau de neurones pendant la phase d'apprentissage afin que l'erreur calculée soit de plus en plus faible.

Toutes ces couches font partie d'un réseau de neurones à convolution. Pour un problème donné, le but est de trouver l'architecture et les hyperparamètres permettant le meilleur apprentissage. Le taux d'apprentissage est un hyperparamètre qui contrôle le changement du modèle en fonction de l'erreur calculée chaque fois que les poids du modèle sont mis à jour. Une valeur trop petite du taux d'apprentissage peut engendrer un temps très long de l'apprentissage voire le blocage du réseau, tandis qu'une valeur trop grande peut entraîner un apprentissage trop rapide et non optimal. Deux autres hyperparamètres sont le nombre d'époques et la taille du lot. La taille du lot définit le nombre de traces de particules à analyser avant de mettre à jour les poids du réseau de neurones. Le nombre d'époques définit le nombre de lots analysés par l'algorithme d'apprentissage. Pour chaque époque, un lot de traces de particules est sélectionné de manière aléatoire parmi la base de données d'apprentissage sur lequel le réseau de neurone est entraîné, engendrant la mise à jour des poids. Le nombre d'époques est choisi de telle sorte à ce que le réseau de neurones ait le temps d'apprendre, tout en évitant le sur-apprentissage (apprentissage par cœur des données par le réseau de neurones).

Tous les calculs effectués dans les couches sont codés de manière numérique. Divers outils ont été développés afin de rendre ce codage plus rapide et efficace, comme l'outil Tensorflow.

3.2.4. Tensorflow

Tensorflow [111] est un outil développé par Google qui permet de créer, entraîner, et exécuter des réseaux de neurones, basé sur le langage de programmation Python. Les principales opérations utilisées dans les réseaux de neurones, en particulier pour les réseaux de neurones à convolution CNN, sont définies dans Tensorflow, tout comme les couches des réseaux de neurones, ce qui représente un gain considérable en temps. Par exemple, l'opération de convolution est déjà codée dans la fonction `tf.nn.conv2d()`, tout comme le calcul de l'entropie croisée avec la fonction `tf.nn.softmax_cross_entropy_with_logits()`. Non seulement ces fonctions permettent aux utilisateurs de ne pas coder les calculs classiques effectués dans les réseaux de neurones, mais sont aussi optimisées pour gagner en temps de calcul.

Dans Tensorflow, les calculs sont représentés sous forme d'un graphe d'exécution. Toutes les variables et les opérations du graphe sont définies durant la phase de construction. Aucun calcul n'est effectué durant cette phase. Les opérations du graphe sont exécutées dans une Session durant la phase d'exécution. En général, dans une Session seule l'opération qui fournit la sortie du calcul est exécutée. En effet, toutes les autres opérations nécessaires au calcul de cette sortie sont exécutées de manière automatique.

3.3. Différentiation en type et en énergie sur des données simulées GEANT4

Une géométrie simple de la tête de détection est considérée afin de tester l'efficacité des réseaux de neurones à convolution pour discriminer les protons et les électrons dans un premier temps, puis d'estimer leur énergie incidente dans un deuxième temps, à partir de l'énergie déposée dans les pixels du Timepix. La tête de détection est composée d'un Timepix avec une couche en silicium de 300 μm d'épaisseur recouverte d'une fine couche en aluminium de 1.2 μm pour protéger la matrice de pixels des photons, et d'un blindage parallélépipédique en aluminium d'une épaisseur de 0.5 mm afin d'arrêter les particules de plus faibles énergies pouvant saturer l'électronique et non étudiées dans cette thèse. Cette géométrie est exportée dans GEANT4. Des électrons de 400 keV à 5 MeV et des protons de 8.8 MeV à 200 MeV sont simulés uniformément depuis une source sphérique afin de simuler toutes les directions d'arrivée du point de vue du Timepix. Les traces obtenues pour les particules simulées constituent la base de données. Pour chaque particule simulée, le type de la particule, son énergie incidente, ainsi que l'énergie déposée dans chaque pixel sont connus.

3.3.1. Différentiation en type

L'architecture considérée pour le réseau de neurones à convolution pour la différenciation en type comporte deux successions de couches de convolution, de max pooling, et de correction ReLU, suivies d'une couche entièrement connectée, puis d'une couche de correction, et enfin une deuxième couche entièrement connectée et est présentée dans la Figure V.19.

D'autres architectures ont été testées avec en particulier un autre ensemble de couches de convolution, pooling, et d'activation mais elles se sont toutes avérées moins performantes. De même, des tests ont été effectués en enlevant les couches de pooling ou bien d'activation, mais les résultats obtenus n'ont pas été concluants.

La base de données générée par les simulations GEANT4 est utilisée afin de former un ensemble de traces pour l'entraînement du réseau de neurones, ainsi qu'un ensemble pour la validation. Le but est de déterminer le type de la particule (proton ou électron) à partir de la trace générée dans le Timepix. Les ions lourds ($Z > 1$) ne sont pas simulés ici, car seules les espèces majoritairement présentes dans l'environnement spatial Terrestre sont considérées. L'ensemble d'entraînement contient 9000 traces associées à leur label (type de la particule) avec lesquelles le réseau de neurones s'entraîne durant la phase d'entraînement, tandis que l'ensemble de validation en contient 4500 associées à leur label permettant de tester le réseau de neurones avec de nouvelles traces qui n'ont pas servi à entraîner le réseau de neurones afin de tester sa validité. Les traces non continues faites par une même particule sont ignorées. En effet, pour des mesures faites avec un Timepix, les traces sont repérées en supposant qu'elles sont composées de pixels voisins. Si une discontinuité est observée (saut de un pixel pour l'énergie déposée), alors des traces faites par des particules différentes sont considérées. Des exemples de traces non continues sont donnés dans la Figure V.20.

Lors de l'analyse des images du Timepix, aussi bien pour les mesures dans les accélérateurs de particules que celles en vol (ISS, SATRAM, LUCID...), le cas des traces non continues n'est pas pris en compte. Le nombre de traces continues désigne le nombre de particules ayant interagi avec le Timepix, même s'il s'agit en réalité d'une trace non continue faite par une seule particule. Avec les futures versions du Timepix telles que le Timepix3,

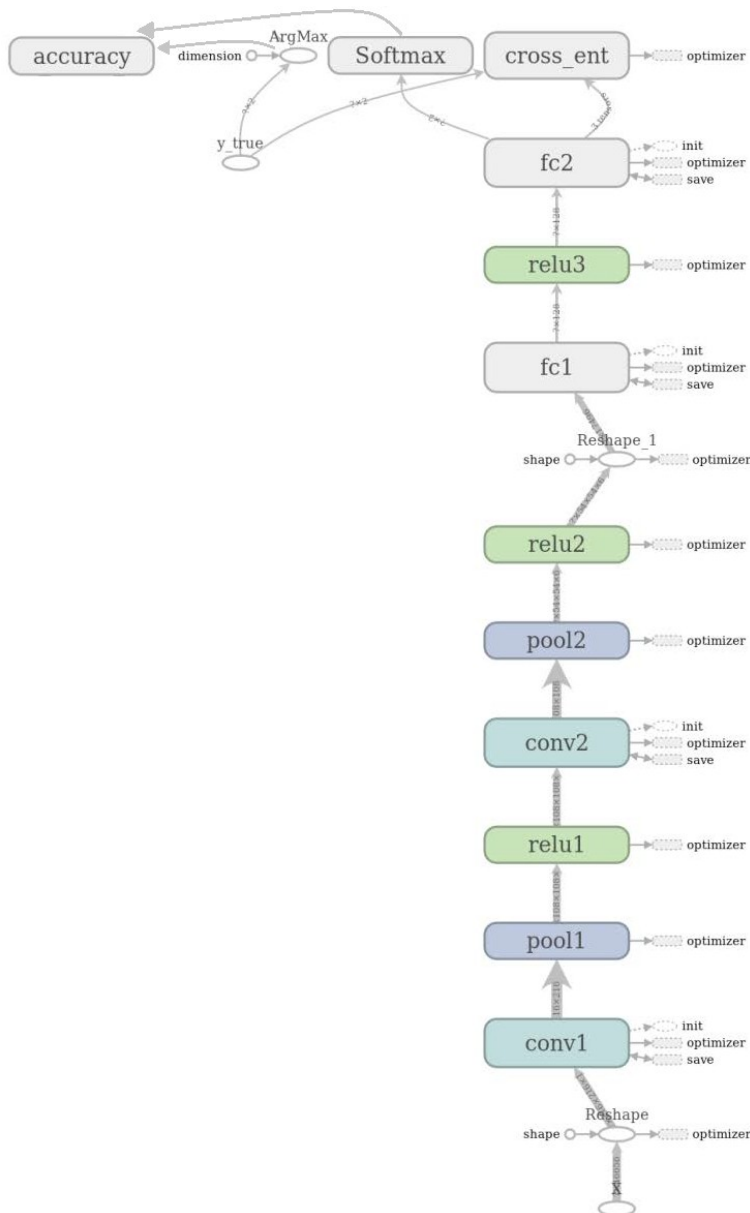


Figure V.19: Architecture du réseau de neurones.

permettant de mesurer simultanément l'énergie déposée ainsi que le temps d'arrivée, il sera très certainement possible de repérer ces traces non continues faites par les particules, plutôt que de considérer que ce sont des traces faites par des particules différentes. Les traces non continues sont surtout observées dans le cas des électrons. Ils n'interagissent par forcément avec les électrons des atomes de silicium dans chaque pixel. Il se peut aussi que la particule primaire interagisse avec le blindage de SATRAM et produise une particule secondaire, sans lui céder toute son énergie. Dans ce cas, deux particules sont détectées (la primaire et la secondaire), mais avec un espacement plus grand entre les pixels que celui observé lors de la non interaction d'un électron primaire dans un pixel. Les traces non-continues représentent environ 9 % des traces dans le cas des électrons, et 1 % des traces dans le cas des protons.

Les images des traces sont contenues dans des matrices de 256×256 pixels. Or, dans ces ensembles d'entraînement et de validation, aucune trace ne s'étale sur les 256 pixels en X ni en Y. La plus grande trace est contenue dans une matrice de 216×216 pixels. Toutes les autres traces sont donc re-centrées et redimensionnées sur une matrice de 216×216 pixels, ce qui permet de gagner en temps de calcul.

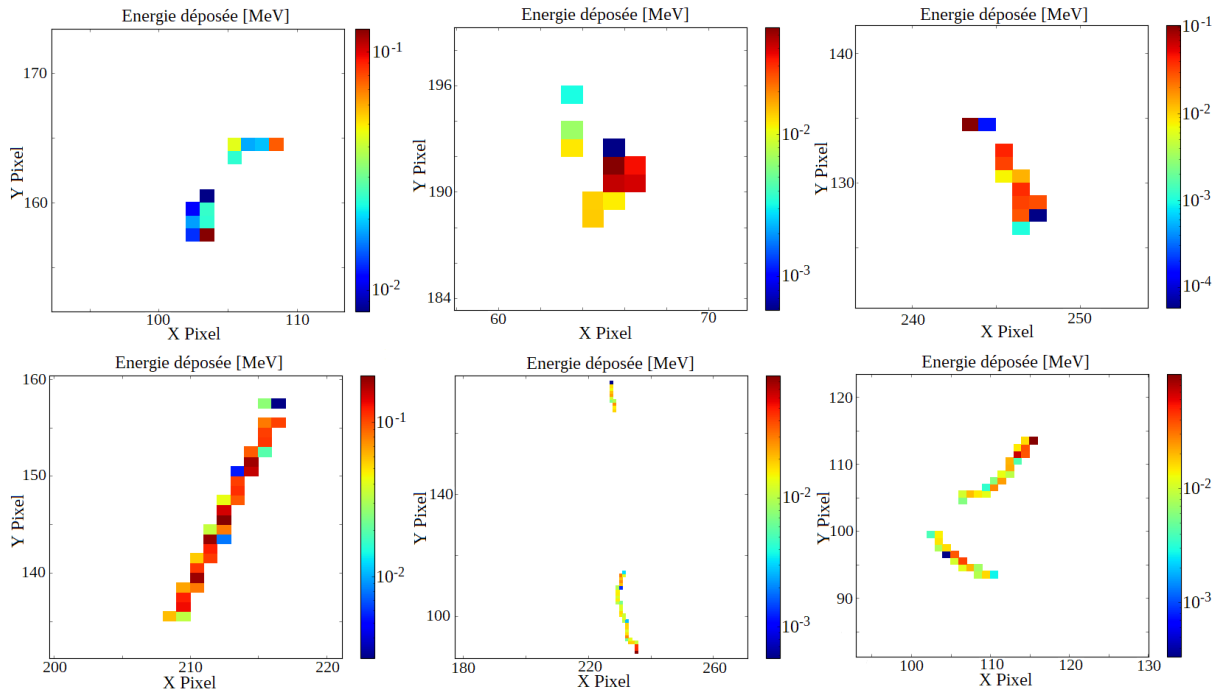


Figure V.20: Traces non continues pour une seule particule incidente lancée.

Divers paramètres, en plus de l'architecture du réseau de neurones, doivent être fixés. En particulier, le nombre de filtres et leur taille pour les couches de convolution, la taille des filtres pour le pooling, le nombre de neurones des couches entièrement connectées, le taux d'apprentissage, le nombre d'époques d'apprentissage, et le nombre de traces considérées par époque pour l'entraînement doivent être fixés. Les paramètres menant au meilleur compromis en termes de temps de calcul et de précision d'apprentissage sont les suivants :

- Couche de convolution 1 : 3 filtres de taille 5×5 avec une foulée 1×1 .
- Couche de convolution 2 : 6 filtres de taille 5×5 avec une foulée 1×1 .
- Couches maxpooling avec un filtre de taille 2×2 et une foulée 2×2 .
- Couche entièrement connectée 1 : 128 sorties.
- Couche entièrement connectée 2 : 2 sorties.
- Taux d'apprentissage : 1.10^{-4} .
- Nombre d'époques : 50.
- Taille du lot : 32.
- Taille des images d'entrée : 216×216 .

Les énergies déposées par les particules dans les pixels du Timepix sont normalisées. En effet, parmi toutes les valeurs en énergie déposée dans les pixels pour l'intégralité des ensembles d'entraînement et de validation, l'énergie maximale déposée dans un pixel est déterminée. Par la suite, toutes les énergies déposées sont normalisées par rapport à cette valeur, ce qui permet finalement aux valeurs dans les pixels d'être comprises entre 0 et 1. Cette normalisation est nécessaire afin de permettre un meilleur apprentissage et d'éviter la divergence du réseau de neurones. En entrée, ce dernier reçoit la trace faite par une particule dans le Timepix, et renvoie en sortie le type de la particule (proton ou électron), appelé type prédit.

Le réseau commence à apprendre à partir de la quatrième époque. A la fin des 50 époques, la précision de l'ensemble d'entraînement est de 94.09 % et la précision de l'ensemble de validation est de 94.75 %. L'évolution de la précision ainsi que celle de l'erreur dans le cas de l'ensemble de validation sont présentées dans la Figure V.21 et tracées à l'aide de l'outil Tensorboard [112].

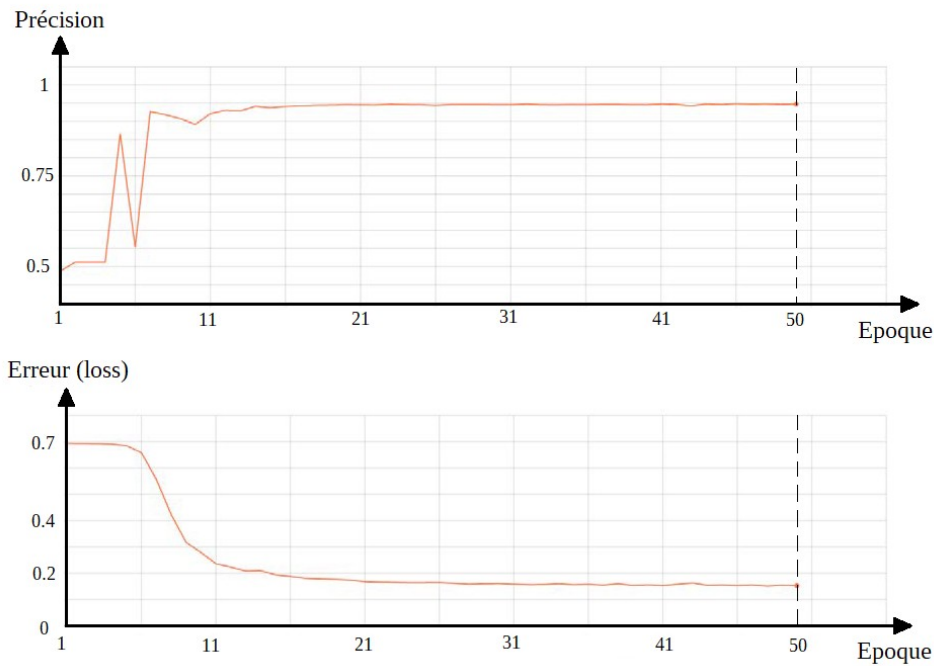


Figure V.21: Evolution de la précision (haut) et de l'erreur (bas) en fonction des époques pour l'ensemble de validation.

La valeur de l'erreur pour la base de validation diminue continuellement au cours de l'apprentissage jusqu'à atteindre une valeur limite. Cela signifie que le réseau de neurones apprend correctement au fur et à mesure, excluant ainsi le cas du sur-apprentissage (le réseau a appris par cœur les données d'entraînement et ne parvient pas à généraliser), le cas du sous-apprentissage (le réseau apprend et généralise mais la valeur optimale n'a pas encore été atteinte), ainsi que le cas du non-apprentissage (le réseau n'apprend pas et ne généralise pas). La précision se stabilise autour de 95 % pour l'ensemble de validation ce qui représente un bon résultat dans le cas de la discrimination des types de particules dans les ceintures de radiations. Cela signifie que le réseau de neurones est capable de faire correctement la différence dans 95 % des cas entre les protons et les électrons, quels que soient leur énergie et leur angle d'incidence. Afin d'illustrer les résultats, la matrice de confusion normalisée pour l'ensemble de validation est illustrée dans la Figure V.22.

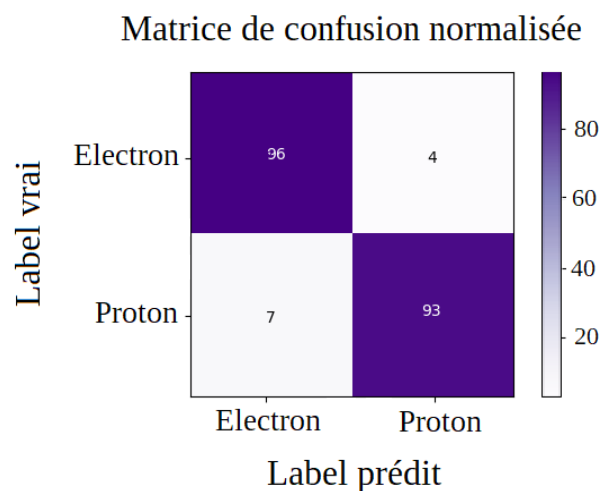


Figure V.22: Matrice de confusion normalisée pour la discrimination en type obtenue pour l'ensemble de validation.

Les électrons sont légèrement mieux différenciés que les protons. Malgré les 5 % d'erreur, cela représente un bon résultat pour la différenciation des particules avec le Timepix. La Figure V.23 illustre des traces d'électrons prédites comme étant des traces de protons par le réseau de neurones.

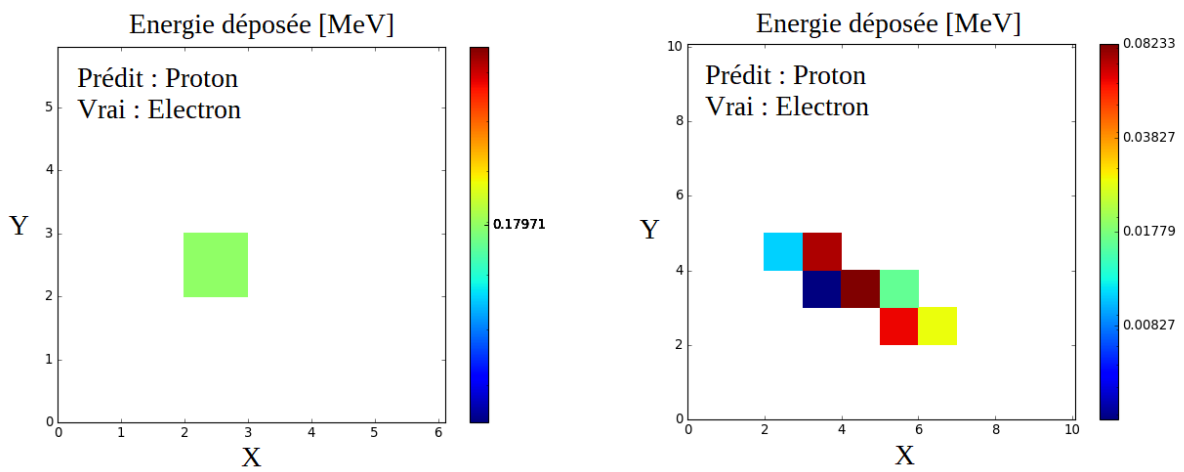


Figure V.23: Traces d'électrons mal prédites par le réseau de neurones.

La Figure V.24 illustre des traces faites par des protons dans le Timepix. Il est impossible, même à l'œil, de distinguer correctement les traces faites par les électrons dans la Figure V.23 et celles faites par des protons dans la Figure V.24. Le cas particulier où de l'énergie n'est déposée que dans un seul pixel est délicat à traiter et entraîne souvent des erreurs de prédiction. Cependant, cela ne représente qu'une petite partie des traces faites par les particules. En somme, certaines traces se ressemblent beaucoup, c'est pourquoi le réseau de neurones peut faire des erreurs de prédiction entre les protons et les électrons. La bonne discrimination dans 95 % des cas reste une bonne performance.

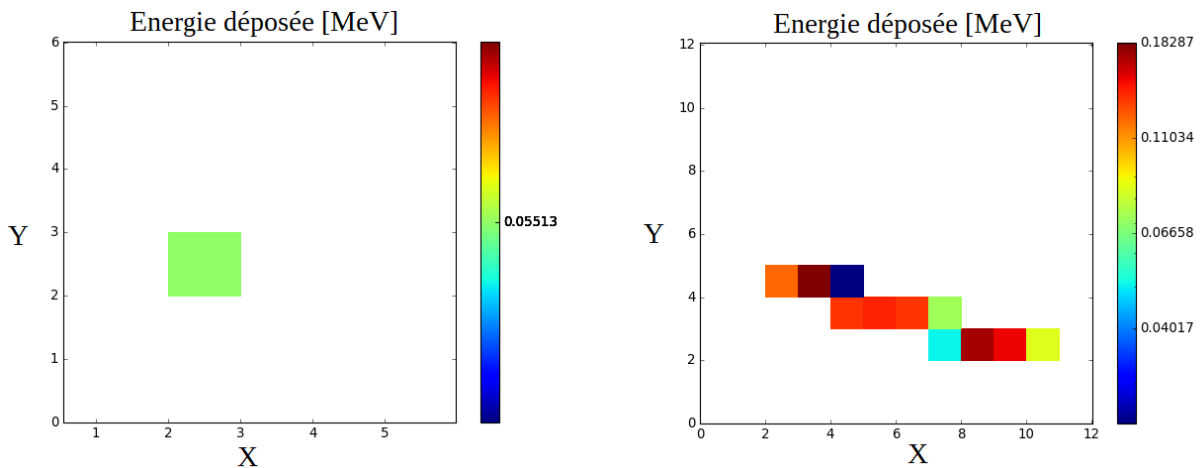


Figure V.24: Traces faites par des protons dans le Timepix.

Par ailleurs, la difficulté pour améliorer cette précision réside dans le fait que des particules secondaires sont produites par les protons et les électrons lors de la traversée du blindage. Un proton incident peut, suite à une interaction, produire un électron qui est par la suite détecté dans le Timepix. Au proton incident est donc associée la trace faite par l'électron secondaire. Cependant, la production de secondaires entraîne une difficulté dans la détection des particules quel que soit le type de la tête de détection.

3.3.2. Différentiation en énergie

Les mêmes résultats de simulations GEANT4 sont utilisés que dans le cas de la distinction en type, afin d'entraîner le réseau de neurones pour différencier les énergies des particules. Dans ce but, les cas des protons et des électrons sont traités séparément. Les énergies incidentes des particules sont des valeurs continues. De ce fait, il est possible de traiter la distinction en énergie selon une régression. Cependant, il est aussi possible de la traiter selon une classification si des classes en énergie sont définies.

- **Différentiation en énergie selon une classification**

Les classes en énergie pour les électrons sont définies dans le tableau ci-dessous.

N° classe	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Énergie [MeV]	0.4 – 0.59	0.6 – 0.79	0.8 – 0.99	1 – 1.49	1.5 – 1.99	2 – 2.49	2.5 – 2.99	3 – 3.99	4 – 5

Pour chaque classe en énergie, 500 traces issues des simulations GEANT4 sont considérées pour constituer l'ensemble d'entraînement. Il en est de même pour la constitution de l'ensemble de validation. Le réseau de neurones utilisé a la même architecture que celui utilisé pour la discrimination en type. Les traces électrons considérées pour les ensembles d'entraînement et de validation s'étendent au maximum sur 83 pixels en X et en Y. Les traces sont donc re-centrées sur des matrices de 85×85 pixels. Les paramètres menant au meilleur compromis en termes de temps de calcul et de précision d'apprentissage sont les suivants :

- Couche de convolution 1 : 3 filtres de taille 3×3 avec une foulée 1×1 .
- Couche de convolution 2 : 6 filtres de taille 3×3 avec une foulée 1×1 .
- Couches maxpooling avec un filtre de taille 2×2 et une foulée 2×2 .
- Couche entièrement connectée 1 : 128 sorties.
- Couche entièrement connectée 2 : 9 sorties.
- Taux d'apprentissage : $1 \cdot 10^{-4}$.
- Nombre d'époques : 400.
- Taille du lot : 32.
- Taille des images d'entrée : 85×85 .

A la fin des 400 époques, la précision de l'ensemble de validation est de 23.8 %. Même si cette précision représente le meilleur résultat obtenu, cela n'est pas du tout satisfaisant. Pourtant, de nombreux tests ont été effectués en modifiant tous les hyperparamètres listés ci-dessus, mais aucun ne mène à une précision plus élevée. La matrice de confusion normalisée pour cet apprentissage est présentée dans la Figure V.25 (gauche). La réduction du nombre de classes de sortie est aussi testée. Les résultats associés sont présentés dans la Figure V.25 (droite). Quel que soit le nombre de classes, seule la première consacrée aux électrons de 0.4 MeV à 0.59 MeV présente une prédiction correcte. Par ailleurs, la réduction du nombre de classe de sortie ne permet pas d'obtenir de meilleurs résultats.

Des exemples de traces mal prédites pour diverses classes d'énergie sont donnés dans la Figure V.26. Les traces illustrées dans la Figure V.26 se ressemblent beaucoup, même si les électrons incidents n'ont pas la même énergie. Elles sont mal classées par le réseau de neurones. Ceci illustre la difficulté à déduire l'énergie incidente des électrons à partir des traces. En effet, quelle que soit l'énergie incidente des électrons, ils peuvent faire des traces très proches en forme et en énergie déposée dans le Timepix.

Finalement, la distinction en énergie avec un réseau de neurones dans le cas des électrons est délicate. Leur forte diffusion dans les matériaux ainsi que les différents angles d'arrivée ont pour conséquence une grande variété de traces produites dans le Timepix, qui ne dépend de ce fait pas que de leur énergie. Même si l'application d'un réseau de neurones pour déterminer l'énergie des électrons est difficilement réalisable, il est cependant possible de

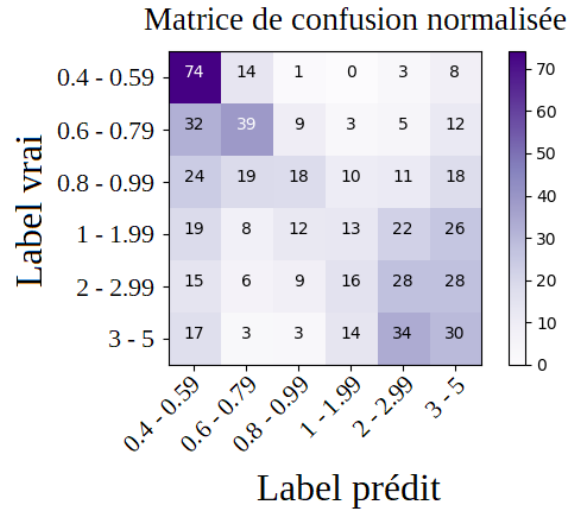
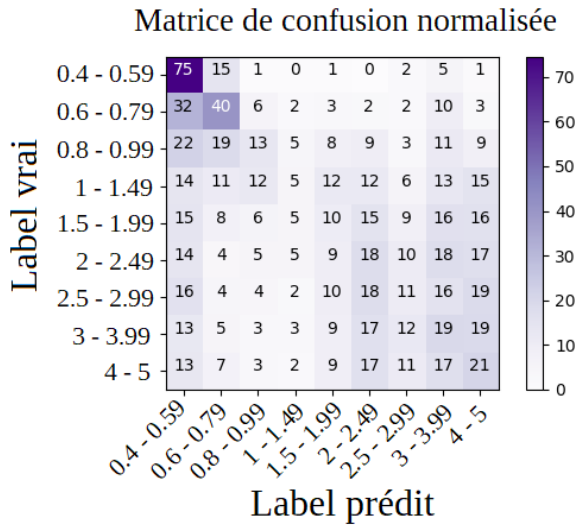


Figure V.25: Matrices de confusion normalisées pour la reconnaissance en énergie des électrons dans les cas de 9 classes (gauche) et de 6 classes (droite).

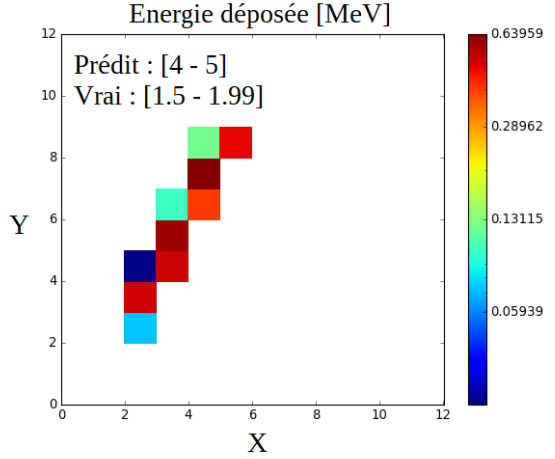
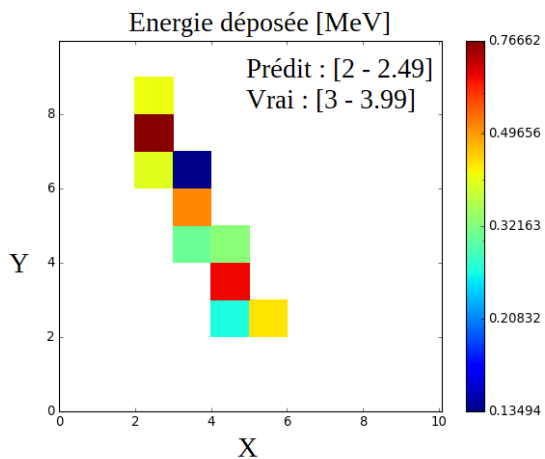
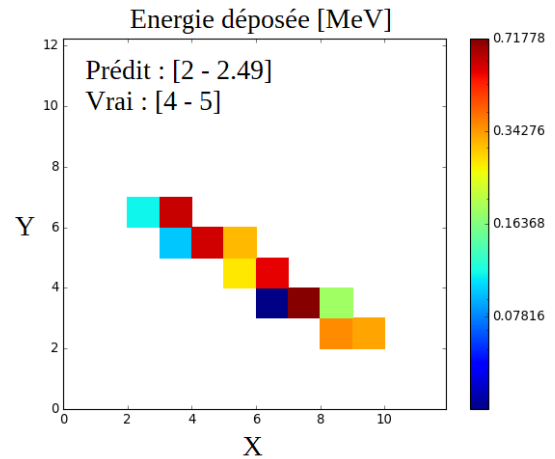
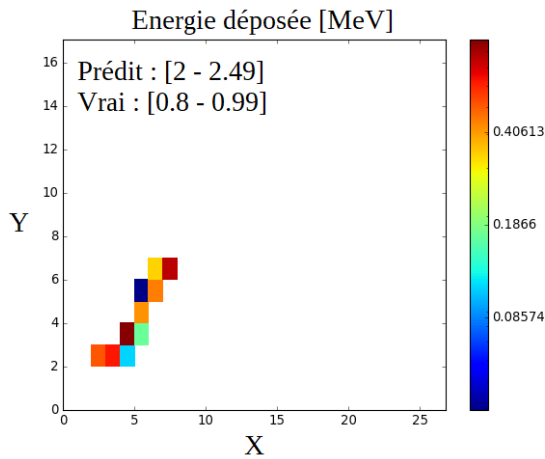


Figure V.26: Traces d'électrons mal classées par le réseau de neurones pour la reconnaissance en énergie.

traiter les données à la manière d'une diode en silicium de 300 μm d'épaisseur. En effet, le Timepix fournit l'information sur l'énergie déposée par pixel, mais il est tout à fait possible, lors du traitement des données, de prendre en compte l'énergie totale déposée par l'électron

dans le volume de silicium. Cette information est identique à celle que peut fournir une diode, et permet l'établissement d'une fonction de réponse de la tête de détection dans le cas des électrons.

Un réseau de neurones à convolution est appliqué sur les données issues des simulations GEANT4 afin de déduire des traces faites dans le Timepix l'énergie incidente des protons. Pour les ensembles d'entraînement et de validation, 500 particules par classe sont considérées. Les différentes classes en énergie incidente pour les protons sont données dans le tableau suivant.

N° classe	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Énergie [MeV]	8.8 – 9.9	10 – 11.9	12 – 13.9	14 – 19.9	20 – 29.9	30 – 49	50 – 69	70 – 99	100 – 149	150 – 200

Le réseau de neurones utilisé a la même architecture que celui utilisé pour la discrimination en type. Les traces protons considérées pour les ensembles d'entraînement et de validation s'étendent au maximum sur 214 pixels en X et en Y. Les traces sont donc re-centrées sur des matrices de 216×216 pixels. Les paramètres menant au meilleur compromis en termes de temps de calcul et de précision d'apprentissage sont les suivants :

- Couche de convolution 1 : 3 filtres de taille 3×3 avec une foulée 1×1 .
- Couche de convolution 2 : 6 filtres de taille 3×3 avec une foulée 1×1 .
- Couches pooling avec un filtre de taille 2×2 et une foulée 2×2 .
- Couche entièrement connectée 1 : 128 sorties.
- Couche entièrement connectée 2 : 10 sorties.
- Taux d'apprentissage : 1.10^{-3} .
- Nombre d'époques : 80.
- Taille du lot : 32.
- Taille des images d'entrée : 216×216 .

Au bout des 80 époques le réseau de neurones a convergé avec une précision de 68.9% dans le cas de l'entraînement et de 64.5 % dans le cas de la validation. La matrice de confusion normalisée illustre la précision obtenue pour chaque classe dans la Figure V.27.

D'après la Figure V.27, chaque classe est plutôt bien prédite. Il est important de remarquer que les erreurs entre classe concernent principalement les classes voisines. Ceci s'explique par le fait qu'un proton de 49 MeV a un comportement très proche d'un proton de 50 MeV par exemple. Il est donc difficile pour le réseau de neurones de faire la distinction entre ces particules, d'autant plus que toutes les directions d'arrivée sont permises, et que la plage en énergie est très étendue.

Afin de conforter cette hypothèse, les mêmes paramètres du réseau de neurones que précédemment sont utilisés, à la différence qu'une classe sur deux est considérée pour l'apprentissage, comme l'illustre le tableau suivant.

N° classe	0	1	2	3	4
Énergie [MeV]	10 – 11.9	14 – 19.9	30 – 49	70 – 99	150 – 200

A la 80^{ème} époque, la précision de l'entraînement est de 84.42% et celle de la validation de 86.82 %. La matrice de confusion normalisée illustrant les résultats pour toutes les classes est illustrée dans la Figure V.28.

D'après la matrice de confusion normalisée présentée dans la Figure V.28, les classes sont beaucoup mieux prédites que celles présentées dans la Figure V.27. Les protons ayant des énergies incidentes proches appartenant à deux classes différentes causent la plus grande erreur lors de l'apprentissage et de la validation du réseau de neurones. Cependant, toutes les

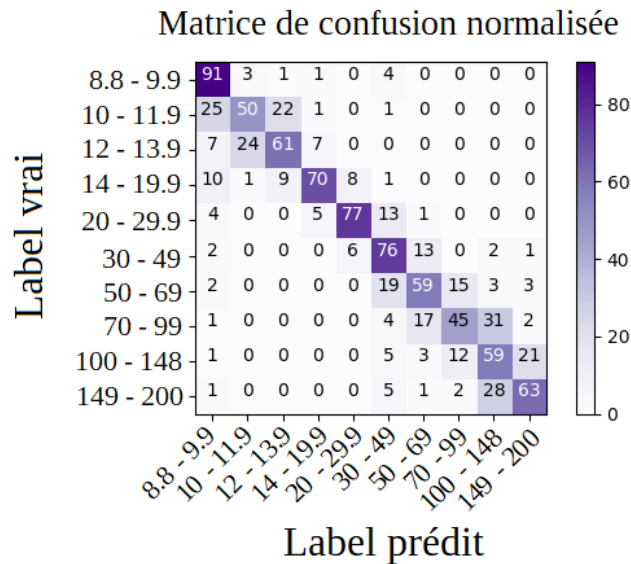


Figure V.27: Matrice de confusion normalisée pour la reconnaissance en énergie des protons.

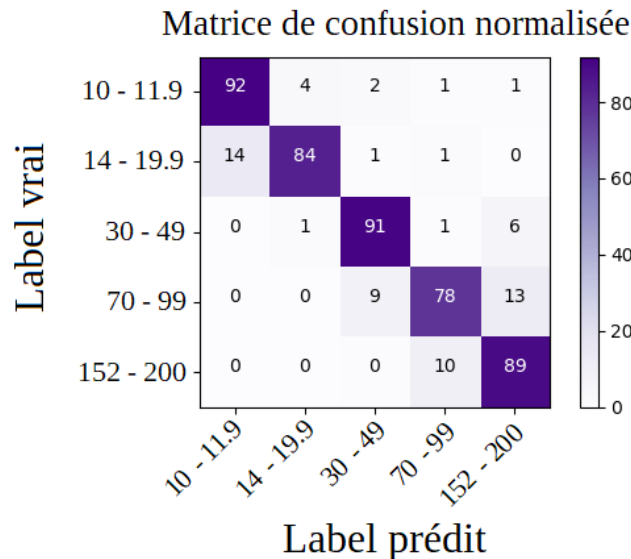


Figure V.28: Matrice de confusion normalisée pour la reconnaissance en énergie des protons avec saut d'énergie.

classes doivent être considérées puisque les protons des ceintures de radiations n'ont pas des niveaux d'énergie discrets. Ceci permet simplement de vérifier que la majorité des erreurs provient des protons ayant une énergie incidente proche des valeurs frontières des classes.

Afin d'améliorer la prédiction en énergie dans le cas des protons et d'éviter cette confusion pour les énergies incidentes proches des valeurs des bords des classes, il peut être judicieux de procéder à une régression et non plus à une classification.

- **Différentiation en énergie selon une régression**

L'énergie incidente des protons est une valeur continue. Il est possible de procéder à une régression afin de déterminer, à partir de l'énergie déposée par les protons dans les pixels du Timepix, leur énergie incidente. Pour cela, la même architecture que celle présentée dans la Figure V.19 est utilisée pour le réseau de neurones à convolution, à la différence des dernières couches. La dernière couche entièrement connectée et la couche de normalisation Softmax

sont remplacées par une couche entièrement connectée à une seule sortie. De plus, l'erreur quadratique moyenne est calculée, et non plus l'entropie croisée.

Pour les ensembles d'entraînement et de validation, 9000 traces de protons sont considérées avec un nombre identique de traces pour des intervalles de 10 MeV en énergie. Elles s'étendent au maximum sur 214 pixels en X et en Y, et sont donc re-centrées sur des matrices de 216×216 pixels. Les paramètres menant au meilleur compromis en termes de temps de calcul et de précision d'apprentissage sont les suivants :

- Couche de convolution 1 : 8 filtres de taille 15×15 .
- Couche de convolution 2 : 16 filtres de taille 6×6 .
- Couches maxpooling avec un filtre de taille 2×2 .
- Couche entièrement connectée 1 : 1024 sorties.
- Couche entièrement connectée 2 : 1 sortie.
- Taux d'apprentissage : $1 \cdot 10^{-3}$.
- Nombre d'époques : 100.
- Taille du lot : 16.
- Taille des images d'entrée : 216×216 .

La Figure V.29 illustre les résultats de l'apprentissage dans le cas de la reconnaissance en énergie incidente des protons selon une régression appliquée à l'ensemble de validation.

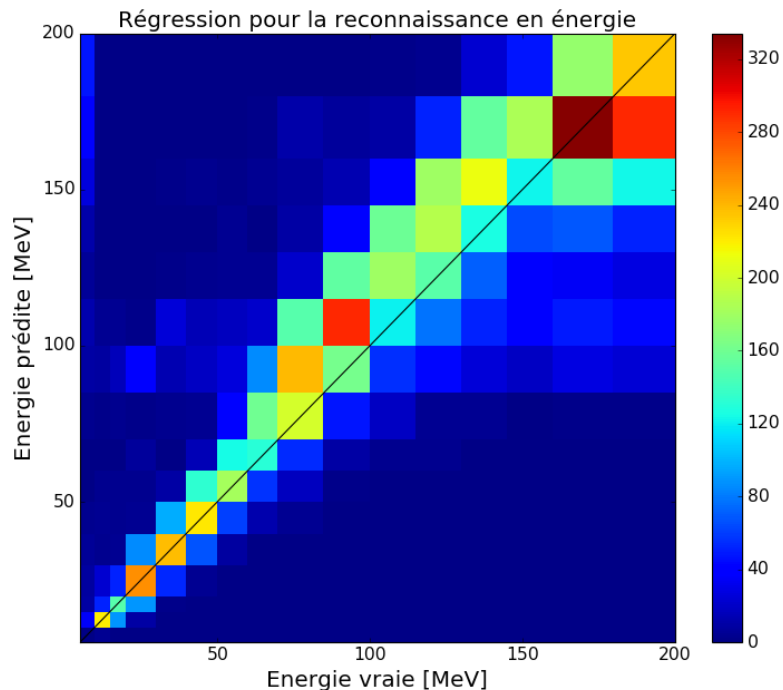


Figure V.29: Résultats de l'entraînement du réseau de neurones à convolution pour la régression dans le cas de la reconnaissance en énergie des protons.

Dans la Figure V.29, la droite noire représente la droite idéale le long de laquelle l'énergie incidente prédite correspond à l'énergie incidente réelle. Globalement, les points sont proches de cette droite, ce qui signifie que le réseau de neurones, même s'il ne prédit pas précisément les énergies incidentes des protons, parvient tout de même à prédire des énergies proches des valeurs réelles. Au-delà de la centaine de MeV, les points s'écartent un peu plus de la droite de référence. En effet, plus l'énergie incidente des protons est élevée, et moins ils déposent de l'énergie dans le volume de silicium (cf chapitre II). De ce fait, les énergies déposées par ces protons sont très proches et donc les traces se ressemblent, ce qui entraîne une incertitude plus grande lors de la détermination de leur énergie incidente à partir de

l'énergie qu'ils ont déposée dans le Timepix. Cependant, cette incertitude est aussi présente pour tous les autres types de tête de détection.

Finalement, dans le cas des protons, leur énergie incidente peut être déterminée grâce à un réseau de neurones à convolution avec un modèle de régression. Selon les besoins, les méthodes de classification et de régression peuvent être utilisées. La tête de détection parfaite n'existe pas : une incertitude est toujours présente lors de la détermination de l'énergie incidente. Le but est de déterminer l'énergie incidente des protons afin d'établir des gammes en énergie. Pour cela, les résultats obtenus dans la Figure V.27 et dans la Figure V.29 sont encourageants.

3.4. Application aux données de l'instrument SATRAM

L'application d'un réseau de neurones à convolution sur les données issues des simulations GEANT4 mène à de bons résultats dans le cas d'une géométrie simple : une bonne discrimination en type de particule (proton ou électron), et une bonne discrimination en énergie pour les protons. Le but est maintenant de tester la validité de ces réseaux de neurones sur des données réelles. L'instrument SATRAM, composé d'un Timepix dans un boîtier en aluminium, vole sur le satellite Proba-V depuis 2013. Une description plus détaillée de cet instrument est fournie dans le chapitre III. Sa géométrie complète, fournie par l'Institut de Physique Expérimentale et Appliquée (IEAP) de Prague, est modélisée dans GEANT4 en prenant en compte le blindage équivalent supplémentaire induit par la présence du satellite. Une source sphérique de 70 cm de rayon est utilisée pour modéliser des électrons de 400 keV à 4990 keV par pas de 30 keV et des protons de 17 MeV à 200 MeV par pas de 200 keV de 17 MeV à 30 MeV, par pas de 1 MeV de 30 MeV à 100 MeV, et par pas de 4 MeV de 100 MeV à 200 MeV. Dans le cas des électrons, 10 millions de particules sont lancées pour les énergies inférieures à 1 MeV, et 5 millions pour les énergies supérieures. Dans le cas des protons, 10 millions de particules sont lancées pour les énergies inférieures à 100 MeV, et 5 millions pour les énergies supérieures. Pour chaque particule interagissant avec le Timepix, l'énergie déposée dans chaque pixel est enregistrée.

- **CNN appliqué à la reconnaissance en type pour les données SATRAM**

L'ensemble d'entraînement est composé de 9000 traces de protons et d'électrons, et l'ensemble de validation de 4500 traces. Les traces non continues ne sont pas prises en compte. Par ailleurs, la plus grande trace pour ces deux ensembles s'étale sur 168 pixels en X et 177 pixels en Y. Toutes les traces sont donc re-centrées dans une matrice de 180×180 pixels. Les énergies déposées dans les pixels sont normalisées afin de varier en 0 et 1 (la plus grande énergie déposée pour les deux ensembles est de 6.04 MeV). L'architecture du réseau de neurones est celle présentée dans la Figure V.19 et les hyperparamètres sont les mêmes que ceux utilisés pour la géométrie simple dans la section V.3.3.1. A la fin de l'apprentissage, la précision obtenue pour la reconnaissance en type pour l'ensemble de validation est de 94.79 %. La matrice de confusion obtenue est illustrée dans la Figure V.30.

Ce réseau de neurones entraîné sur les données simulées à l'aide de GEANT4 est appliqué sur les données acquises en vol par l'instrument SATRAM, partagées par l'IEAP de Prague dans le cadre de la collaboration établie avec l'ONERA durant cette thèse. Le format .root est le format utilisé par les opérateurs de l'instrument SATRAM pour les enregistrements et analyses des données acquises par le Timepix et des données du satellite. Ainsi, les données acquises durant toute une journée ainsi que les informations du satellite sont contenues dans un fichier binaire d'une centaine de Mo seulement. Ces fichiers sont lus avec l'outil ROOT développé depuis 1994 par le CERN en FORTRAN, et en C++ depuis 2003. C'est un ensemble de bibliothèques et de classes orientées objets. ROOT a été principalement développé pour répondre aux besoins liés à la physique des particules. Un fichier .root permet d'enregistrer une très grande quantité de données sans que cela ne soit

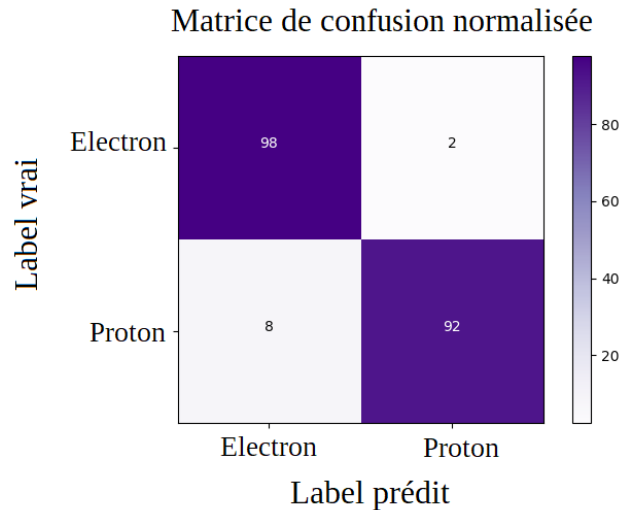


Figure V.30: Matrice de confusion normalisée pour la discrimination en type obtenue pour l'ensemble de validation.

trop volumineux dans la mémoire du disque dur. PyROOT est un module qui permet de manipuler les classes de l'outil ROOT à l'aide d'un interpréteur Python. Les réseaux de neurones sont développés dans le cadre de cette thèse à l'aide de l'outil Tensorflow codé en Python. Le module PyROOT est donc choisi afin de manipuler les données acquises sur le satellite Proba-V par l'instrument SATRAM et de pouvoir les utiliser directement comme entrée dans les réseaux de neurones. Dans ces fichiers, les informations utiles pour l'application du réseau de neurones sont les données relatives à la position du satellite (latitude, longitude, et altitude), et celles liées aux images 2D enregistrées par le Timepix (coordonnées X et Y des pixels impactés, l'énergie déposée correspondante, le taux d'occupation de l'image, et le temps d'exposition).

Afin de limiter les cas de superposition de traces (lorsque plusieurs particules déposent de l'énergie dans un même pixel), seules les images 2D acquises par le Timepix dont le taux d'occupation est inférieur à 20 % sont traitées. Par ailleurs, les particules déposant de l'énergie dans au moins un pixel présent sur les bords de la matrice du Timepix ne sont pas prises en compte. En effet, des traces tronquées ne sont pas traitables et entraînent une mauvaise classification. Deux images 2D acquises par l'instrument SATRAM avec une occupation de 6 % et de 30 % sont illustrées dans la Figure V.31 avec un temps d'exposition de 200 ms.

La Figure V.31 illustre l'importance de ne prendre en compte que les images dont le taux d'occupation est inférieur à 20 %. En effet, lorsque le taux d'occupation est trop élevé, les superpositions des traces se multiplient. De ce fait, il n'est pas possible de les traiter séparément, ce qui entraîne une incertitude sur le nombre de particules ainsi que sur leur type. Cependant, l'instrument SATRAM enregistre des images 2D avec des temps d'acquisition différents : 20 s, 200 ms, et 2 ms. Lorsque les flux de particules sont élevés, il est nécessaire de privilégier les temps d'acquisition courts. Ainsi, à l'extérieur de la SAA et des pôles l'analyse des images de 20 s est privilégiée, tandis que dans les régions de forts flux (SAA et proche des pôles) les images de 200 ms et de 2 ms sont privilégiées. Ce choix est fait naturellement en imposant l'analyse des images dont le taux d'occupation est inférieur à 20 %. Le rectangle ne présentant pas de traces dans le bas gauche des deux images acquises par l'instrument SATRAM est un masque appliqué par l'IEAP de Prague. Cette région du Timepix présente en effet des pixels défectueux. Les particules déposant de l'énergie dans cette région ne sont pas comptabilisées.

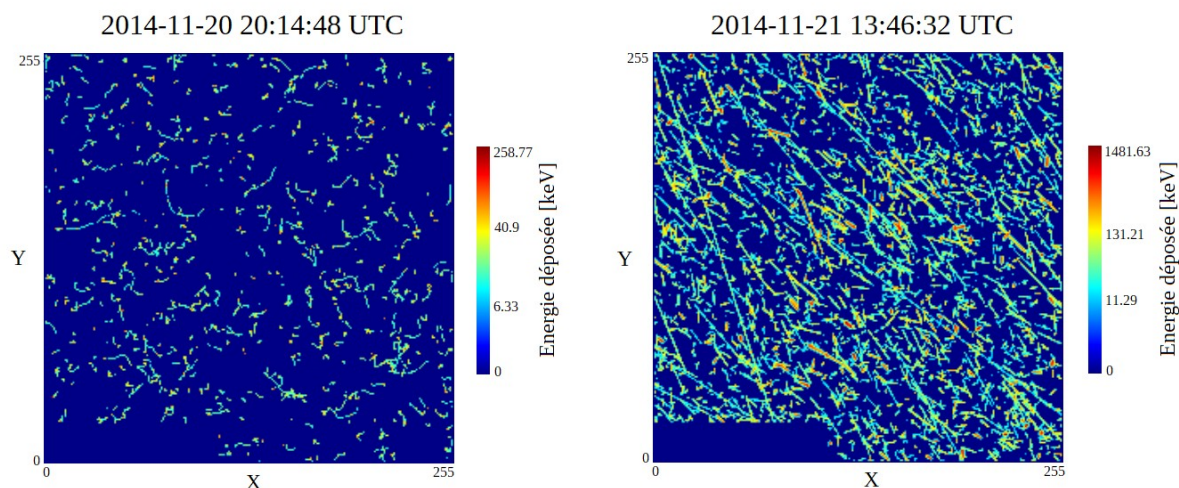


Figure V.31: Images 2D acquises par l'instrument SATRAM avec un taux d'occupation de 6 % (gauche) et de 30 % (droite).

Le réseau de neurones entraîné à l'aide des simulations GEANT4 est appliqué sur les données de l'instrument SATRAM acquises entre le 1^{er} octobre 2014 et le 10 octobre 2014. Les résultats sont présentés dans la Figure V.32.

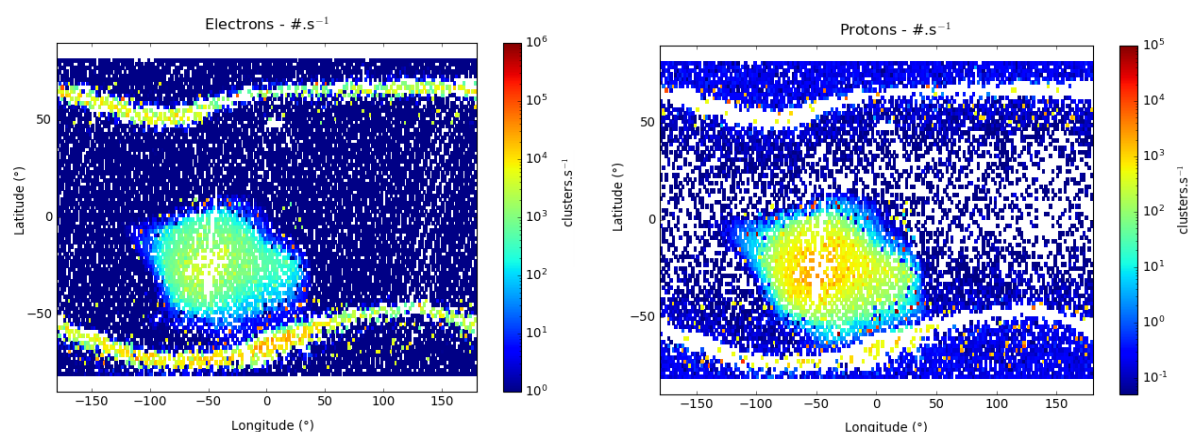


Figure V.32: Cartes électrons (gauche) et protons (droite) obtenues avec l'application du réseau de neurones à convolution sur les données de l'instrument SATRAM.

De même, la méthode développée par Gohl *et al.* est appliquée sur les mêmes données avec les mêmes conditions sur la sélection des traces (non prise en compte des traces touchant les bords) et du taux d'occupation maximal de 20 %. Les résultats sont présentés dans la Figure V.33. Dans le cas de la Figure V.32, les électrons sont détectés avec de forts flux près des pôles et au niveau de la SAA, tandis que les protons sont principalement détectés dans la SAA. Ces résultats concordent avec les cartes de flux obtenues pour les protons et les électrons avec l'instrument ICARE-NG sur le satellite SAC-D (cf chapitre III) ou bien avec l'instrument ICARE sur le satellite SAC-C (cf chapitre I). Les blancs observés dans la SAA sont dus au fait que seules les images avec un taux d'occupation inférieur à 20 % sont analysées. Or, même avec un temps d'exposition de 2 ms, les forts flux observés dans la SAA entraînent un fort taux d'occupation des images qui ne sont donc pas exploitables. Les blancs observés près des pôles dans le cas des protons ne sont pas dus à un manque de données, mais simplement dus au fait que toutes les particules sont classées comme étant des électrons. Quelques protons sont détectés près des pôles. Des exemples de traces de ces particules aux

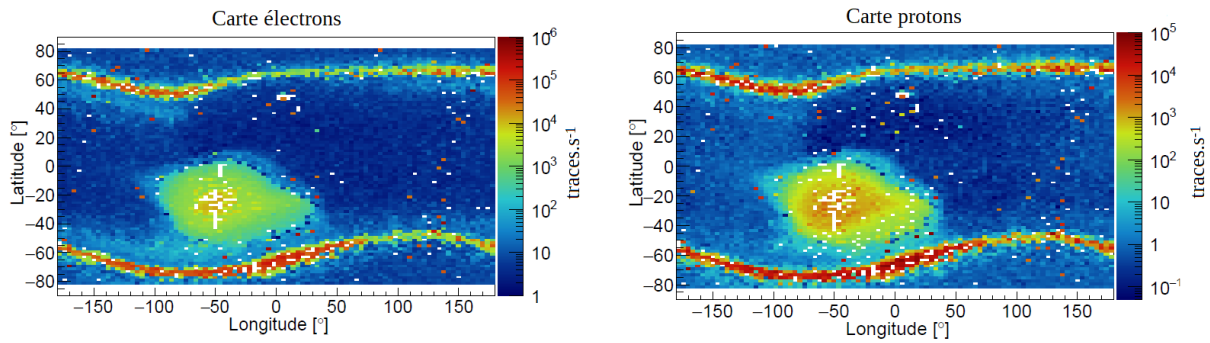


Figure V.33: Cartes électrons (gauche) et protons (droite) obtenues par Gohl et al. avec l'application de leur méthode de classification sur les données de l'instrument SATRAM.

pôles classées comme étant des protons par le réseau de neurones sont donnés dans la Figure V.34. Ceci est probablement dû aux 5 % d'erreur observés lors de l'entraînement du réseau de neurones. Néanmoins, les résultats obtenus avec l'application du réseau de neurones mènent à une meilleure distinction des protons et des électrons que celle observée dans la Figure V.33 avec l'utilisation de la méthode privilégiée par l'IEAP.

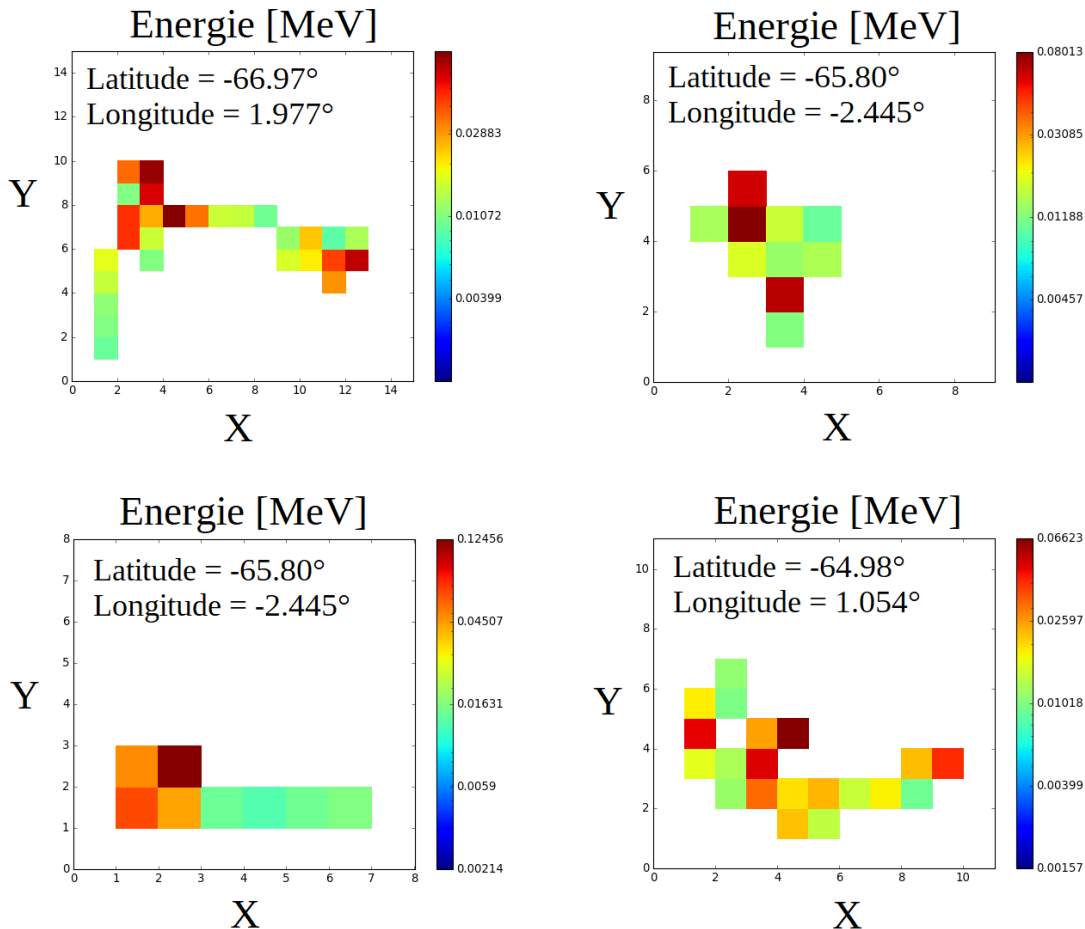


Figure V.34: Traces de particules détectées au niveau des pôles classées comme étant des protons par le réseau de neurones.

Par ailleurs, des particules sont détectées en-dehors de la SAA et des pôles, surtout dans le cas des électrons. Seules les particules majoritairement présentes dans les ceintures de radiations sont prises en compte dans l'entraînement du réseau de neurones. Le réseau n'est

pas entraîné pour reconnaître les protons de plus de 200 MeV ainsi que les ions lourds ($Z > 1$). Lors de l'analyse des données acquises par l'instrument SATRAM, si une trace est produite par ces particules, elle est identifiée par défaut comme étant un proton ou un électron. Ensuite, les ions peuvent aussi interagir avec le blindage de l'instrument SATRAM et produire des secondaires, qui sont classés comme étant des électrons. Pour les particules identifiées comme étant des électrons, la Figure V.35 illustre quelques traces enregistrées en-dehors de la SAA et des pôles.

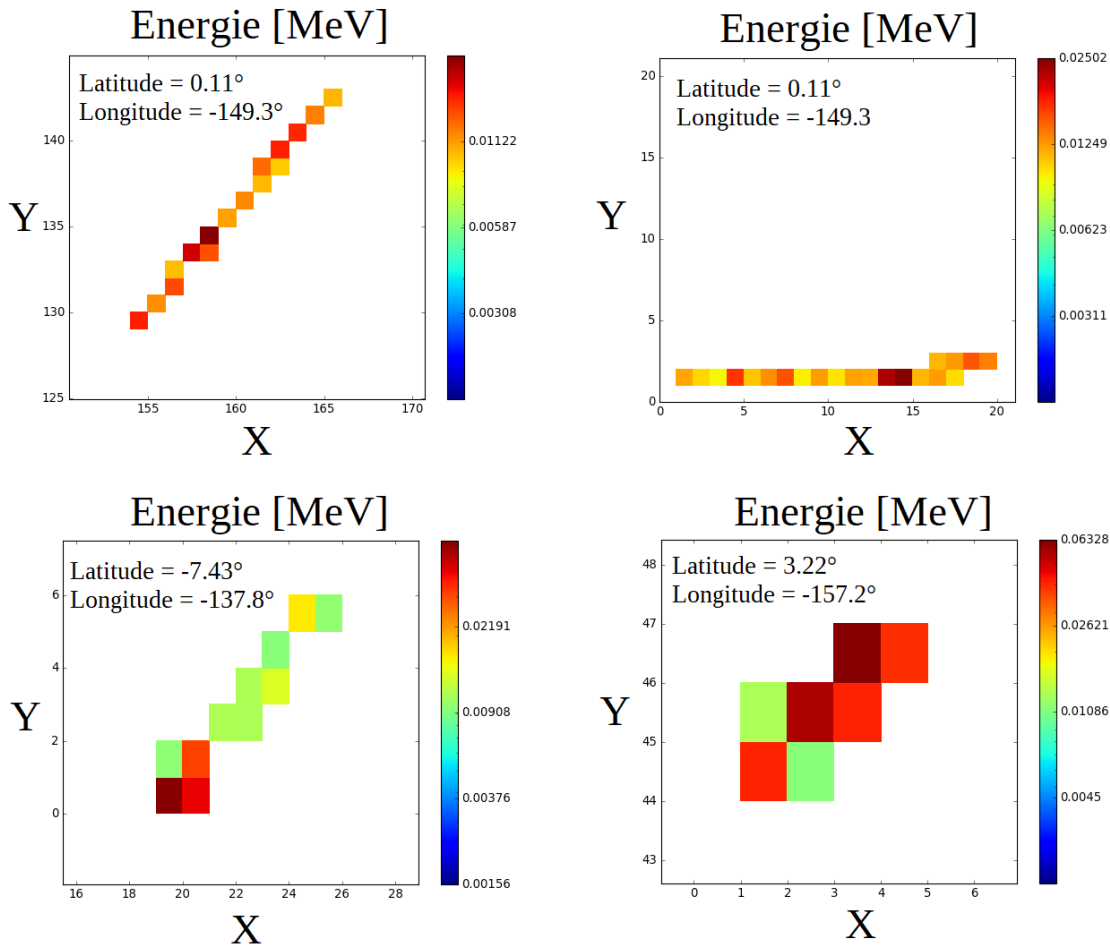


Figure V.35: Traces détectées en-dehors des pôles et de la SAA classées comme étant des électrons par le réseau de neurones.

Les traces illustrées dans la Figure V.35, classées comme étant produites par l'interaction d'électrons dans le Timepix, peuvent avoir été faites en réalité par des ions, dont des protons énergétiques issus du rayonnement cosmique. Les traces sont en effet linéaires. Les faibles flux mesurés en-dehors de la SAA et des pôles pour les cartes protons et électrons sont en général attribués aux produits des rayons cosmiques, et non aux protons et aux électrons piégés dans les ceintures de radiations.

- **CNN appliqué à la reconnaissance en énergie pour les données SATRAM**

Les ensembles d'entraînement et de validation sont composés de 4000 traces de protons chacun. Les traces non continues ne sont pas prises en compte. Toutes les traces sont re-centrées dans une matrice de 180×180 pixels. Les énergies déposées dans les pixels sont normalisées afin de varier en 0 et 1 (la plus grande énergie déposée pour les deux ensembles est de 6.04 MeV). L'architecture du réseau de neurones est celle présentée dans la Figure V.19

et les hyperparamètres sont les mêmes que ceux utilisés pour la géométrie simple dans la section III.3.3.2. La matrice de confusion obtenue à la fin de l'entraînement est illustrée dans la Figure V.36.

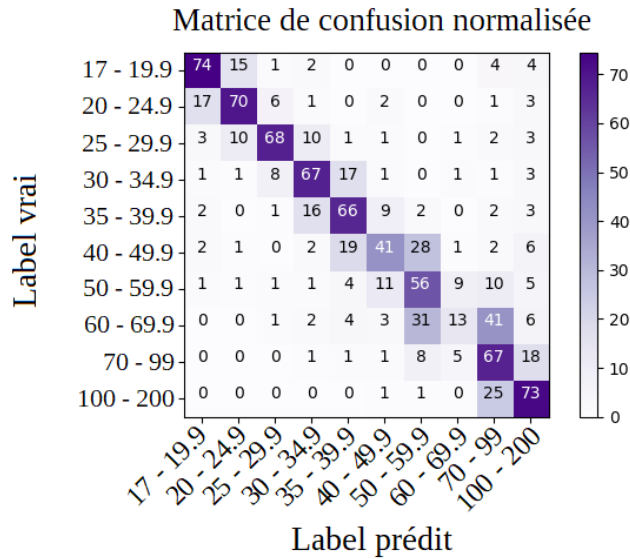


Figure V.36: Matrice de confusion normalisée pour la reconnaissance en énergie des protons dans le cas de la géométrie de l'instrument SATRAM avec prise en compte du blindage induit par le satellite.

D'après la Figure V.36, chaque classe est plutôt bien prédite avec des erreurs entre classes voisines, comme dans la section III.3.3.2.

Ce réseau de neurones est appliqué sur les données acquises par l'instrument SATRAM. En entrée, le réseau de neurones reçoit les particules ayant été classées comme étant des protons par le réseau de neurones permettant la différenciation en type. La gamme en énergie choisie est celle comportant les protons de plus de 69 MeV afin de comparer ces résultats avec les mesures faites par la tête A du moniteur de radiations ICARE-NG sur le satellite Jason-2 (cf Chapitre III) qui fournit cette gamme en énergie. Le satellite Jason-2 est à une altitude de 1336 km, tandis que Proba-V est à une altitude de 820 km. L'ONERA possède un outil permettant de projeter les flux obtenus par ICARE-NG sur une altitude de 820 km. Les flux des protons de plus de 69 MeV mesurés par la tête A d'ICARE-NG sur le satellite Proba-V projetés à une altitude de 820 km sont présentés dans la Figure V.37.

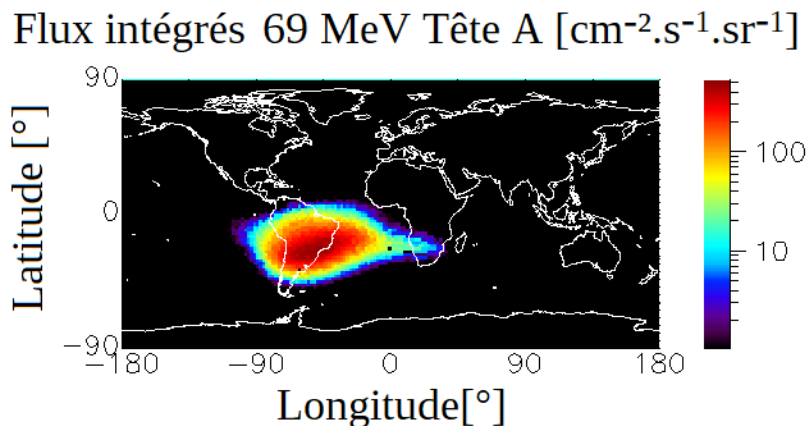


Figure V.37: Flux intégrés 69 MeV protons mesurés par la tête A du moniteur ICARE-NG sur le satellite Jason-2 projetés à une altitude de 820 km.

Les flux des protons de plus de 69 MeV mesurés par l'instrument SATRAM d'après les réseaux de neurones, exprimés dans les mêmes unités (normalisation par le temps d'exposition, la surface du Timepix, et par 4π), sont présentés dans la Figure V.38.

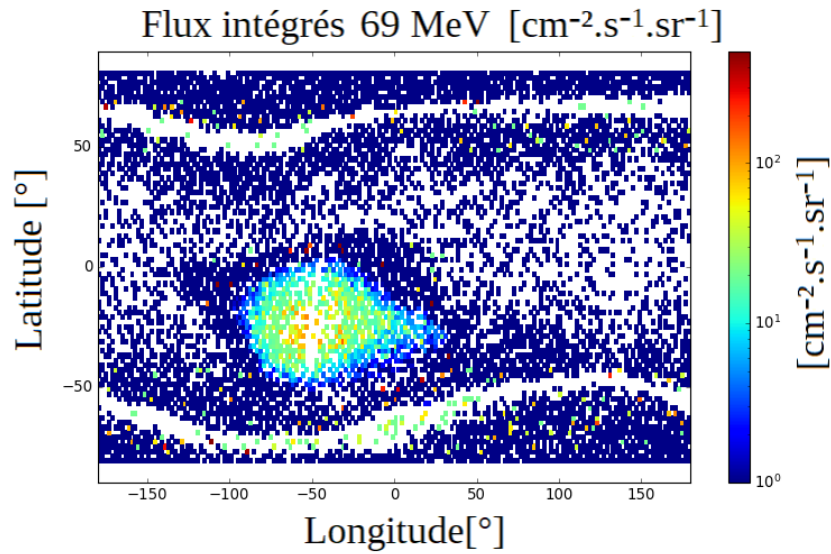


Figure V.38: Flux intégrés 69 MeV protons mesurés par l'instrument SATRAM d'après les réseaux de neurones.

Afin de mieux comparer les mesures faites par les deux instruments, une coupe des flux à une latitude de -30° est illustrée dans la Figure V.39.

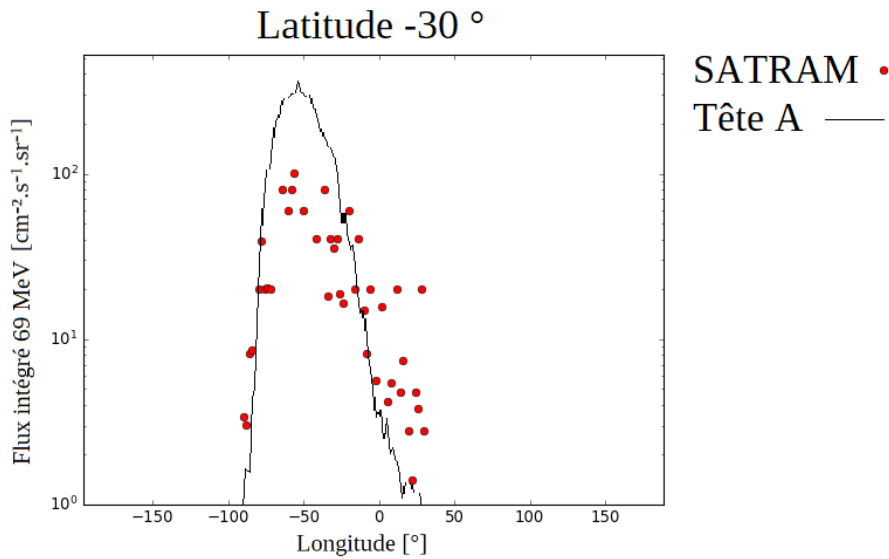


Figure V.39: Flux intégrés 69 MeV mesurés à une latitude de -30° .

D'après la Figure V.39, les flux de protons de plus de 69 MeV mesurés par l'instrument SATRAM obtenus à l'aide des réseaux de neurones et ceux mesurés par la tête A d'ICARE-NG sur Jason-2 projetés sur la même orbite que Proba-V suivent la même évolution en fonction de la longitude pour une latitude de -30° . Une différence est cependant observée pour la région où les flux sont les plus forts. Ceux mesurés par SATRAM atteignent $100 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ tandis que ceux mesurés par la tête A sont de l'ordre de $400 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. Cette différence peut être expliquée par le fait que toutes les particules ne sont pas prises en compte

dans le cas de SATRAM à cause des pixels défectueux, les particules déposant de l'énergie dans les pixels des bords du Timepix sont rejetées, et l'analyse par les réseaux de neurones n'est pas fiable à 100 %. Par ailleurs, les images présentant un taux d'occupation de plus de 20 % sont ignorées afin d'éviter les cas de superposition des traces ce qui entraîne une quantité moins importante de données traitées, et donc une statistique plus faible dans les zones où les flux sont particulièrement élevés. Néanmoins, l'utilisation des réseaux de neurones permet d'exploiter les données acquises par le Timepix de l'instrument SATRAM et d'en extraire des gammes en énergie menant à des flux proches de ceux mesurés par la tête A du moniteur ICARE-NG.

Les résultats obtenus pour l'utilisation des réseaux de neurones à convolution sur les données de l'instrument SATRAM afin de discriminer les protons et les électrons, et d'établir des gammes en énergie incidente, sont présentés dans l'article [113] associé à la conférence RADECS 2020.

3.5. Les superpositions

Les cas de superposition sont une limitation du Timepix, bien que cela puisse être en partie contrôlé grâce à l'utilisation de temps d'acquisition très courts dans les zones où les flux sont élevés. Dans tous les cas, des traces superposées peuvent être présentes dans les images 2D et rendent difficile certaines analyses. Il n'existe actuellement pas de méthode afin de séparer les traces lorsque celles-ci se croisent.

- **L'algorithme YOLO**

La première méthode envisagée est l'utilisation du code YOLO [114] (You Only Look Once). Cet algorithme, et plus précisément YOLOv3 [115] dans cette thèse, est un réseau de neurones composé entre autres de couches de convolution permettant de détecter les objets présents dans une image. Afin de l'entraîner, des images de traces de particules faites dans le Timepix sont produites à l'aide des simulations GEANT4 effectuées avec la géométrie de l'instrument SATRAM de la section III.3.4. Des exemples d'images de traces sont donnés dans la Figure V.40.

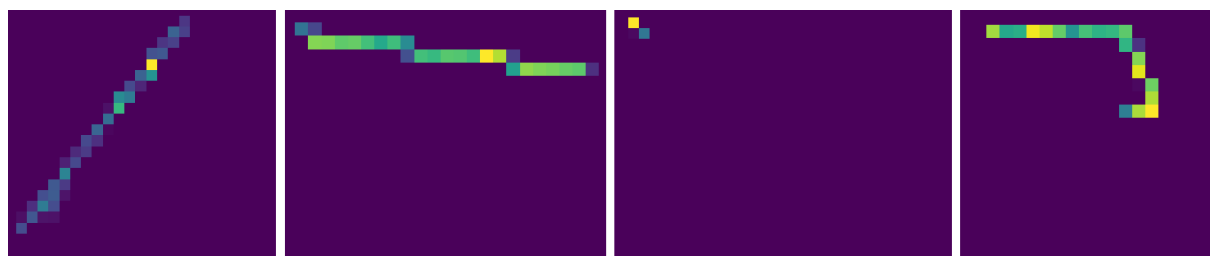


Figure V.40: Traces de particules dans le Timepix.

Le but est que l'algorithme YOLOv3, une fois entraîné, soit capable de détecter les particules dans les images 2D fournies par le Timepix, et ainsi détecter automatiquement les cas de superposition. Au total, 2100 images sont enregistrées, pour lesquelles les caractéristiques nécessaires à l'apprentissage par l'algorithme YOLOv3 sont déterminées. Ces caractéristiques sont la position et les dimensions des rectangles dans lesquels sont contenues les traces, ainsi que la classe correspondante (ici la seule classe est celle des particules). L'ensemble d'entraînement est constitué de 60 % de ces traces, tandis que l'ensemble de validation est constitué du restant des traces. L'entraînement de ce réseau est extrêmement coûteux en temps CPU. Au bout d'une semaine d'entraînement sur un seul processeur, l'erreur calculée a fortement diminué en comparaison avec celle du début de l'entraînement. Cependant, les tests effectués sur des images 2D du Timepix ne sont pas concluants. En effet, même s'il n'y a qu'une seule particule dans l'image, celle-ci n'est pas correctement détectée

et délimitée, ou bien plusieurs particules peuvent être détectées par l'algorithme alors qu'une seule est présente. Ces erreurs peuvent avoir diverses origines :

- Un entraînement trop court. Une solution serait de lancer l'entraînement sur une machine équipée d'un bon GPU afin d'améliorer l'entraînement tout en limitant le temps de calcul.
- La difficulté de traiter aussi bien les grandes traces que les petites. En effet l'algorithme peut détecter plusieurs traces dans l'image alors qu'il n'y en a qu'une seule. Certaines traces ne comportent par exemple qu'un ou deux pixels. Pour les grandes traces, il est donc difficile pour l'algorithme de faire la différence entre une seule longue trace, et une trace composée de plusieurs petites traces superposées.

Du fait du manque de précision de cet entraînement, il ne peut pas être utilisé pour détecter les cas de superposition. Par ailleurs, l'utilisation de réseaux de neurones pour le traitement des données directement à bord des satellites n'est possible que si le réseau de neurones est rapide et pas coûteux en terme de mémoire. Les données, pour la discrimination en type et en énergie, sont analysées par deux réseaux de neurones. Un troisième rendrait le traitement plus lourd. Un autre moyen est donc étudié afin de traiter le cas des superpositions.

- **Le Timepix3**

Le Timepix3, décrit dans le chapitre II, possède la particularité d'enregistrer l'énergie déposée par les particules dans les pixels, ainsi que le temps d'arrivée. Ce temps est déterminé avec une résolution de 1.56 ns. La connaissance du temps d'arrivée des particules dans le Timepix3 permettrait de différencier les traces, et ainsi de détecter le cas de superpositions, et par la même occasion de pouvoir séparer les diverses contributions grâce à cette information supplémentaire. Il n'a pas été possible de manipuler des Timepix3 dans le cadre de cette thèse, cette technologie étant encore très jeune et mise au point que très récemment. Des images 2D enregistrées par le Timepix3, extraites de [116], [117], sont illustrées dans la Figure V.41.

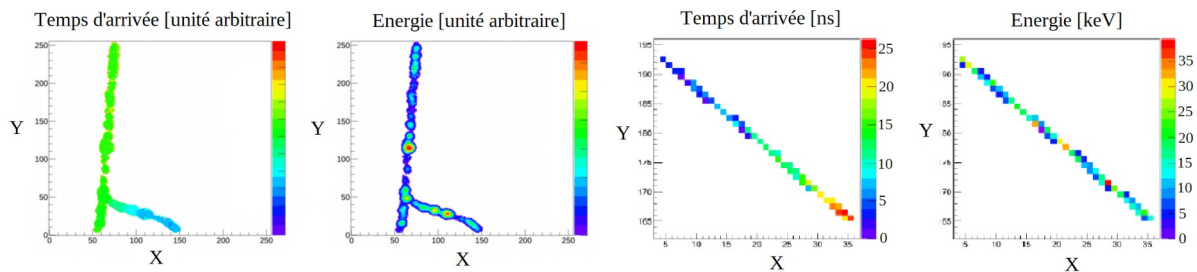


Figure V.41: Mesures faites par le Timepix3 en mode ToA & ToT.

D'après la Figure V.41, la résolution en temps du Timepix3 permet de connaître, pour une trace donnée, la direction d'arrivée de la particule. Concernant les images de la Figure V.41 à gauche, en ne considérant que le mode ToT, il pourrait y avoir une ambiguïté en ce qui concerne le nombre de traces. En effet, il pourrait s'agir d'une trace faite par une seule particule incidente ayant créé des secondaires, ou bien d'une trace faite par deux particules de directions d'arrivée différentes. La prise en compte des mesures effectuées en mode ToA permet de lever cette ambiguïté. Tous les pixels adjacents ont des temps d'arrivée très proches, ce qui signifie que cette trace n'est produite que par une seule particule incidente, et qu'il ne s'agit pas d'une superposition de traces. Cet exemple montre l'utilité du Timepix3 avec la possibilité d'enregistrer en même temps l'énergie déposée par les particules et leur temps d'arrivée. Le Timepix3 semble très prometteur pour traiter correctement les cas de superposition des traces produites par les particules présentes dans les ceintures de radiations, et ainsi améliorer leur mesure.

Conclusion

Diverses techniques ont été testées afin de discriminer de manière satisfaisante les protons et les électrons des ceintures de radiations à l'aide du Timepix, et de déduire leur énergie incidente. Celle ayant apporté des résultats encourageants est l'utilisation des réseaux de neurones à convolution. Un premier réseau de neurones a été développé et permet de faire la distinction des protons et des électrons dans 95 % des cas. L'application de celui-ci sur les données de l'instrument SATRAM présent sur le satellite Proba-V mène à des résultats bien meilleurs que ceux obtenus jusqu'alors avec d'autres techniques. Concernant la discrimination en énergie, l'utilisation d'un réseau de neurones à convolution ne semble pas adaptée aux électrons du fait de leur forte diffusion dans la matière. Cependant, cette technique mène à de bons résultats pour les protons sur les données simulées avec l'outil GEANT4. L'application du réseau de neurones pour la distinction en énergie sur les données acquises par l'instrument SATRAM permet d'établir des gammes en énergie pour cet instrument. Les flux des protons de plus de 69 MeV sont du même ordre de grandeur que ceux mesurés par la tête A du moniteur ICARE-NG projetés sur la même orbite que le satellite Proba-V. En ce qui concerne les superpositions de traces, le Timepix3 est prometteur avec la possibilité d'enregistrer, en plus de l'énergie déposée dans les pixels, le temps d'arrivée des particules. La résolution minimale de 1.56 ns pour le temps d'arrivée permettra de traiter dans la majorité des cas ces problèmes de superposition.

Enfin, l'utilisation des réseaux de neurones à convolution sur les données acquises par un Timepix permet d'envisager l'élaboration de têtes de détection basées sur cette puce pour détecter les particules des ceintures de radiations. Dans ce chapitre, les réseaux de neurones ont été testés sur l'instrument SATRAM de taille $107 \times 70 \times 55 \text{ mm}^3$, mais aussi sur une géométrie avec seulement 0.5 mm d'aluminium. Il est donc possible d'utiliser le Timepix dans un boîtier de faible épaisseur en aluminium afin d'être compatible avec les contraintes Cubesat tout en mesurant simultanément l'énergie des protons et des électrons. La mise au point récente du Timepix3 ouvre de nouvelles possibilités, et un traitement plus précis des traces grâce à l'enregistrement de deux informations simultanément : l'énergie déposée ainsi que le temps d'arrivée. Les têtes de détection équipées de Timepix ou de Timepix3 seront plus aisément embarquables sur les satellites puisque leur masse, leur volume, ainsi que leur consommation sont fortement réduits en comparaison avec les autres moniteurs de radiations.

Conclusions et perspectives

Les satellites évoluent dans les ceintures de radiations quelle que soit leur orbite. La mesure des particules peuplant ces ceintures par les moniteurs de radiations est essentielle afin de créer et de compléter les modèles de spécification radiations. Cependant, la difficulté à mesurer les protons de quelques MeV de par la présence des autres protons bien plus énergétiques et des électrons entraîne une mauvaise estimation de ces flux de protons de basses énergies. Ceci est problématique puisque ces protons sont notamment responsables de la dégradation des panneaux solaires des satellites mis en orbite à l'aide de la propulsion électrique. De nouvelles mesures in-situ, précises, sont nécessaires afin de mieux appréhender leur comportement vis à vis des panneaux solaires et des autres composants des satellites. Par ailleurs, la mesure des protons et des électrons pour de grandes gammes en énergies nécessite l'utilisation de plusieurs têtes de détection ce qui entraîne des moniteurs de radiations massifs et volumineux, non adaptés pour être embarqués sur des petits satellites tels que les Cubesats.

Afin de répondre à ces problématiques, la première partie de la thèse a donc concerné le développement d'une tête de détection de protons de basses énergies. Dans un premier temps des recherches bibliographiques sur les têtes de détection de protons de quelques MeV déjà existantes ont été faites. Ces recherches ont permis de souligner les avantages et les inconvénients de ces différentes têtes de détection qui combinés aux contraintes entraînées par l'adaptabilité à l'instrument ICARE-NG ont permis d'établir une première géométrie. Cette dernière a été modélisée dans GEANT4 puis modifiée en fonction des résultats des simulations jusqu'à obtenir la géométrie présentée dans ce manuscrit, qui est le meilleur compromis trouvé. En particulier, afin de mesurer sans ambiguïté les protons de 2-20 MeV tout en étant adapté à l'instrument ICARE-NG, le blindage de la tête de détection doit être constitué d'une structure sandwich Al-W-Al. Ce type de blindage permet de fortement limiter la contribution des protons de hautes énergies et des électrons, tout en limitant la production de rayonnement de freinage par les électrons lors de la traversée d'un matériau dense. L'utilisation d'un aimant est indispensable pour dévier la majeure partie des électrons qui parviennent à passer par l'entrée principale de la tête de détection ce qui permet d'améliorer non seulement le rapport signal sur bruit mais aussi de limiter les comptages afin d'éviter la saturation des compteurs. Le choix des diodes est aussi très important. L'épaisseur des diodes a été choisie de telle sorte à profiter pleinement de la gamme en énergie déposée pouvant être mesurée par le moniteur ICARE-NG sans modification de l'électronique. Enfin, l'ajustement du diamètre des diodes en fonction de l'ouverture du détecteur permet une amélioration supplémentaire du rapport signal sur bruit en réduisant la contribution des protons énergétiques mais aussi celle des électrons parvenant à traverser le blindage, sans impacter les comptages des protons de 2-20 MeV. Ces diodes ont par ailleurs des dimensions standard disponibles dans les catalogues de l'entreprise Micron ce qui permet de limiter non seulement les coûts mais aussi les délais de livraison. L'analyse des comptages montre que les protons de 2-20 MeV seront détectés dans une grande partie des ceintures de radiations et que l'électronique de lecture ne saturera pas. Le modèle d'essai est réalisé, et le modèle de vol est prévu pour la fin de l'année. Le moniteur de radiations ICARE-NG² sera calibré à l'ONERA à durant l'été 2020 à l'aide de sources radioactives afin de faire la correspondance entre les numéraux de canal et l'énergie déposée par les particules. A cette occasion, une validation du concept sera réalisée: une source d'électrons sera utilisée pour vérifier le bon rejet de ces particules par les aimants. Le moniteur ICARE-NG² équipé de la tête de détection de protons de basses énergies volera sur deux satellites GEO avec mise à poste tout électrique (EOR) en 2021 fabriqués par Airbus Defense and Space. L'analyse des mesures faites en vol permettront

de valider la géométrie de la tête de détection de protons de basses énergies, ou bien d'envisager des modifications en fonction de la qualité des mesures réalisées.

L'autre partie de la thèse a concerné le développement d'une tête de détection capable de différencier les protons et les électrons tout en mesurant simultanément leur énergie, adaptée pour être embarquée sur un Cubesat. Le capteur Timepix présente toutes les caractéristiques pour être embarqué sur les petits satellites tels que les Cubesats. Dans ce but là, deux séjours en 2018 à Prague ont permis de mettre en place une collaboration avec l'équipe de l'IEAP (Institute of Experimental and Applied Physics) afin de mieux appréhender les capacités du Timepix à mesurer les particules ionisantes en environnement spatial. Les liens entretenus avec cette équipe ont permis d'avoir accès aux données de l'instrument SATRAM sur le satellite Proba-V. Cependant, les méthodes déjà développées pour différencier les protons des électrons en environnement spatial d'après les mesures du Timepix ne sont pas fiables. Dans le cadre de cette thèse, diverses techniques ont été testées afin de faciliter la séparation des contributions électrons et protons. Toutefois, l'utilisation d'un blindage différentiel ou bien l'utilisation du Timepix dans un spectromètre à analyseur magnétique n'ont pas été concluantes. Il était difficile de différencier les protons et les électrons, ainsi que de déduire leur énergie incidente avec une précision suffisante. Les réseaux de neurones à convolution, qui permettent l'analyse des traces des particules ionisantes dans la matrice, apportent quant à eux des résultats encourageants. Le réseau de neurones basé sur la classification développé dans le cadre de la thèse permet de différencier dans 95 % des cas les deux populations. La reconnaissance en énergie pour les protons est réalisée à l'aide d'un réseau de neurones à convolution selon une méthode de classification ou bien une méthode de régression. Le réseau de neurones pour différencier les protons et les électrons a été appliqué aux données de l'instrument SATRAM embarqué sur le satellite Proba-V. Les cartes protons et électrons obtenues ont été comparées à d'autres mesures réalisées avec un instrument dont le design est totalement différent (ICARE-NG). Le bon accord entre ces deux jeux de mesures démontre l'apport des réseaux de neurones pour discriminer la contribution électrons de celle des protons. Les performances obtenues s'avèrent bien meilleures que celles obtenues avec la méthode développée par l'équipe de Prague à partir des mesures réalisées dans les accélérateurs de particules. Les résultats obtenus sont en cours de publication dans le journal IEEE.

Les deux vols prévus en 2021 permettront de valider le design de la tête de détection de protons de basses énergies. Cela permettra par la même occasion d'étudier l'impact de la dose de déplacement sur les mesures faites avec cette tête de détection. En effet, la collection des charges sera de moins en moins efficace. Par ailleurs, l'entrée principale de la géométrie actuelle recouverte de MLI arrête les protons dont l'énergie est inférieure à 2 MeV. Afin de diminuer l'énergie minimale mesurée pour les protons, il faudrait que la tête protons de basses énergies ne soit pas recouverte par l'isolation du satellite, et utiliser une fenêtre d'entrée en béryllium par exemple. En effet, une feuille d'aluminium trop fine (inférieure à 50 μm pour mesurer les protons de moins de 2 MeV) pour un tel diamètre d'entrée ne supporterait pas les vibrations induites lors du lancement du satellite. Enfin, une électronique refroidie pourrait être utilisée afin de minimiser le bruit thermique et ainsi pouvoir diminuer le seuil de détection.

L'utilisation du Timepix dans le but de mesurer les protons et les électrons dans les ceintures de radiations commence à peine. Les résultats obtenus durant cette thèse sont très encourageants. Il faudrait cependant améliorer la discrimination en énergie, notamment dans le cas des électrons. Ceci pourrait être effectué en étudiant la possibilité de coupler le design du spectromètre magnétique avec l'analyse des traces par un réseau de neurones. Le problème des superpositions des traces pourrait être résolu par l'arrivée du Timepix3 voire des

génération futures de Timepix. Pour cela, il serait intéressant d'effectuer des mesures à l'aide du Timepix3, dans les accélérateurs mais aussi idéalement dans l'environnement spatial terrestre, dans le but de tester son apport dans la séparation des traces. Par ailleurs, le Timepix3 est destiné à avoir de meilleures performances que ces prédécesseurs. Il serait donc intéressant d'évaluer ses capacités à mieux séparer les contributions des différentes populations de particules et de déduire l'énergie incidente.

ANNEXE A : Établissement et résolution de l'équation du mouvement des électrons relativistes dans un champ magnétique non uniforme

1. Expression analytique

Les particules présentes dans les ceintures de radiations sont relativistes. Le Principe Fondamental de la Dynamique classique ne peut donc pas être appliqué. Il est impératif de se placer dans le cas de la dynamique relativiste utilisant la relativité restreinte. L'impulsion relativiste d'une particule de masse au repos m_0 animée d'une vitesse \vec{v} est donnée par $\vec{p} = \gamma m_0 \vec{v}$ avec γ le facteur de Lorentz. L'équation relativiste du mouvement est donnée par :

$$\sum \vec{F}_{ext} = \frac{d\vec{p}}{dt} = m_0 \vec{v} \frac{d\gamma}{dt} + m_0 \gamma \frac{d\vec{v}}{dt} \quad \text{où} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Or, dans un champ magnétique, la norme de la vitesse de la particule est conservée, seule la direction du vecteur vitesse est modifiée. Le facteur de Lorentz est donc constant au cours du temps lors du déplacement de la particule dans le champ magnétique. L'équation relativiste du mouvement devient donc :

$$\sum \vec{F}_{ext} = m_0 \gamma \frac{d\vec{v}}{dt}$$

La particule est dans un champ magnétique non uniforme, elle ne subit que la force magnétique associée. La somme des forces extérieures est donc simplement la force magnétique. Il en résulte donc :

$$q \vec{v} \wedge \vec{B}(x, y, z) = m_0 \gamma \frac{d\vec{v}}{dt}$$

En développant selon les trois axes il vient finalement :

$$\begin{cases} \frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{m_0 \gamma} (v_y B_z(x, y, z) - v_z B_y(x, y, z)) \\ \frac{dv_y}{dt} = \frac{q}{m_0 \gamma} (v_z B_x(x, y, z) - v_x B_z(x, y, z)) \\ \frac{dv_z}{dt} = \frac{q}{m_0 \gamma} (v_x B_y(x, y, z) - v_y B_x(x, y, z)) \end{cases}$$

Afin de résoudre ces équations différentielles, des conditions initiales sont nécessaires. L'origine des particules ainsi que leur énergie cinétique K_e sont connues. Il est possible de calculer leur vitesse initiale à partir de la valeur de leur énergie cinétique initiale. En effet,

l'énergie totale de la particule est égale à la somme de son énergie cinétique et de son énergie au repos E_0 . L'expression de l'énergie totale est donnée par :

$$E_{tot} = \gamma m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = K_e + E_0$$

L'expression de la vitesse de la particule exprimée en fonction de son énergie cinétique et de sa masse au repos est donnée par :

$$v = c \sqrt{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{K_e + m_0 c^2} \right)^2}$$

Connaissant la position initiale et la vitesse initiale des particules, il est possible de calculer leur trajectoire dans un champ magnétique non uniforme numériquement.

2. Résolution numérique

Afin de résoudre numériquement ces équations différentielles, la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 est utilisée afin d'avoir une précision suffisante. Le schéma explicite de Runge-Kutta d'ordre 4 pour l'accélération suivant l'axe x est donné par :

$$v_{x,n+1} = v_{x,n} + \frac{\Delta t}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

$$\text{avec } \begin{cases} k_1 = \frac{q}{m_0 \gamma} (v_{y,n} B_{z,n} - v_{z,n} B_{y,n}) \\ k_2 = \frac{q}{m_0 \gamma} \left(\left(v_{y,n} + \frac{\Delta t}{2} k_1 \right) B_{z,n} - \left(v_{z,n} + \frac{\Delta t}{2} k_1 \right) B_{y,n} \right) \\ k_3 = \frac{q}{m_0 \gamma} \left(\left(v_{y,n} + \frac{\Delta t}{2} k_2 \right) B_{z,n} - \left(v_{z,n} + \frac{\Delta t}{2} k_2 \right) B_{y,n} \right) \\ k_4 = \frac{q}{m_0 \gamma} \left((v_{y,n} + \Delta t k_3) B_{z,n} - (v_{z,n} + \Delta t k_3) B_{y,n} \right) \end{cases}$$

De même, le schéma explicite de Runge-Kutta d'ordre 4 pour l'accélération suivant l'axe y est donné par :

$$v_{y,n+1} = v_{y,n} + \frac{\Delta t}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

$$\text{avec } \begin{cases} k_1 = \frac{q}{m_0 \gamma} (v_{z,n} B_{x,n} - v_{x,n} B_{z,n}) \\ k_2 = \frac{q}{m_0 \gamma} \left(\left(v_{z,n} + \frac{\Delta t}{2} k_1 \right) B_{x,n} - \left(v_{x,n} + \frac{\Delta t}{2} k_1 \right) B_{z,n} \right) \\ k_3 = \frac{q}{m_0 \gamma} \left(\left(v_{z,n} + \frac{\Delta t}{2} k_2 \right) B_{x,n} - \left(v_{x,n} + \frac{\Delta t}{2} k_2 \right) B_{z,n} \right) \\ k_4 = \frac{q}{m_0 \gamma} \left(\left(v_{z,n} + \Delta t k_3 \right) B_{x,n} - \left(v_{x,n} + \Delta t k_3 \right) B_{z,n} \right) \end{cases}$$

Le schéma explicite de Runge-Kutta d'ordre 4 pour l'accélération suivant l'axe z est donné par :

$$v_{z,n+1} = v_{z,n} + \frac{\Delta t}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

$$\text{avec } \begin{cases} k_1 = \frac{q}{m_0 \gamma} (v_{x,n} B_{y,n} - v_{y,n} B_{x,n}) \\ k_2 = \frac{q}{m_0 \gamma} \left(\left(v_{x,n} + \frac{\Delta t}{2} k_1 \right) B_{y,n} - \left(v_{y,n} + \frac{\Delta t}{2} k_1 \right) B_{x,n} \right) \\ k_3 = \frac{q}{m_0 \gamma} \left(\left(v_{x,n} + \frac{\Delta t}{2} k_2 \right) B_{y,n} - \left(v_{y,n} + \frac{\Delta t}{2} k_2 \right) B_{x,n} \right) \\ k_4 = \frac{q}{m_0 \gamma} \left(\left(v_{x,n} + \Delta t k_3 \right) B_{y,n} - \left(v_{y,n} + \Delta t k_3 \right) B_{x,n} \right) \end{cases}$$

Le schéma explicite de Runge-Kutta d'ordre 4 pour les vitesses suivant les axes x, y, et z est donné par :

$$X_{n+1} = X_n + \frac{\Delta t}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad \text{avec } \begin{cases} k_1 = v_{x,n} \\ k_2 = v_{x,n} + \frac{\Delta t}{2} k_1 \\ k_3 = v_{x,n} + \frac{\Delta t}{2} k_2 \\ k_4 = v_{x,n} + \Delta t k_3 \end{cases}$$

$$Y_{n+1} = Y_n + \frac{\Delta t}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad \text{avec } \begin{cases} k_1 = v_{y,n} \\ k_2 = v_{y,n} + \frac{\Delta t}{2} k_1 \\ k_3 = v_{y,n} + \frac{\Delta t}{2} k_2 \\ k_4 = v_{y,n} + \Delta t k_3 \end{cases}$$

$$Z_{n+1} = Z_n + \frac{\Delta t}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_1 = v_{z,n} \\ k_2 = v_{z,n} + \frac{\Delta t}{2} k_1 \\ k_3 = v_{z,n} + \frac{\Delta t}{2} k_2 \\ k_4 = v_{z,n} + \Delta t k_3 \end{cases}$$

En chaque point (x, y, z) il est nécessaire de connaître la valeur du champ magnétique. Ce point est abordé dans l'Annexe B.

ANNEXE B : Interpolation tri-linéaire pour le champ magnétique créé par l'aimant

Le champ magnétique d'un aimant donné est calculé à l'aide du logiciel PS-PERMAG. Après le traitement des données de sortie obtenues avec ce logiciel, un fichier texte est obtenu contenant la valeur du champ magnétique selon les axes x, y, et z pour différents points. Les valeurs connues du champ magnétique se situent dans un maillage, aux sommets de parallélépipèdes, comme illustré dans la Figure B.1.

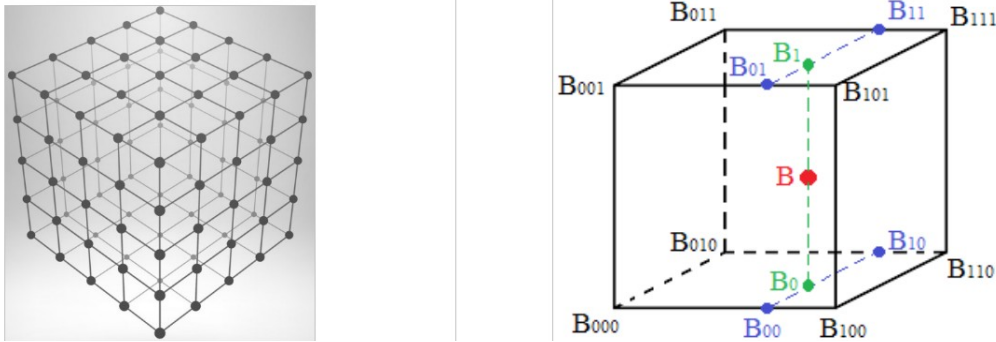


Figure B.1 : Maillage du champ magnétique (gauche) et notation des valeurs du champ magnétique pour un parallélépipède (droite).

Les points par lesquels passent les particules ne correspondent pas forcément précisément aux points pour lesquels la valeur du champ magnétique est connue. La valeur du champ magnétique en un point donné est calculée à l'aide de la valeur du champ magnétique pour chaque point définissant le parallélépipède englobant le point considéré à l'aide d'une interpolation tri-linéaire.

La première étape consiste à trouver le cube dans lequel se situe le point d'intérêt de coordonnées (x,y,z), le but étant de trouver la valeur des trois composantes du champ magnétique correspondant. Les données (Bx_data, By_data, Bz_data) du champ magnétique calculées avec le logiciel PS-PERMAG sont stockées dans un fichier pour différents points dont les coordonnées sont stockées dans les variables (x_data, y_data, z_data). x_data possède nx valeurs différentes, y_data possède ny valeurs différentes, et z_data possède nz valeurs différentes.

Afin de faciliter les écritures, les variables suivantes sont définies :

$$x_{fraction} = \frac{x - \min(x_{data})}{\max(x_{data}) - \min(x_{data})}$$

$$y_{fraction} = \frac{y - \min(y_{data})}{\max(y_{data}) - \min(y_{data})}$$

$$z_{fraction} = \frac{z - \min(z_{data})}{\max(z_{data}) - \min(z_{data})}$$

$x_{fraction}$ représente, sur une échelle de 0 à 1, la position de x entre les valeurs $\min(x_{data})$ et $\max(x_{data})$. Si cette variable est multipliée par nx, la partie entière de ce produit notée xindex correspond à l'indice de la plus grande valeur de x_data inférieure à x,

comme illustré dans la Figure B.2. La partie décimale notée x_{local} correspond quant à elle à la position du point x dans le cuboïde entre les points de x_data entourant cette valeur x . Toutes les variables sont illustrées dans la Figure B.2. Il en est de même pour les axes y et z .

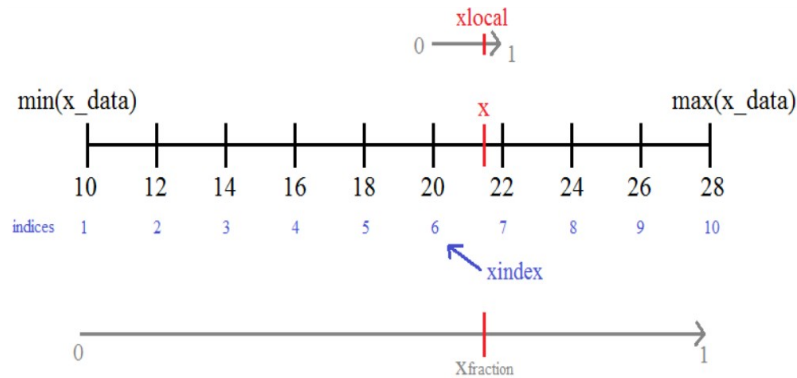


Figure B.2 : Illustration des différentes variables utilisées pour le raisonnement de l'interpolation tri-linéaire.

Maintenant que toutes les variables sont définies, il est possible de procéder à l'interpolation tri-linéaire. La même méthode est appliquée pour les composantes B_x , B_y , et B_z du champ magnétique. Le but est de calculer la valeur de B comme illustré dans la Figure B.1, en ayant connaissance des valeurs B_{000} , B_{100} , B_{010} , B_{001} , B_{110} , B_{101} , B_{011} , et B_{111} définissant le parallélépipède contenant B . La première étape est de calculer B_{00} à l'aide d'une interpolation linéaire entre B_{000} et B_{100} , puis B_{10} à l'aide de B_{010} et B_{110} , ensuite B_{01} à l'aide de B_{001} et B_{101} , et enfin B_{11} à l'aide de B_{011} et B_{111} .

Calcul de B_{00}

L'interpolation linéaire entre B_{000} et B_{100} pour calculer B_{00} est donnée par :

$$B_{00} = B_{000} + \left(\frac{x - x_0}{x_1 - x_0} \right) (B_{100} - B_{000}) = B_{000} + x_{local} (B_{100} - B_{000})$$

$$B_{00} = B_{000} (1 - x_{local}) + B_{100} x_{local}$$

Il en est de-même pour les autres valeurs.

Calcul de B_{01}

$$B_{01} = B_{001} (1 - x_{local}) + B_{101} x_{local}$$

Calcul de B_{10}

$$B_{10} = B_{010} (1 - x_{local}) + B_{110} x_{local}$$

Calcul de B_{11}

$$B_{11} = B_{011} (1 - x_{local}) + B_{111} x_{local}$$

Il est maintenant nécessaire de procéder aux interpolations linéaires entre B_{00} et B_{10} , et entre B_{01} et B_{11} pour calculer B_0 et B_1 .

$$\begin{aligned}
B_0 = & B_{000}(1-x_{local})(1-y_{local}) \\
& + B_{100}x_{local}(1-y_{local}) \\
& + B_{010}(1-x_{local})y_{local} \\
& + B_{110}x_{local}y_{local}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_1 = & B_{001}(1-x_{local})(1-y_{local}) \\
& + B_{101}x_{local}(1-y_{local}) \\
& + B_{011}(1-x_{local})y_{local} \\
& + B_{111}x_{local}y_{local}
\end{aligned}$$

Finalement, la valeur de B est calculée en faisant l'interpolation linéaire entre B₀ et B₁.

$$\begin{aligned}
B = & B_{000}(1-x_{local})(1-y_{local})(1-z_{local}) \\
& + B_{100}x_{local}(1-y_{local})(1-z_{local}) \\
& + B_{010}(1-x_{local})y_{local}(1-z_{local}) \\
& + B_{110}x_{local}y_{local}(1-z_{local}) \\
& + B_{001}(1-x_{local})(1-y_{local})z_{local} \\
& + B_{101}x_{local}(1-y_{local})z_{local} \\
& + B_{011}(1-x_{local})y_{local}z_{local} \\
& + B_{111}x_{local}y_{local}z_{local}
\end{aligned}$$

Cette formule est appliquée pour les trois composantes du champ magnétique, B_x, B_y, et B_z.

Production scientifique

Prix et distinctions

- Prix doctorant du domaine PHYSIQUE de l'ONERA, Février 2020.
- Amelia Earhart Fellowship distribué par le Zonta International, Avril 2019.
- Prix de la meilleure présentation au Workshop RADFAC 2018, Avril 2018.
- Prix poster de l'École Doctorale SDU2E, Avril 2018.

Publications (du la plus récente à la plus ancienne)

- **M. Ruffenach**, S. Bourdarie, J. Mekki, J.-R. Vaillé, B. Bergmann, and S. Gohl, "A new technique based on convolutional neural networks to measure simultaneously the energy of protons and electrons with Timepix detector," soumis à IEEE TNS.
- **M. Ruffenach et al.**, "A proton sensor for energies from 2 MeV to 20 MeV," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, pp. 1351–1359, Jul. 2020, doi: 10.1109/TNS.2020.2965546.
- **M. Ruffenach**, S. Bourdarie, J. Mekki, D. Falguere, and J. R. Vaille, "Proton Radiation Belt Anisotropy as Seen by ICARE-NG Head-A," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 66, no. 7, pp. 1753–1760, Jul. 2019, doi: 10.1109/TNS.2019.2897159.

Communications principales (de la plus récente à la plus ancienne)

- S. Bourdarie, L. N'Guyen, J. Carron, D. Falguère, P. Bourdoux, **M. Ruffenach**, P. Caron, and R. Ecoffet, "Radiation monitoring hosted payloads: ICARE_NG2," Instruments for ESA's Distributed Space Weather Sensor System (D3S), Octobre 2019.
- **M. Ruffenach**, S. Bourdarie, J. Mekki, D. Falguère, J. Vaillé, J. Carron, P. Bourdoux, and L. Nguyen, "A proton sensor for energies from 2MeV to 20MeV," RADECS, Montpellier (France), Septembre 2019 (Oral).
- **M. Ruffenach**, S. Bourdarie, J. Mekki, D. Falguere, J. R. Vaille, J. Carron, P. Bourdoux, and L. Nguyen "A proton sensor for energies from 2 MeV to 20 MeV," Les Entretiens de Toulouse, AAE Eurosae, Avril 2019 (Poster).
- **M. Ruffenach**, and E. Aubert, "Minipix and Timepix particle detectors", CNES-CERN Steering Committee, Toulouse (France), Février 2019 (Oral).
- **M. Ruffenach**, *Détecteur de particules*, Nuit Européenne des Chercheurs, Toulouse, Septembre 2018 (Oral / vulgarisation scientifique).
- **M. Ruffenach**, S. Bourdarie, J. Mekki, D. Falguère, and J-R. Vaillé, "Proton radiation belts anisotropy as seen by the ICARE-NG Head-A," RADECS, Gothenburg (Suède), Septembre 2018 (Poster).
- **M. Ruffenach**, and J. Mekki, "Utilisation d'un détecteur basé sur la puce Timepix pour la détection de particules," Universcience, Paris, Avril 2018 (Stand de démonstration / vulgarisation).
- **M. Ruffenach**, S. Bourdarie, J. Mekki, and J-R. Vaillé, "The modelling of a proton detector for energies between 1MeV and 15MeV," Workshop RADFAC, Montpellier, Avril 2018 (Oral).

Bibliographie

- [1] S. Bourdarie *et al.*, “Impact of Earth’s Magnetic Field Secular Drift on the Low-Altitude Proton Radiation Belt From 1900 to 2050,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 66, no. 7, pp. 1746–1752, Jul. 2019, doi: 10.1109/TNS.2019.2897378.
- [2] J. R. Wertz, Ed., *Spacecraft Attitude Determination and Control*. Springer Netherlands, 1978.
- [3] C. Finlay *et al.*, “International Geomagnetic Reference Field: the eleventh generation: IGRF-11,” *Geophysical Journal International*, vol. 183, no. 3, pp. 1216–1230, Dec. 2010, doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04804.x.
- [4] S. Macmillan and S. Maus, “International Geomagnetic Reference Field—the tenth generation,” *Earth Planet Sp*, vol. 57, no. 12, pp. 1135–1140, Dec. 2005, doi: 10.1186/BF03351896.
- [5] E. Thébault *et al.*, “International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation,” *Earth Planet Sp*, vol. 67, no. 1, p. 79, Dec. 2015, doi: 10.1186/s40623-015-0228-9.
- [6] G. A. Hartmann and I. G. Pacca, “Time evolution of the South Atlantic Magnetic Anomaly,” *An. Acad. Bras. Ciênc.*, vol. 81, no. 2, pp. 243–255, Jun. 2009, doi: 10.1590/S0001-37652009000200010.
- [7] L. R. Newitt, A. Chulliat, and J.-J. Orgeval, “Location of the North Magnetic Pole in April 2007,” *Earth Planet Sp*, vol. 61, no. 6, pp. 703–710, Jun. 2009, doi: 10.1186/BF03353178.
- [8] N. A. Tsyganenko, “A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet,” *Planetary and Space Science*, vol. 37, no. 1, pp. 5–20, Jan. 1989, doi: 10.1016/0032-0633(89)90066-4.
- [9] N. A. Tsyganenko, “Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms,” *J. Geophys. Res.*, vol. 110, no. A3, p. A03208, 2005, doi: 10.1029/2004JA010798.
- [10] V. Maget, “Développement et comparaison de méthodes d’assimilation de données appliquées à la restitution de la dynamique des ceintures de radiation terrestres,” Toulouse, France, 2007.
- [11] F. Mottez, “La magnétosphère : sous l’influence de la Terre et du Soleil - Encyclopédie de l’environnement,” 2018. <https://www.encyclopedie-environnement.org/air/la-magnetosphere/> (accessed May 20, 2020).
- [12] G. Esposito, “Study of cosmic ray fluxes in Low Earth Orbit observed with the AMS experiment,” 2003.
- [13] S. Bourdarie, “Modélisation de la dynamique des ceintures de radiations à l’échelle de l’orage magnétique,” Ecole nationale supérieure de l’aéronautique et de l’espace, Toulouse, France, 1996.
- [14] A. Woelfflé, “Étude et modélisation du transport de plasma dans la magnétosphère interne,” Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace, Toulouse, France, 2010.
- [15] V. Pierrard, *L’environnement spatial de la Terre*. Presses univ. de Louvain, 2010.
- [16] S. Bourdarie and D. Boscher, “Space radiation environment,” in *The space radiation environment srec 04 and its effects on spacecraft components and systems - Association RADECS*, Cépaduès éditions., Toulouse, 2004, pp. 57–82.
- [17] A. Varotsou, “Utilisation de modèles physiques pour comprendre la dynamique des ceintures de radiation d’électrons de la terre,” Ecole nationale supérieure de l’aéronautique et de l’espace, Toulouse, France, 2005.
- [18] D. Herrera, “Prise en compte du temps local dans la modélisation des ceintures de radiation terrestres,” Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace, Toulouse, France, 2017.

- [19] A. L. Vampola, “VLF transmission induced slot electron precipitation,” *Geophys. Res. Lett.*, vol. 4, no. 12, pp. 569–572, Dec. 1977, doi: 10.1029/GL004i012p00569.
- [20] D. Falguere *et al.*, “In-flight observations of the radiation environment and its effects on devices in the SAC-C polar orbit,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 6, pp. 2782–2787, Dec. 2002, doi: 10.1109/TNS.2002.805380.
- [21] V. Maget and A. Sicard, “Environnement spatial général,” Toulouse, Nov. 14, 2017.
- [22] D. M. V. Sawyer, “AP-8 trapped proton environment for solar maximum and solar minimum. [Computer accessible models],” Dec. 1976. Accessed: Nov. 19, 2019. [Online]. Available: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19770012039>.
- [23] J. I. Vette, “The NASA/National Space Science Data Center trapped radiation environment model program, 1964 - 1991,” Nov. 1991. Accessed: Nov. 19, 2019. [Online]. Available: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19930001815>.
- [24] B. Abel, R. M. Thorne, and A. L. Vampola, “Solar cyclic behavior of trapped energetic electrons in Earth’s inner radiation belt,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 99, no. A10, pp. 19427–19431, 1994, doi: 10.1029/94JA01626.
- [25] G. P. Ginet *et al.*, “AE9, AP9 and SPM: New Models for Specifying the Trapped Energetic Particle and Space Plasma Environment,” in *The Van Allen Probes Mission*, N. Fox and J. L. Burch, Eds. Boston, MA: Springer US, 2014, pp. 579–615.
- [26] A. Sicard, D. Boscher, S. Bourdarie, D. Lazaro, D. Standarovski, and R. Ecoffet, “GREEN: the new Global Radiation Earth ENvironment model (beta version),” *Annales Geophysicae*, vol. 36, no. 4, pp. 953–967, Jul. 2018, doi: 10.5194/angeo-36-953-2018.
- [27] D. Boscher, S. Bourdarie, V. Maget, A. Sicard-Piet, G. Rolland, and D. Standarovski, “High-Energy Electrons in the Inner Zone,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 65, no. 8, pp. 1546–1552, Aug. 2018, doi: 10.1109/TNS.2018.2824543.
- [28] J. E. Borovsky and M. H. Denton, “Differences between CME-driven storms and CIR-driven storms,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, Feb. 2018, doi: 10.1029/2005JA011447@10.1002/(ISSN)2169-9402.SOLARWIND1.
- [29] L. Dusseau, “Interactions Rayonnements - Matière.” Dec. 05, 2009, Accessed: May 06, 2020. [Online].
- [30] D. Corbin, “Etude de l’oxydation et de la tenue d’élastomères irradiés: conséquences sur l’intégrité des câbles électriques lors d’une situation accidentelle d’un réacteur à eau pressurisée,” Université de Caen, Caen, 2001.
- [31] S. Masciocchi, “Interaction of particles with matter - 2,” p. 44, May 2017.
- [32] M.-C. Ursule, “Compréhension des mécanismes physiques à l’origine des dégradations électriques extrêmes des pixels dans les capteurs d’images irradiés,” Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace, Toulouse, France, 2017.
- [33] S. Masciocchi, “Interaction of particles with matter - 1.” Apr. 27, 2017, Accessed: May 06, 2020. [Online]. Available: https://www.physi.uni-heidelberg.de/~sma/teaching/ParticleDetectors2/sma_InteractionsWithMatter_1.pdf.
- [34] M. J. Boschini *et al.*, “Nuclear and Non-Ionizing Energy-Loss for Coulomb Scattered Particles from Low Energy up to Relativistic Regime in Space Radiation Environment,” in *Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics*, Villa Olmo, Como, Italy, Jun. 2011, pp. 9–23, doi: 10.1142/9789814329033_0002.
- [35] M. El-Ghossain, “Calculations Of Stopping Power, And Range Of Electrons Interaction With Different Material And Human Body Parts,” *International Journal of Scientific & Technology Research*, vol. 6, pp. 114–118, Jan. 2017.
- [36] S. Seltzer, “Stopping-Powers and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions, NIST Standard Reference Database 124.” National Institute of Standards and Technology, 1993, doi: 10.18434/T4NC7P.

- [37] N. Metropolis and S. Ulam, “The Monte Carlo Method,” *Journal of the American Statistical Association*, vol. 44, no. 247, pp. 335–341, Sep. 1949, doi: 10.1080/01621459.1949.10483310.
- [38] MCNPX, “Los Alamos National Laboratory: MCNP Home Page.” <https://mcnp.lanl.gov/> (accessed May 22, 2020).
- [39] Fluka, “The official FLUKA site: FLUKA home.” <http://www.fluka.org/fluka.php> (accessed May 22, 2020).
- [40] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, Jul. 2003, doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [41] J. Allison *et al.*, “Geant4 developments and applications,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, Feb. 2006, doi: 10.1109/TNS.2006.869826.
- [42] G. Santin, “Normalisation modelling sources,” p. 13, 2007.
- [43] Geant4 Collaboration, “EM Opt1 — PhysicsListGuide 10.6 documentation.” <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/PhysicsListGuide/html/electromagnetic/Opt1.html#em-opt1> (accessed May 22, 2020).
- [44] “FASTRAD Software for Space radiation analysis.” <https://www.fastrad.net/> (accessed Nov. 19, 2019).
- [45] Y. Perrot, “Évaluation de la dose déposée par des faisceaux d’électrons en radiothérapie dans des fantômes voxélisés en utilisant la plateforme de simulation Monte Carlo GATE fondée sur GEANT4 dans un environnement de grille,” Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 2011.
- [46] G. Soum, A. Mousselli, F. Arnal, and P. Verdier, “Etude de la transmission et de la rétrodiffusion d’électrons d’énergie 0,05 à 3 MeV dans le domaine de la diffusion multiple,” *Rev. Phys. Appl. (Paris)*, vol. 22, no. 10, pp. 1189–1209, 1987, doi: 10.1051/rphysap:0198700220100118900.
- [47] F. Pettinari-Sturm, “Cours de Master 1 - Physique du solide.” 2015.
- [48] A. Monavon *et al.*, *Physique. Tout-en-un pour la Licence - Cours, applications et exercices corrigés: Cours, applications et exercices corrigés*. Paris: Dunod, 2010.
- [49] M. Cyamukungu *et al.*, “The Energetic Particle Telescope (EPT) on Board PROBA-V: Description of a New Science-Class Instrument for Particle Detection in Space,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, no. 6, pp. 3667–3681, Dec. 2014, doi: 10.1109/TNS.2014.2361955.
- [50] R. D. Belian, G. R. Gisler, T. Cayton, and R. Christensen, “High-Z energetic particles at geosynchronous orbit during the Great Solar Proton Event Series of October 1989,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 97, no. A11, pp. 16897–16906, 1992, doi: 10.1029/92JA01139.
- [51] J. R. Distel *et al.*, “The Combined X-Ray Dosimeter (CXD) on GPS block IIR satellites,” p. 12, 1999.
- [52] M. Siegl, “Standard Radiation Environment Detector - Simulation and inner belt flux anisotropy investigation,” Lulea University of Technology, Kiruna, ESTEC, Netherlands, 2009.
- [53] J. L. Burch and V. Angelopoulos, Eds., *The THEMIS Mission*. New York, NY: Springer New York, 2009.
- [54] D. N. Baker *et al.*, “The Relativistic Electron-Proton Telescope (REPT) Instrument on Board the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) Spacecraft: Characterization of Earth’s Radiation Belt High-Energy Particle Populations,” in *The Van Allen Probes Mission*, N. Fox and J. L. Burch, Eds. Boston, MA: Springer US, 2014, pp. 337–381.

- [55] L. Desorgher *et al.*, “The Next Generation Radiation Monitor- NGRM,” in *2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC)*, Oct. 2013, pp. 1–6, doi: 10.1109/NSSMIC.2013.6829497.
- [56] D. Boscher *et al.*, “In-Flight Measurements of Radiation Environment on Board the Argentinean Satellite SAC-D,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, no. 6, pp. 3395–3400, Dec. 2014, doi: 10.1109/TNS.2014.2365212.
- [57] D. Boscher *et al.*, “In Flight Measurements of Radiation Environment on Board the French Satellite JASON-2,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 58, no. 3, pp. 916–922, Jun. 2011, doi: 10.1109/TNS.2011.2106513.
- [58] D. Evans and M. Greer, “Polar Orbiting Environmental Satellite Space Environment Monitor - 2 Instrument Descriptions and Archive Data Documentation,” *NOAA Tech. Memo. 1.4*, Jan. 2004.
- [59] P. Vaze *et al.*, “The Jason-3 Mission: completing the transition of ocean altimetry from research to operations,” Toulouse, France, Oct. 2010, p. 78260Y, doi: 10.1117/12.868543.
- [60] “Carmen-3,” *Jason 3*. <https://jason-3.cnes.fr/fr/JASON3/Fr/carmen3.htm> (accessed May 27, 2020).
- [61] K. Yando, R. M. Millan, J. C. Green, and D. S. Evans, “A Monte Carlo simulation of the NOAA POES Medium Energy Proton and Electron Detector instrument: TECHNIQUE,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 116, no. A10, p. n/a-n/a, Oct. 2011, doi: 10.1029/2011JA016671.
- [62] A. M. Chugg *et al.*, “A CCD miniature radiation monitor,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 3, pp. 1327–1332, Jun. 2002, doi: 10.1109/TNS.2002.1039662.
- [63] C. L. Galimberti *et al.*, “A Low Cost Environmental Ionizing Radiation Detector Based on COTS CMOS Image Sensors,” in *2018 IEEE Biennial Congress of Argentina (ARGENCON)*, Jun. 2018, pp. 1–6, doi: 10.1109/ARGENCON.2018.8645967.
- [64] H. Javan, “Characterizing sensitive CMOS radiation detector,” in *Proceedings IEEE SoutheastCon 2002 (Cat. No.02CH37283)*, Apr. 2002, pp. 28–32, doi: 10.1109/SECON.2002.995551.
- [65] Y. Zhou, J. Baudot, C. Duverger, C. Hu-Guo, Y. Hu, and M. Winter, “CMOS pixel sensor for a space radiation monitor with very low cost, power and mass,” *J. Inst.*, vol. 7, no. 12, pp. C12003–C12003, Dec. 2012, doi: 10.1088/1748-0221/7/12/C12003.
- [66] X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Tlustos, and W. Wong, “Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 581, no. 1, pp. 485–494, Oct. 2007, doi: 10.1016/j.nima.2007.08.079.
- [67] M. Campbell, “10 years of the Medipix2 Collaboration,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 633, pp. S1–S10, May 2011, doi: 10.1016/j.nima.2010.06.106.
- [68] R. Ballabriga, M. Campbell, and X. Llopart, “Asic developments for radiation imaging applications: The medipix and timepix family,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 878, pp. 10–23, Jan. 2018, doi: 10.1016/j.nima.2017.07.029.
- [69] J. Jakubek, “Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 633, pp. S262–S266, May 2011, doi: 10.1016/j.nima.2010.06.183.

- [70] M. Platkevic *et al.*, “Evaluation of local radiation damage in silicon sensor via charge collection mapping with the Timepix read-out chip,” *J. Inst.*, vol. 8, no. 04, pp. C04001–C04001, Apr. 2013, doi: 10.1088/1748-0221/8/04/C04001.
- [71] T. Poikela *et al.*, “Timepix3: a 65K channel hybrid pixel readout chip with simultaneous ToA/ToT and sparse readout,” *J. Inst.*, vol. 9, no. 05, pp. C05013–C05013, May 2014, doi: 10.1088/1748-0221/9/05/C05013.
- [72] V. Kraus, M. Holik, J. Jakubek, M. Kroupa, P. Soukup, and Z. Vykydal, “FITPix — fast interface for Timepix pixel detectors,” *J. Inst.*, vol. 6, no. 01, pp. C01079–C01079, Jan. 2011, doi: 10.1088/1748-0221/6/01/C01079.
- [73] C. Granja and S. Pospisil, “Quantum dosimetry and online visualization of X-ray and charged particle radiation in commercial aircraft at operational flight altitudes with the pixel detector Timepix,” *Advances in Space Research*, vol. 54, no. 2, pp. 241–251, Jul. 2014, doi: 10.1016/j.asr.2014.04.006.
- [74] D. Turecek, T. Holy, J. Jakubek, S. Pospisil, and Z. Vykydal, “Pixelman: a multi-platform data acquisition and processing software package for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors,” *J. Inst.*, vol. 6, no. 01, pp. C01046–C01046, Jan. 2011, doi: 10.1088/1748-0221/6/01/C01046.
- [75] H. Lemaire, “Design of a third generation gamma camera,” Theses, Université de Caen Basse-Normandie, Caen, 2015.
- [76] V. Heijne, “Characterisation of the Timepix Chip for the LHCb VELO Upgrade,” Amsterdam, Jul. 2010.
- [77] “Radiation Imaging Solutions - ADVACAM - Imaging the unseen -,” *ADVACAM*. <https://advacam.com/> (accessed May 27, 2020).
- [78] W. Furnell, A. Shenoy, E. Fox, and P. Hatfield, “First results from the LUCID-Timepix spacecraft payload onboard the TechDemoSat-1 satellite in Low Earth Orbit,” *Advances in Space Research*, vol. 63, no. 5, pp. 1523–1540, Mar. 2019, doi: 10.1016/j.asr.2018.10.045.
- [79] C. Granja *et al.*, “The SATRAM Timepix spacecraft payload in open space on board the Proba-V satellite for wide range radiation monitoring in LEO orbit,” *Planetary and Space Science*, vol. 125, pp. 114–129, Jun. 2016, doi: 10.1016/j.pss.2016.03.009.
- [80] S. Gohl, B. Bergmann, H. Evans, P. Nieminen, A. Owens, and S. Pospisil, “Study of the radiation fields in LEO with the Space Application of Timepix Radiation Monitor (SATRAM),” *Advances in Space Research*, vol. 63, no. 5, pp. 1646–1660, Mar. 2019, doi: 10.1016/j.asr.2018.11.016.
- [81] S. Gohl *et al.*, “Measurement of particle directions in low earth orbit with a Timepix,” *JInst*, vol. 11, no. 11, p. C11023, Nov. 2016, doi: 10.1088/1748-0221/11/11/C11023.
- [82] J. B. Blake *et al.*, “The Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) Instruments Aboard the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) Spacecraft,” in *The Van Allen Probes Mission*, N. Fox and J. L. Burch, Eds. Boston, MA: Springer US, 2014, pp. 383–421.
- [83] S. Yokota and Y. Saito, “Circular one-dimensional position-sensitive time-of-flight microchannel plate detector using resistive anode for space plasma measurements,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 1, p. 013301, Jan. 2008, doi: 10.1063/1.2829881.
- [84] D. G. Mitchell *et al.*, “Radiation Belt Storm Probes Ion Composition Experiment (RBSPICE),” in *The Van Allen Probes Mission*, N. Fox and J. L. Burch, Eds. Boston, MA: Springer US, 2014, pp. 263–308.
- [85] W. Feldman, W. Aiello, D. Drake, and M. Herrin, “The BDD-II : An improved Electron Dosimeter for the Global Positioning System.” Los Alamos National Laboratory, Jul. 1985.

- [86] J. Mazur *et al.*, “The Relativistic Proton Spectrometer (RPS) for the Radiation Belt Storm Probes Mission,” in *The Van Allen Probes Mission*, N. Fox and J. L. Burch, Eds. Boston, MA: Springer US, 2014, pp. 221–261.
- [87] “Home – Technology Developers in Solid State Detectors,” *Micron Semiconductor Ltd.* <http://www.micronsemiconductor.co.uk/> (accessed Jun. 21, 2020).
- [88] Micron, “2018-Micron-Semiconductor-Ltd-Silicon-Catalogue_Long-Form.pdf.” 2018, Accessed: Jun. 21, 2020. [Online]. Available: http://www.micronsemiconductor.co.uk/wp-content/uploads/2018/03/2018-Micron-Semiconductor-Ltd-Silicon-Catalogue_Long-Form.pdf.
- [89] J. D. Sullivan, “Geometric factor and directional response of single and multi-element particle telescopes,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 95, no. 1, pp. 5–11, Aug. 1971, doi: 10.1016/0029-554X(71)90033-4.
- [90] MiSUMi, “Propriétés des aimants.” Accessed: Nov. 15, 2017. [Online]. Available: https://fr.misumi-ec.com/pdf/fa/p2_0267.pdf.
- [91] K. Frahm, “Cours M1 - Programmation en langage C.” Université Paul Sabatier, 2015.
- [92] “PS-PERMag Capabilities.” <http://www.permagsoft.com/english/ps-permag.html> (accessed Nov. 19, 2019).
- [93] P. Raymond-Jean-Baptiste, “MÉTHODE DE CORRECTION DES ERREURS DE MESURE APPLIQUÉE À UN SYSTÈME FASTRAK 3SPACE,” Université de Montréal, 2009. [Online]. Available: https://espace.etsmtl.ca/id/eprint/76/1/RAYMOND-JEAN-BAPTISTE__Philippe.pdf.
- [94] M. Ruffenach, S. Bourdarie, J. Mekki, D. Falguere, and J. R. Vaile, “Proton Radiation Belt Anisotropy as Seen by ICARE-NG Head-A,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 66, no. 7, pp. 1753–1760, Jul. 2019, doi: 10.1109/TNS.2019.2897159.
- [95] “EREMS is a company specialized in the design and the realization of electronic equipments, and of associated softwares.” <http://www.erems.fr/en/> (accessed Nov. 19, 2019).
- [96] M. Ruffenach *et al.*, “A proton sensor for energies from 2MeV to 20MeV,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, pp. 1–1, 2020, doi: 10.1109/TNS.2020.2965546.
- [97] “Home | TAPAS.” <https://tapas.researchinschools.org/> (accessed Dec. 05, 2019).
- [98] É. Larousse, “Encyclopédie Larousse en ligne - intelligence artificielle.” https://www.larousse.fr/encyclopedie/divers/intelligence_artificielle/187257 (accessed Dec. 04, 2019).
- [99] D. Michie, “‘Memo’ Functions and Machine Learning,” p. 4.
- [100] I. Goodfellow, Y. Bengio, and A. Courville, *Deep Learning*. MIT Press, 2016.
- [101] L. R, “Différence entre Intelligence Artificielle, Machine Learning et Deep Learning,” *Pensée Artificielle*, Dec. 20, 2018. <http://penseeartificielle.fr/difference-intelligence-artificielle-machine-learning-deep-learning/> (accessed Dec. 04, 2019).
- [102] “La mémoire humaine,” *La mémoire humaine*. <http://tpememoirehumaine.weebly.com/lexique.html> (accessed Dec. 05, 2019).
- [103] ActuIA, “Différence entre apprentissage supervisé et apprentissage non supervisé,” *Actu IA*, Jan. 24, 2018. <https://www.actuia.com/vulgarisation/difference-entre-apprentissage-supervise-apprentissage-non-supervise/> (accessed Dec. 05, 2019).
- [104] J. Brownlee, “Difference Between Classification and Regression in Machine Learning,” *Machine Learning Mastery*, Dec. 10, 2017. <https://machinelearningmastery.com/classification-versus-regression-in-machine-learning/> (accessed Dec. 05, 2019).
- [105] “An intuitive guide to Convolutional Neural Networks,” *freeCodeCamp.org*, Apr. 24, 2018. <https://www.freecodecamp.org/news/an-intuitive-guide-to-convolutional-neural-networks-260c2de0a050/> (accessed Dec. 05, 2019).

- [106] “Convolutional Neural Networks in Python with TensorFlow,” *DataCamp Community*, Mar. 09, 2018. <https://www.datacamp.com/community/tutorials/cnn-tensorflow-python> (accessed Dec. 05, 2019).
- [107] N. Akhtar and U. Ragavendran, “Interpretation of intelligence in CNN-pooling processes: a methodological survey,” *Neural Comput & Applic*, Jul. 2019, doi: 10.1007/s00521-019-04296-5.
- [108] J. Brownlee, “A Gentle Introduction to the Rectified Linear Unit (ReLU),” *Machine Learning Mastery*, Jan. 08, 2019. <https://machinelearningmastery.com/rectified-linear-activation-function-for-deep-learning-neural-networks/> (accessed Dec. 05, 2019).
- [109] “Fully Connected Layers in Convolutional Neural Networks: The Complete Guide,” *MissingLink.ai*. <https://missinglink.ai/guides/convolutional-neural-networks/fully-connected-layers-convolutional-neural-networks-complete-guide/> (accessed Jun. 10, 2020).
- [110] W. Liu, Y. Wen, Z. Yu, and M. Yang, “Large-Margin Softmax Loss for Convolutional Neural Networks,” p. 10.
- [111] “TensorFlow,” *TensorFlow*. <https://www.tensorflow.org/> (accessed Dec. 05, 2019).
- [112] “TensorBoard,” *TensorFlow*. <https://www.tensorflow.org/tensorboard> (accessed Dec. 05, 2019).
- [113] M. Ruffenach, S. Bourdarie, J. Mekki, J.-R. Vaillé, B. Bergmann, and S. Gohl, “A new technique based on convolutional neural networks to measure simultaneously the energy of protons and electrons with Timepix detector,” soumis à IEEE TNS.
- [114] J. Redmon, S. Divvala, R. Girshick, and A. Farhadi, “You Only Look Once: Unified, Real-Time Object Detection,” in *2016 IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, Las Vegas, NV, USA, Jun. 2016, pp. 779–788, doi: 10.1109/CVPR.2016.91.
- [115] J. Redmon and A. Farhadi, “YOLOv3: An Incremental Improvement,” p. 6.
- [116] J. Visser *et al.*, “SPIDR: a read-out system for Medipix3 & Timepix3,” *J. Inst.*, vol. 10, no. 12, pp. C12028–C12028, Dec. 2015, doi: 10.1088/1748-0221/10/12/C12028.
- [117] M. Campbell *et al.*, “Towards a new generation of pixel detector readout chips,” *Journal of Instrumentation*, vol. 11, pp. C01007–C01007, Jan. 2016, doi: 10.1088/1748-0221/11/01/C01007.