99003182
FR0105376
FR CEA-TH--798
Gestion INIS
Doc. Enreg. le 30/1/2001
N° TRN FR0105376

THESE

présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER

Spécialité : Astrophysique et techniques spatiales

par

Néné Diallo

ETUDE, SIMULATION ET MODELISATION D'UN DETECTEUR DE PHOTONS GAMMA PLACE SUR UNE ORBITE EXCENTRIQUE DE TYPE *INTEGRAL*

Soutenance prévue le 1er juillet 1999 devant le jury composé de :

G. VEDRENNE	Professeur à l'UPS – Toulouse	Président
S. LERAY	Ingénieur de recherche - CEN/CEA Saclay	Rapporteur
P. LELEUX	Professeur à l'Université Catholique de Louvain	Rapporteur
D. GOUTTE	Ingénieur de recherche - CEN/CEA Saclay	Rapporteur
P. von BALLMOOS	Professeur à l'UPS – Toulouse	Examinateur
A.J. DEAN	Professeur à l'Université de Southampton	Examinateur
J. PAUL	Ingénieur de recherche - CEN/CEA Saclay	Examinateur
B. CORDIER	Ingénieur de recherche - CEN/CEA Saclay	Examinateur

THESE

présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER

Spécialité : Astrophysique et techniques spatiales

par

Néné Diallo

ETUDE, SIMULATION ET MODELISATION D'UN DETECTEUR DE PHOTONS GAMMA PLACE SUR UNE ORBITE EXCENTRIQUE DE TYPE *INTEGRAL*

Soutenance prévue le 1er juillet 1999 devant le jury composé de :

G. VEDRENNE	Professeur à l'UPS – Toulouse	Président
S. LERAY	Ingénieur de recherche - CEN/CEA Saclay	Rapporteur
P. LELEUX	Professeur à l'Université Catholique de Louvain	Rapporteur
D. GOUTTE	Ingénieur de recherche - CEN/CEA Saclay	Rapporteur
P. von BALLMOOS	Professeur à l'UPS – Toulouse	Examinateur
A.J. DEAN	Professeur à l'Université de Southampton	Examinateur
J. PAUL	Ingénieur de recherche - CEN/CEA Saclay	Examinateur
B. CORDIER	Ingénieur de recherche - CEN/CEA Saclay	Examinateur

Remerciements

J'adresse ma profonde reconnaissance à Bertrand Cordier qui m'a guidée et conseillée durant ces trois années de recherche. J'ai pu apprécier sa rigueur scientifique et sa détermination.

Je remercie tout particulièrement Jacques Paul pour l'intérêt qu'il m'a témoigné en acceptant de diriger cette thèse. Sa grande disponibilité et ses conseils m'ont été précieux.

Ma gratitude s'exprime aussi envers Philippe Laurent qui m'a initié aux méthodes de simulation Monte Carlo et au code GEANT. Je le remercie pour les discussions fructueuses et enrichissantes que nous avons pu avoir ainsi que pour sa disponibilité et sa patience.

Je remercie Michel Collin de m'avoir appris les secrets du code TIERCE. Je n'oublierai pas tous mes collègues de Bruyères-le-Châtel, je les remercie pour leur soutien.

Je tiens à saluer également Pierre Jean du CESR Toulouse qui m'a appris les rouages principaux de simulation de bruit de fond des télescopes gamma.

J'adresse aussi mes remerciements à Robert Legrain qui, souvent, a apporté des éclaircissements aux problèmes de physique nucléaire auxquels j'ai été confrontés durant ma thèse.

Et bien sûr, un clin d'œuil tout particulier à toute l'équipe Sigma/Integral avec qui j'ai passé d'agréables moments durant ces trois années. je tiens aussi à joindre dans mes remerciements tous les membres du service d'Astrophysique qui m'ont fait partager leur amitié.

Enfin, je remercie tous les membres du jury, en premier lieu Gilbert Vedrenne qui m'a fait l'honneur de présider ce jury, Sylvie Leray, Pierre Leleux et Dominique Goutte pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail, Antony J. Dean et Peter von Ballmoos pour leur lecture attentive de ce manuscrit.

Mes dernières pensées vont à mes amis et à ma famille qui m'ont soutenu durant ces années de travail. Je leur dédie ce mémoire.

Résumé

Les raies gamma sont la signature de réactions nucléaires et d'autres processus à haute énergie existant dans l'Univers. Leur mesure et leur étude fournissent d'inestimables informations sur des problèmes d'Astrophysique des hautes énergies comme l'accélération de particules, la physique des objets très compacts (trous noirs, quasars ...), ou encore la nucléosynthèse.

Pour observer les sources gamma astronomiques, on doit s'affranchir de l'atmosphère terrestre qui constitue un écran opaque aux photons gamma. Malheureusement, les équipements spatiaux incorporant des détecteurs de rayonnements électromagnétiques à haute énergie (rayons X et gamma) sont, à ces altitudes, exposés à des flux parasites intenses de rayonnements et de particules induits par le rayonnement cosmique primaire galactique. Que ce soit par leur impact direct ou par celui des rayonnements et des particules secondaires qu'ils engendrent dans leur voisinage immédiat, ces flux parasites suscitent au sein des détecteurs un bruit de fond considérable qui en limite les performances.

Ce travail de thèse entre dans le cadre de la mission *INTEGRAL* projet d'astronomie gamma spatiale de l'Agence Spatiale Européenne destinée à l'observation des émissions X et gamma d'origine céleste. *INTEGRAL* est constitué de deux instruments principaux: un imageur IBIS et un spectromètre germanium à haute résolution $\Delta E/E = 1,6\ 10^{-3}$ @ 1,3 MeV, appelé SPI.

Nous avons étudié la composante hadronique du bruit de fond de SPI, constituée d'un spectre continu auquel se superposent des raies. Elle est dûe aux décroissances radioactives des noyaux résiduels créés par les interactions des protons du rayonnement cosmique avec les matériaux constituant SPI. Pour étudier tous les aspects nucléaires, des simulations Monte-Carlo ont été réalisées en utilisant le code de physique nucléaire TIERCE développé au CEA/DAM. Ensuite avec le code GEANT du CERN nous avons simulé la réponse spectrale des détecteurs en germanium.

Des techniques telles que la PSD (Pulse Shape Discrimination) et les signatures énergétiques ont été utilisées dans des bandes d'énergie bien choisies afin de réduire le bruit de fond et ainsi améliorer la sensibilité de SPI. Avec la sensibilité de détection des raies fines estimé dans cette étude, le spectromètre SPI devrait pouvoir détecter de nombreuses raies gamma nucléaires émises dans les sites actifs de la Galaxie.

Abstract

Gamma-ray lines are the signature of nuclear reactions and other high-energy processes that take place in the Universe. Their measurement and study provide invaluable information on many important problems in high energy astrophysics, including particle acceleration, physics of compact objects and nucleosynthesis.

However the observation of astronomical gamma-ray sources has to be performed above the atmosphere because the Earth's atmosphere is opaque to gamma-rays. Unfortunately at these altitudes, spatial high energy electromagnetic radiation (X and gamma rays) detectors are exposed to intense parasite fluxes of radiation and particles induced by primary galactic cosmic rays. These fluxes as well radiation and secondary particles they generate, constitute a considerable source of background which limits their performances.

Our study has been done in the framework of the *INTEGRAL* mission, a gamma-ray astronomy mission of the European Space Agency. *INTEGRAL* is devoted to the observation of celestial gamma-ray sources. It consists of two main instruments : an imager IBIS and a high resolution germanium spectrometer SPI ($\Delta E/E = 1.6\ 10^{-3}$ at 1.3 MeV).

We studied the hadronic component of the SPI background. This component is due to the radioactive decay of unstable nuclides produced by the interactions of cosmic-ray protons with the materials of SPI. It consists of a continuum with gamma ray lines superimposed. To study nuclear processes, Monte Carlo simulations have been performed with the nuclear code TIERCE developed at CEA/DAM. We used the GEANT Monte Carlo code developed at CERN to simulate the germanium detectors response.

Background reduction techniques as PSD and energetic signatures have been applied in well chosen energy ranges to reduce the background and improve the SPI sensitivity. With the es-

timated SPI narrow-line sensitivity level, SPI would be able to detect many gamma ray lines emitted in the active galactic sites.

Table des matières

Remerciements **i**

Résumé **ii**

Abstract **iv**

Introduction **2**

1 L'Astronomie gamma **5**

1.1 Introduction 5

1.2 Les mécanismes de production des raies gamma 7

1.2.1 Les raies gamma nucléaires 9

1.2.2 Annihilation électron-positon 13

1.2.3 Les raies cyclotron 14

2 La mission *INTEGRAL* **15**

2.1 Les instruments à bord du satellite *INTEGRAL* 16

2.1.1 L'imageur IBIS 18

2.1.2 Le moniteur de rayons X JEM-X 19

2.1.3 La caméra optique OMC 19

2.2 le spectromètre SPI 20

2.2.1 Les sous-systèmes de SPI 21

2.2.2 Principaux objectifs scientifiques 25

2.2.3 Principaux objectifs scientifiques 27

2.3 Propriétés caractéristiques des détecteurs 29

2.3.1 Processus interactifs au sein des détecteurs 29

2.3.2 Efficacité de détection des détecteurs germanium 31

3 Les données des programmes de simulation 35

3.1 L'environnement radiatif 35

3.1.1 Les particules des ceintures de radiation 36

3.1.2 Les éruptions solaires 36

3.1.3 Le fond diffus cosmique 37

3.1.4 Le rayonnement cosmique primaire 37

3.2 Les mécanismes de réactions des particules énergétiques 41

3.2.1 Notion de section efficace 41

3.2.2 La spallation 42

3.2.3 Le neutron et ses interactions (à basse énergie et hors fission) 44

3.2.4 La décroissance radioactive 46

3.3 Les codes de simulation 51

3.3.1 Le système de codes TIERCE 51

3.3.2 Le module de décroissance des noyaux résiduels 58

3.3.3 Le programme GEANT 59

4 Etude du bruit de fond de SPI **62**

4.1 Les Origines de bruit de fond des détecteurs 62

4.1.1 La composante photonique 62

4.1.2 La composante hadronique 63

4.2 Simulation des sources du bruit de fond induit par les décroissances radioactives 65

4.2.1 Optimisation de l'épaisseur du blindage 66

4.2.2 Le modèle géométrique de SPI 70

4.2.3 Le spectre des protons incidents 71

4.2.4 Spectre des neutrons et protons à l'intérieur du bouclier d'anticoïncidence 72

4.2.5 Comparaisons du spectre des neutrons avec d'autres résultats de simulation utilisant GEANT/GCALOR 75

4.3 Simulation du bruit de fond et techniques utilisées pour sa réduction 78

4.3.1 Les étapes de la simulation 80

4.3.2 Le continuum 81

4.3.3 Les raies de bruit de fond 83

4.3.4 Application au choix du matériau de la visserie du cryostat 85

4.4 Estimation de la sensibilité de SPI aux raies gamma fines 88

Conclusion **95**

A Formulaire pour la décroissance **98**

A.1 Principe de calcul de l'activité des noyaux radioactifs 99

A.2 Calcul du spectre des particules β^+ 101

B Surfaces exposées et facteurs de forme **106**

B.1 Cas d'un détecteur sphérique 106

B.2 Cas d'un détecteur fait d'un disque mince 107

B.3 Cas d'un détecteur fait d'un disque épais 108

C Article 1 : le continuum du bruit de fond **109**

D Articles 2 : les raies de bruit de fond **110**

Liste des figures **111**

Liste des tableaux **113**

Bibliographie **115**

INTRODUCTION

Introduction

Les raies gamma sont la signature de réactions nucléaires et d'autres processus à haute énergie existant dans l'Univers. Leur mesure et leur étude fournissent d'inestimables informations sur des problèmes d'Astrophysique des hautes énergies comme l'accélération de particules, la physique des objets très compacts (étoiles à neutrons et trous noirs), ou encore la nucléosynthèse.

Pour observer les sources gamma célestes, on doit s'affranchir de l'atmosphère terrestre qui constitue un écran opaque aux photons gamma. Malheureusement, les équipements spatiaux incorporant des détecteurs de rayonnement électromagnétique à haute énergie (rayons X et gamma) sont, à ces altitudes, exposés à des flux parasites intenses de rayonnement et de particules induits par le rayonnement cosmique primaire galactique. Que ce soit par leur impact direct ou par celui des rayonnements et des particules secondaires qu'ils engendrent dans leur voisinage immédiat, ces flux parasites suscitent au sein des détecteurs un bruit de fond considérable qui en limite les performances.

Cette thèse entre dans le cadre de la mission *INTEGRAL*, projet d'astronomie gamma spatiale de l'Agence Spatiale Européenne destinée à l'observation des émissions X et gamma d'origine céleste. *INTEGRAL* est un satellite équipé de deux instruments principaux : un imageur, IBIS, et un spectromètre à haute résolution, appelé SPI. Lors de la conception de ce dernier, l'effort a avant tout porté sur la résolution en énergie, dans la bande de 20 keV à 8 MeV en utilisant des détecteurs germanium. Son pouvoir de résolution $\Delta E/E$ à 1,3 MeV est de $1,6\ 10^{-3}$, performance bien supérieure à celles obtenues par les instruments des générations précédentes.

Il est donc d'autant plus crucial, pour déterminer la sensibilité de SPI, d'établir des prévisions concernant le bruit de fond, ainsi, bien sûr, que de chercher à le minimiser. Ces deux objectifs, calculs prévisionnels et minimisation du bruit de fond, ont constitué les orientations principales de notre travail.

Introduction

On distingue deux composantes essentielles du bruit de fond : une composante dite «photonique» dûe aux photons gamma, et une composante dite «hadronique» due aux particules du rayonnement cosmique. Le calcul de la composante «photonique» a été effectué par [Jean 1996]. La composante «hadronique», beaucoup plus complexe, peut elle-même être scindée en deux sous-composantes :

- un bruit de fond dit «prompt» calculé par [Jean 1996], dû aux photons gamma produits dans la matière entourant les détecteurs à la suite d'impacts de particules énergétiques «indésirables» (des protons par exemple).
- un bruit de fond dit «retardé», dû aux photons créés à la suite de processus ayant pour origine commune la décroissance de noyaux radioactifs, ces derniers étant produits dans toute la matière constituant les détecteurs et dans les détecteurs eux-mêmes, par le bombardement des protons du rayonnement cosmique.

C'est sur cette composante dite «retardée» du bruit de fond hadronique que nous avons concentré notre étude.

Les aspects de notre problème relevant du domaine de la physique nucléaire, comme la production et la décroissance des noyaux radioactifs au sein de la matière, ont été traités par des simulations Monte-Carlo réalisées avec le code TIERCE développé au CEA/DAM. Le transport des particules β et des photons gamma issus des décroissances radioactives a été calculé à l'aide du code GEANT du CERN en prenant en compte la géométrie expérimentale et la diversité des matériaux utilisés. Ceci nous a permis de déterminer la réponse spectrale de notre système. Nous avons alors utilisé des techniques de réduction de bruit de fond telles que la PSD (Pulse Shape Discrimination) et les Signatures Energétiques, obtenant finalement un niveau de sensibilité qui devrait permettre à SPI de détecter de nombreuses raies gamma nucléaires émises dans les sites actifs de la Galaxie.

L'objet du présent mémoire est donc de présenter les résultats de ces travaux, après avoir rappelé le contexte scientifique dans lequel ils s'inscrivent et donné une description détaillée des outils numériques utilisés.

A ces fins, il comprendra les parties suivantes :

- La première, dans laquelle nous présentons succinctement l'astronomie gamma, ses spécificités, les mécanismes principaux de production des photons gamma.
- La deuxième, où sont décrits les instruments qui équipent le satellite *INTEGRAL*. On y trouve la présentation technique détaillée du spectromètre SPI.
- La troisième, consacrée aux outils de simulation utilisés et à la physique des modèles sur lesquels ils sont fondés. Nous y décrivons également l'environnement radiatif d'un satellite mis sur orbite.
- La quatrième et dernière, où, après de brefs rappels sur les origines du bruit de fond, nous présentons nos résultats.

Chapitre 1

L'ASTRONOMIE GAMMA

Chapitre 1

L'Astronomie gamma

1.1 Introduction

Alors que la plupart des autres sciences bâtissent leurs connaisssances sur l'expérimentation, l'astronomie est une science de l'observation. Cela signifie que l'astronome doit se contenter de recueillir des informations. La source d'information privilégiée des astronomes est la lumière. Mais, il est très vite apparu nécessaire d'explorer l'ensemble de ses multiples facettes. Ainsi, les astronomes commencèrent par faire des images du ciel, ce qui a permis de connaître la position des astres. Puis, en décomposant la lumière des étoiles au travers d'un prisme, on fit de la *spectroscopie* (l'étude de la répartition de l'intensité de la lumière en fonction de sa couleur). Les astronomes purent grâce à ce procédé mesurer la température de la surface des étoiles.

Mais la lumière n'est qu'un cas particulier d'un phénomène extrêmement riche, le rayonnement électromagnétique. Plusieurs autres manifestations de ce phénomène nous sont même tout à fait familières, comme par exemple les ondes radio ou les rayons X. Le rayonnement gamma est aussi une de ces manifestations, et c'est celle qui va nous intéresser tout particulièrement ici. Nous allons évoquer les difficultés de l'astronomie gamma. Les rayons gamma constituent la forme extrême du rayonnement électromagnétique ; ils sont associés au phénomène de ra-

dioactivité, et foisonnent dans les coeurs des centrales nucléaires. Les sources astrophysiques de rayonnement gamma sont toujours d'une violence fantastique, comme les supernovas et les quasars, et les mécanismes d'émission impliquent généralement des particules à haute énergie. Contrairement à la majorité des autres domaines du spectre électromagnétique, il reste encore mal exploré. C'est pour combler en partie ce retard que le projet du satellite *INTEGRAL* a été conçu.

Ce relatif retard de l'astronomie gamma est notamment dû au fait que le rayonnement gamma est très difficile à observer, notre atmosphère constituant un écran totalement opaque au rayonnement gamma. Ceci est en fait plutôt heureux, car ce rayonnement est dangereux. Pour les astronomes, cela signifie qu'il faut s'affranchir de l'atmosphère en plaçant le détecteur dans un ballon stratosphérique, ou, nettement mieux, mais beaucoup plus onéreux, à bord d'un satellite.

Une autre difficulté de l'astronomie gamma provient de la nature même du rayonnement gamma. Dans la description particulaire du rayonnement, celui-ci est constitué d'une multitude de «grains de lumière», appelés «photons», qui se déplacent à la vitesse de la lumière, chaque photon étant caractérisé par la fréquence de l'onde électromagnétique associée. Plus la fréquence de l'onde associée est élevée, plus son énergie est grande. Ainsi, pour rayonner la même énergie qu'une source gamma émettant un photon, une source émettant dans le visible doit émettre un million de photons ou plus. On conçoit donc bien que, les détecteurs étant sensibles aux photons, le signal associé à la source émettant dans le visible est, à puissance rayonnée égale, dans ces conditions beaucoup plus important que celui associé à la source gamma.

Signalons une troisième difficulté propre au rayonnement gamma. Tout le monde a déjà vu fonctionner une lentille ou un télescope ! On utilise des systèmes de lentilles ou de miroirs pour former des images sur un détecteur. Ces systèmes peuvent être utilisés, avec quelques adaptations, sur l'ensemble des domaines du spectre électromagnétique à basse énergie. Mais il n'existe ni lentille ni miroir pour les rayons gamma. Leur énergie est en effet tellement grande que la matière les perçoit beaucoup plus comme un «projectile» que comme une onde que l'on peut réfléchir ou focaliser. Pour se représenter comment «voit» un détecteur gamma, il suffit de

fermer les yeux : on est toujours sensible à la présence de la lumière, mais il devient difficile de trouver la direction de la source de lumière, et pratiquement impossible d'en connaître la forme, ou de distinguer deux sources de lumières proches. Les astronomes opérant dans le domaine gamma ont résolu en partie ce problème grâce à l'utilisation du *masque codé*, un masque percé d'un motif placé au-dessus du détecteur et qui projette l'ombre de la source de rayons gamma sur ce dernier. La position des zones éclairées permet de calculer la position de la source. A la base du principe du masque codé, citons la découverte d'Aristot : alors qu'il se promenait sous l'ombre d'une rangée d'arbres, il constata que les taches lumineuses sur le sol, dues au Soleil, avait la forme du Soleil et non pas celle des trous dans les branchages. Ainsi les arbres faisaient office de «masque codé», l'image du Soleil était reconstituée sur le sol sans lentille ni miroir.

Il reste encore une dernière difficulté. Étant donnée la grande énergie des photons gamma, les détecteurs s'apparentent aux détecteurs utilisés en physique des particules. Or le ciel est rempli de particules que l'on appelle «rayons cosmiques». Les détecteurs de photons gamma détectent aussi ces rayons cosmiques qui les bombardent, et il est la plupart du temps impossible de distinguer la nature de ce qui a été détecté. Ainsi, l'observation des photons gamma est en quelque sorte «polluée» par ces nombreuses particules.

1.2 Les mécanismes de production des raies gamma

Nous présentons ici les différents mécanismes de production des raies gamma dans le domaine de quelques dizaines de kiloélectronvolts à quelques dizaines de Megaélectronsvolts. Plusieurs processus physiques peuvent mener à la production de raies gamma. Ceux qui prédominent en astrophysique sont la désexcitation nucléaire, l'annihilation électron-positon, la capture neutronique et les processus cyclotrons en présence de forts champs magnétiques. La figure 1.1 scématise ces différents processus.

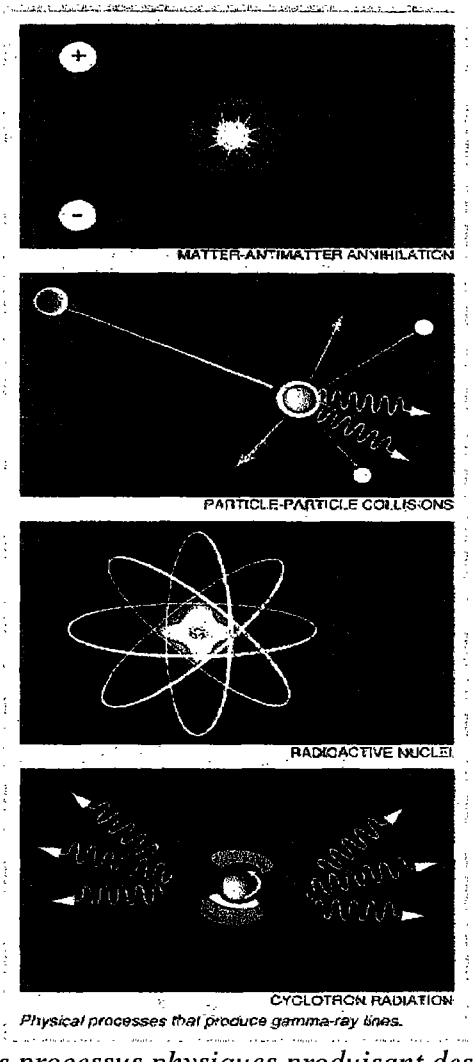

FIG. 1.1 – *Les processus physiques produisant des raies gamma*

1.2.1 Les raies gamma nucléaires

Des mécanismes mettant en jeu les forces nucléaires sont susceptibles de peupler les niveaux d'énergie excités des noyaux atomiques dont les désexcitations produisent des émissions quasi-monochromatiques : les raies gamma nucléaires. Ces mécanismes sont les désintégrations de nucléides instables, les collisions impliquant des noyaux (collisions inélastiques et réactions de spallation) et les captures de neutrons.

La décroissance des noyaux instables

La stabilité d'un noyau atomique, constitué de nucléons (protons et neutrons) résulte de la compétition entre la force forte qui '«colle'» les nucléons les uns aux autres et la force électromagnétique qui a tendance à repousser les protons les uns des autres. Lorsqu'ils présentent un surplus de protons ou de neutrons, les noyaux d'un nucléide X sont instables : ils se désintègrent alors pour former les noyaux d'un nouveau nucléide Y. Cette désintégration s'assortit en général de l'émission d'un rayonnement électromagnétique de haute énergie (photon gamma) et de particules animées de vitesses élevées.

De telles désintégrations s'effectuent suivant une loi exponentielle. Etant donné un milieu contenant N_0 noyaux d'un nucléide X à la date 0, le nombre N de noyaux du nucléide X restant à la date t est donc donné par :

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{1.1}$$

où τ est appelée durée de vie (ou vie moyenne) du nucléide X. La durée T au bout de laquelle la moitié des noyaux d'un nucléide X s'est désintégrée, dénommée (très improprement) période radioactive ou demi-vie, est fournie par l'équation suivante :

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\frac{T}{\tau}} \tag{1.2}$$

ce qui implique $T = \tau ln2$ soit $T = 0,693147\tau$. Les durées de vie des nucléides dits radioactifs (ou radionucléides) valent d'une fraction de seconde à plusieurs millions d'années. La demi-vie

joue un rôle très important pour la détection d'un isotope radioactif cosmique et pour l'interprétation des images en résultent. En effet, ces isotopes sont produits dans des milieux initialement denses et par conséquent opaques aux rayons gamma. Si la durée de vie de l'isotope est très inférieure au temps pendant lequel le milieu reste opaque, il sera indécelable. Inversement, si cette durée de vie est supérieure au temps nécessaire pour que le milieu émissif devienne transparent (expansion du milieu ou diffusion de l'isotope dans un milieu moins dense), la désintégration de l'isotope sera observable.

La désintégration des nucléides X trop riches en neutrons s'effectue par la transformation, dans le noyau, d'un neutron en proton. Ce phénomène (dénommé radioactivité β^-) s'accompagne de l'émission d'un électron (ou particule β^-) et d'un antineutrino $\bar{\nu}$.

Dans le cas contraire des nucléides présentant un excès de protons, la désintégration s'effectue par la transformation d'un proton en neutron. Ce phénomène (dénommé radioactivité β^+) s'accompagne de l'émission d'un positon (ou particule β^+) et d'un neutrino ν.

Les nucléides dont le numéro atomique Z est élevé peuvent également se désintégrer en relâchant un noyau d'hélium (ou particule α) : on parle alors de radioactivité α.

Si le nucléide «fils» est lui-même instable, il se désintègre en un troisième nucléide pouvant à son tour se désintégrer, la chaîne de réactions se poursuivant ainsi jusqu'à atteindre un nucléide stable. Le plus souvent, les noyaux des nucléides fils issus des désintégrations α, β^- et β^+ se retrouvent dans des états nucléaires excités. En retournant à l'état fondamental, les noyaux en question émettent alors des photons gamma. Le spectre en énergie de ces émissions est un spectre de raies que l'on peut comparer à celui des émissions qui résultent des transitions entre les niveaux d'énergie électroniques de l'atome, à une différence près cependant : les écarts en énergie entre les niveaux électroniques de l'atome sont de l'ordre de l'électronvolt, alors qu'ils sont de l'ordre du mégaélectronvolt dans le cas des noyaux.

Des nucléides radioactifs sont synthétisés tout au long de l'évolution des étoiles. Cette nucléosynthèse se produit soit lors des phases d'équilibre hydrostatique, soit lors des phases explosives

qui marquent le terme des étoiles les plus massives (supernovas de type II et de type Ib) ou qui ponctuent l'évolution d'étoiles de plus faible masse en système double (novas et supernovas de type Ia).

Si la fréquence des explosions (une trentaine d'années environ pour les supernovas) est comparable ou supérieure à la durée de vie de l'isotope, on aura des sources ponctuelles pour cet isotope (typiquement le ^{56}Co qui a une demi-vie de 0,216 an). Sinon, on aura des sources élargies (dues à la diffusion de l'isotope) et plus nombreuses (une rémanence imputable au temps plus long s'étant écoulé) : c'est le cas du ^{26}Al.

Les collisions impliquant des noyaux

Lorsque des protons accélérés à haute énergie interagissent avec des noyaux d'atomes au repos, ils peuvent leur céder une énergie telle que ces noyaux se retrouvent également dans des états nucléaires excités. Toujours par retour à l'état fondamental, les noyaux en question émettent à leur tour des photons gamma. La collision inverse, où un noyau atomique accéléré heurte un proton ou une particule α initialement au repos, se traduit aussi par l'émission de raies gamma de désexcitation.

Dans les deux cas, les raies gamma ainsi produites sont plus ou moins élargies par l'effet Doppler dû aux mouvements des noyaux excités. Dans le premier cas, où les particules cible sont des noyaux au repos, ces derniers sont mis en mouvement du fait même de la collision, tandis que dans le deuxième cas, où les cibles sont des protons ou des particules α au repos, les noyaux étaient déjà en mouvement avant les collisions excitatrices. Des raies fines peuvent néanmoins apparaître lorsque les noyaux cible sont piégés dans une structure plus massive, comme par exemple ceux qui se trouvent au sein de grains interstellaires bombardés par les protons du rayonnement cosmique [Lingenfelter et al. 1977]).

Les collisions entre protons énergétiques et noyaux au repos, tout comme les interactions inverses, peuvent également conduire à des réactions de spallation au cours desquelles la frag-

mentation des noyaux impliqués génère de nouveaux noyaux et des neutrons. Les nucléides ainsi créés sont en général instables et se désintégrent comme décrit ci-dessus. Les noyaux des nucléides radioactifs produits par de telles collisions se retrouvant tout naturellement animés de vitesses élevées, les raies gamma qui sont alors produites sont élargies par effet Doppler, sauf si la durée de vie de ces nucléides radioactifs est assez longue pour que leurs noyaux soient fortement freinés avant de se désintégrer.

Les captures de neutrons

Quand un milieu cible est soumis à un flux intense de neutrons, ces derniers sont susceptibles d'être capturés par les noyaux des nucléides qui constituent le milieu en question. Les noyaux des nouveaux nucléides ainsi formés, variétés isotopiques des nucléides du milieu cible, se retrouvent dans des états excités. Ils se désexcitent donc en émettant une ou plusieurs raies gamma nucléaires.

Toutefois, pour être observables, ces raies gamma doivent être produites dans des milieux assez denses pour favoriser les captures des neutrons (la durée de vie des neutrons à l'état libre n'est en effet que de 900 secondes), mais quand même assez dilués pour que les photons puissent s'en échapper. De telles conditions se retrouvent dans la photosphère solaire dont la densité n_{H} exprimée en atome d'hydrogène est assez élevée ($n_{\mathrm{H}} > 10^{16}$ protons cm^{-3}) pour que les neutrons produits lors des éruptions solaires puissent s'y ralentir avant d'être capturés.

C'est ainsi que la raie gamma la plus intense observée lors des éruptions solaires est la raie de désexcitation 2,223 MeV des noyaux de deutrium (^{2}H), un nucléide produit à l'état excité par des réactions de type ^{1}H(n,gamma)^{2}H. [ramaty et al. 1975] ont proposé que les neutrons en question sont produits au dessus de la photosphère solaire par spallation de l'hélium, dans le cadre de réactions de type ^{4}H(p,pn)^{3}He et ^{4}He(p,2pn)^{2}H et mettant en jeu des protons d'énergie E_p>20 MeV accélérés lors de l'éruption.

1.2.2 Annihilation électron-positon

Les mécanismes susceptibles de produire des positons sont si actifs dans l'univers que l'étude de la raie d'annihilation électron-positon est l'un des sujets phares de l'astronomie gamma. Parmi les processus les plus prolifiques, citons la radioactivité β^+, évoquée ci-dessus, ainsi que la décroissance des pions π^+ engendrés par les chocs inélastiques des protons du rayonnement cosmique avec les atomes du milieu interstellaire. Des annihilations massives de positons se produisent également au sein des plasmas dont la température est telle qu'il s'y établit des relations d'équilibre du type $\gamma + \gamma \rightarrow e^- e^+$ entre photons gamma énergétiques et paires électron-positon.

En général, les positons ne peuvent pas s'annihiler aux énergies auxquelles ils sont produits (quelques centaines de kiloélectronvolts jusqu'à quelques dizaines de mégaélectronvolts). Ils sont d'abord "thermalisés", c'est-à-dire ralentis jusqu'à l'énergie thermique des électrons du milieu ambiant, avec lesquels ils vont pouvoir s'annihiler. L'annihilation peut alors s'effectuer directement, produisant deux photons gamma de 511 keV chacun. Toutefois, quand la température T du milieu n'est pas trop élevée ($T < 10^6$ K), l'électron et le positon peuvent s'associer pour former un système de deux particules analogue à l'atome d'hydrogène : le positonium (Ps).

Le positonium se forme par échange de charge avec un atome ou une molécule du milieu de type $e^+ + H_2 \rightarrow Ps + H_2^+$, ou par recombinaison radiative de type $e^- e^+ \rightarrow Ps + photon$. Dans 25% des cas, le positonium est formé à l'état singulet (état quantique de spin $^1S_0$ ou para-positonium) qui s'annihile en un peu plus de 10^{-10} s en deux photons gamma de 511 keV chacun. Sinon, dans 75% des cas, le positonium se forme à l'état triplet (état quantique de spin $^3S_1$ ou ortho-positonium) qui lui s'annihile au bout de 1,5 10^{-7} s en trois photons gamma dont les énergies sont inférieures à 511 keV, la somme des énergies des trois photons en question étant égale à 1,022 MeV.

1.2.3 Les raies cyclotron

Dans les régions à fort champ magnétique, les transitions entre les niveaux de Landau peuvent conduire à l'émission de raies cyclotron. L'énergie du photon émis est donnée par la relation :

$$E_\gamma(keV) = \frac{heB}{m_e c} = 11,6B_{12} \tag{1.3}$$

où B_{12} est le champ magnétique en unité de 10^{12}G, h la constant de Plank, e la charge électrique de l'électron et m_e sa masse.

On peut observer les raies cyclotron en émission ou en absorption selon la température du milieu ambiant.

La première raie cyclotron a été observée dans Hercules X-1 [Trumper et al. 1978]), il s'agit d'une raie en absorption à 58 keV. D'autres observations ont par la suite confirmé l'existence de cette raie à 35 keV [Gruber et al. 1980].

Chapitre 2

LA MISSION *INTEGRAL*

Chapitre 2

La mission *INTEGRAL*

L'astrophysique a pour but de développer notre compréhension des objets constituant notre univers par l'étude des radiations qu'ils émettent. *INTEGRAL* se focalisera sur l'émission de photons gamma, qui témoignent de phénomènes physiques extrêmement violents. Des études détaillées vont permettre une meilleure connaissance des caractéristiques physiques de quelques corps spécifiques comme les supernovas, les étoiles à neutrons, les trous noirs et les noyaux actifs de galaxies, mais aussi d'identifier les sources qui projettent des éléments lourds (éléments dont le numéro atomique $Z>2$) dans le milieu interstellaire. De plus, la nature des photons gamma est telle qu'ils sont très difficiles à arrêter, donc, ceux qui nous atteignent peuvent venir de régions très lointaines, et nous donner beaucoup d'informations sur le passé de notre univers.

Les observations dans le domaine gamma ont fortement progressé ces dernières années. Toutefois, de nombreuses améliorations peuvent être encore apportées pour pouvoir exploiter pleinement ce domaine de longueur d'onde. En effet, la plupart des détecteurs de raies gamma possèdent une médiocre résolution en énergie. De plus, le large champ de vue de ces instruments combiné à l'abscence de dispositif d'imagerie($\approx 20^o$) ne leur permet ni de déceler des sources ponctuelles, ni de cartographier avec une grande précision le ciel.

L'étude des raies gamma (décalages spectraux, formes) ainsi que l'identification précise des sites d'émission est un des buts majeurs de la nouvelle génération de télescopes gamma.

Le futur satellite astronomique européen *INTEGRAL* (sigle pour «INTErnational Gamma Ray Astrophysics Laboratory») est un satellite d'observations astronomiques dans le domaine des rayons gamma. Il a été sélectionné par le comité des programmes scientifiques de l'agence spatiale européenne (ESA pour «European Space Agency») le 3 juin 1993 en tant que mission de taille moyenne de son programme Horizon 2000.

INTEGRAL constitue la prochaine étape logique de l'observation spatiale des rayons gamma, après des satellites tels que le *CGRO* («Compton Gamma Ray Observatory») lancé par les Américains, et le satellite russe *GRANAT*.

Le satellite sera lancé par une fusée russe PROTON au début de septembre 2001. Son orbite sera excentrique, avec une période de révolution autour de la Terre de 72 heures. L'orbite sélectionnée a un périgée à 10 000 km et un apogée à 153 000 km, avec une inclinaison de 51,6° par rapport au plan de l'équateur. Elle a été choisie pour minimiser le bruit de fond dû aux protons piégés dans les ceintures de radiation et pour permettre des observations les plus longues possibles.

Il est initialement décidé d'utiliser *INTEGRAL* pendant deux ans, avec une prolongation possible de trois ans supplémentaires.

2.1 Les instruments à bord du satellite *INTEGRAL*

Sur la photo du satellite *INTEGRAL* (figure 2.1) on peut voir les quatre instruments qui constituent sa charge utile. Il s'agit du spectromètre SPI (tube jaune en avant) et d'une structure commune paralélépipèdique incluant de l'arrière vers l'avant l'imageur IBIS, le moniteur de rayons X JEM-X. La caméra dans le visible OMC est montée au dessus de la structure paralélépipèdique.

La charge utile est montée sur un module service comprenant les panneaux solaires, les instruments de positionnement, les antennes, etc...

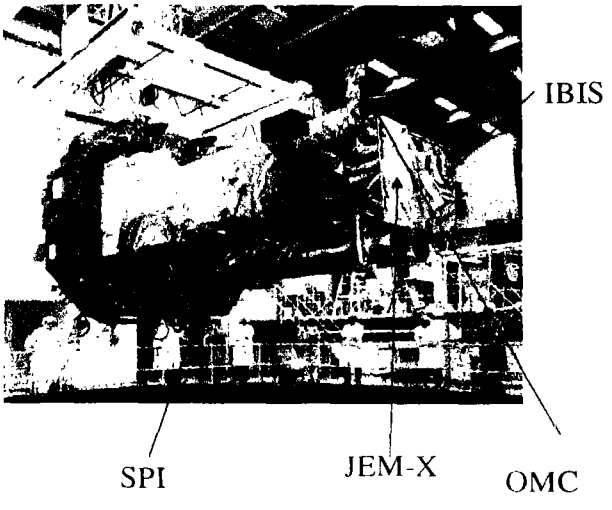

FIG. 2.1 – *Le modèle thermique et structurel du satellite INTEGRAL en cours de montage au centre technique (ESTEC) de l'ESA à Noordwijk (Pays-Bas).*

L'instrumentation scientifique d'*INTEGRAL* consiste donc en deux instruments principaux : le spectromètre SPI et l'imageur IBIS, complétés par deux instruments annexes : le moniteur de rayons X JEM-X et la caméra dans le visible OMC. Ces deux derniers instruments sont d'une grande importance puisque *INTEGRAL* sera grâce à eux le premier satellite offrant la vision d'une même source simultanément dans les domaines visible, X et gamma. Grâce à l'avancement technologique acquis depuis les satellites *CGRO* et *GRANAT*, les observations combineront une haute résolution angulaire et une sensibilité aux objets faibles jamais égalées.

L'observation dans le domaine des rayons gamma implique l'utilisation d'une méthode tout à fait particulière. En effet les rayons gamma ne peuvent pas être défléchis par réfraction ou réflexion, comme c'est le cas pour la lumière visible. Les instrument d'*INTEGRAL* (le spectromètre, l'imageur et le moniteur de rayons X) qui observent dans le domaine des hautes énergies (rayon gamma et rayons X durs) devront donc utiliser la technique du masque codé.

2.1.1 L'imageur IBIS

L' imageur IBIS («Imager on Board the *INTEGRAL* Satellite») est optimisé pour l'imagerie fine et la localisation précise des sources de rayonnement. Le masque codé d' IBIS, en tungstène, sera situé à 3,2 mètres au-dessus du détecteur, pour optimiser la résolution angulaire. La résolution angulaire pouvant être atteinte avec un masque est limitée par la résolution spatiale du détecteur. Cette dernière est définie par le nombre de petites surfaces sensibles distinctes du détecteur, qu'on appelle «pixels» (pour «PIcture ELementS»). L'imageur dispose d'un détecteur avec un grand nombre de petits pixels physiquement distincts. Le détecteur utilisera deux plans parallèles de pixels situés l'un au-dessus de l'autre, qui permettront de détecter respectivement des photons de basse et haute énergie. Le plan supérieur contiendra 16 384 pixels de CdTe (tellurure de cadmium). Le plan inférieur sera composé de 4096 pixels de CsI (iodure de césium). IBIS atteindra ainsi une résolution angulaire de 12 minutes d'arc et observera entre 15 keV et 10 MeV (électron-volt). Cet instrument observera en premier lieu des objets compacts: étoiles

à neutrons et trous noirs.

2.1.2 Le moniteur de rayons X JEM-X

Le moniteur de rayons X: JEM-X («Joint European X-ray Monitor») complète les deux instruments IBIS et SPI. Il joue un rôle crucial dans la détection et l'identification des sources gamma. JEM-X permettra des observations en même temps que les autres instruments mais dans le domaine d'énergie de 3 à 35 keV, avec une minute d'arc de résolution angulaire. Comme les deux instruments précédents, le moniteur de rayons X utilisera un masque codé situé dans ce cas à environ 3,4 mètres au-dessus du détecteur. Ce détecteur consiste en deux chambres identiques remplies de xénon, avec une pression de 5 bars.

2.1.3 La caméra optique OMC

La caméra optique OMC («Optical Monitoring Camera») est un détecteur CCD de 1024 x 1024 pixels, localisé au plan focal d'une lentille de 50 mm de diamètre comprenant un filtre V (V pour visible). La taille des pixels est de 13 micromètres carré, couvrant un champ du ciel de 17,6 secondes d'arc carré. Le champ de vision de la caméra OMC sera de 5 degrés carré. La caméra OMC sera montée à proximité du sommet de la structure du satellite. Elle pourra observer les sources du ciel jusqu'à la magnitude 19,7.

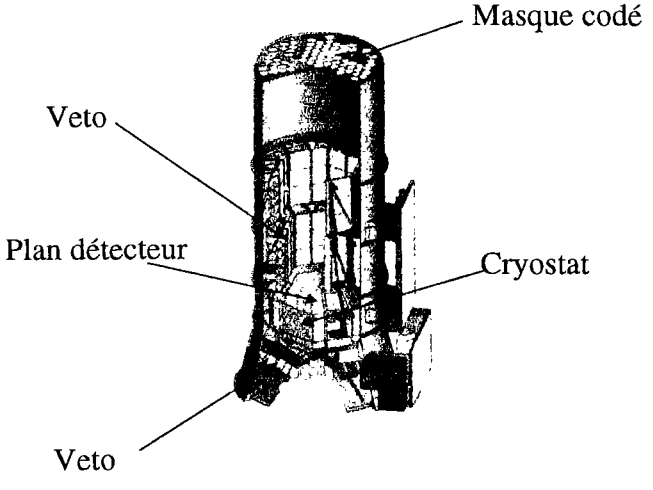

FIG. 2.2 – *Image des differents sous-systèmes de SPI*

2.2 le spectromètre SPI

Nous allons donner une description détaillée des différents systèmes constituant le spectromètre SPI à bord du satellite *INTEGRAL*, ensuite nous présenterons les principaux objectifs scientifiques de SPI.

2.2.1 Les sous-systèmes de SPI

SPI est un instrument de nouvelle génération qui incorpore la meilleure technologie pour la spectroscopie fine gamma. Il sera le successeur de COMPTEL embarqué à bord de *CGRO*. SPI emploiera une mosaïque de 19 détecteurs hexagonaux germanium à haute résolution qui seront refroidis vers 85 K. Ce plan détecteur sera placé dans un puits en BGO (germanate de bismuth) et codé par un masque situé 1,7 mètres au-dessus du plan de détection.

Chacun de ces éléments sera détaillé dans les paragraphes qui suivent.

Le sous-système détecteur et cryostat

Il est constitué d'une mosaïque de 19 diodes en germanium de haute pureté hexagonales d'environ 7 cm de haut et dont la distance centre à centre est de 6 cm (voir figure 2.3). Cette configuration donne une aire de détection maximale pour un volume optimal.
Chacune des diodes germanium est encapsulée hermétiquement pour éviter d'éventuelles pollutions lors de sa manipulation. De plus, cela facilite son intégration ainsi que son éventuel remplacement. Les capsules sont fabriquées en aluminium et soudées par faisceau électronique. Les 19 détecteurs encapsulés sont montés dans un cryostat afin d'être isolés thermiquement de l'environnement extérieur et d'être maintenus à leur température de fonctionnement de 85 K. Les détecteurs sont montés sur un plateau froid, reliés à un système de refroidissement actif par cycle de «Stirling» localisé à l'extérieur du bouclier en BGO (qui fera plus loin l'objet de plus amples explications). Le plateau froid, ainsi que la plupart des éléments du cryostat, sont construits en béryllium, l'élément usinable dont le numéro atomique est le plus petit possible, afin de réduire sa participation au bruit de fond (plus particulièrement à 511 keV, énergie qui est un objectif majeur de la mission). Un système de recuit en vol des détecteurs est prévu pour des recuits à une température de 100° C. Ce système est composé de chaufferettes judicieusement placées. Le but de ces recuits est de réparer les éventuelles dégradations des cristaux germanium dues à l'irradiation des détecteurs.

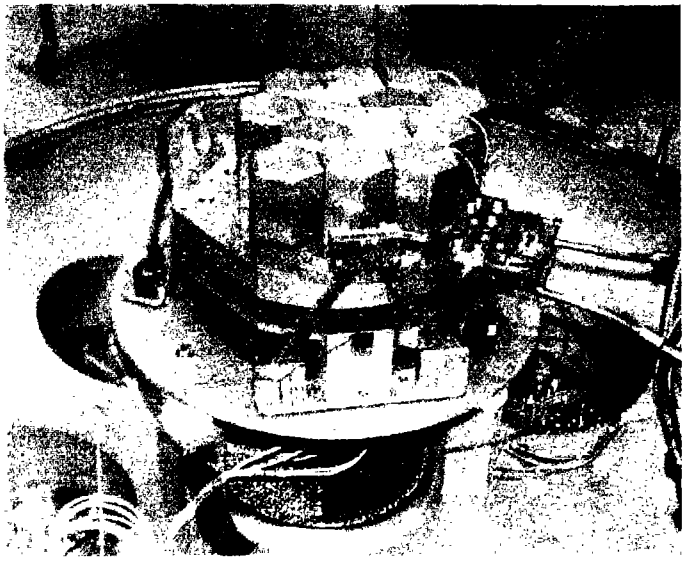

FIG. 2.3 – *Plan détecteur de SPI*

Cette possibilité de recuire en vol le plan détecteur entraîne actuellement de nombreux problèmes, surtout au niveau des contraintes mécaniques que ce recuit vers 100° C peut engendrer. Ce recuit impose également un temps de montée en température de 34 h, et une descente qui durera probablement une semaine environ.

Le bouclier d'anticoïncidence en BGO

Le dispositif cryostat/détecteurs est entouré par un bouclier d'anticoïncidence actif en BGO ($Bi_3Ge_4O_{12}$) qui agit comme un scintillateur. Le bouclier est constitué de 90 modules différents. Chaque module est vu par deux photomultiplicateurs (pour prévenir une éventuelle panne) qui vont convertir le signal lumineux fourni par le cristal après interaction avec des particules. Les particules détectées seront essentiellement les particules indésirables du rayonnement cosmique et les photons gamma provenant de directions autres que celle visée par le spectromètre. Comme SPI est une expérience basée sur un bruit de fond limité, il est critique de le maintenir au niveau le plus bas. Ainsi, lorsqu'un signal est reçu en même temps par le bouclier et par le plan détecteur, celui-ci n'est pas pris en compte, il est dit anticoïncidé.

Le BGO convient parfaitement pour anticoïncider les événements indésirables. En effet, bien que sa production de lumière soit relativement faible (15% de moins que celle produite par une masse équivalente de NaI), il possède une réponse rapide et cesse de scintiller en 300 ns. Il est, en effet, indispensable que les temps morts soient les plus faibles possibles afin de manquerr le moins d'événements possibles.

Un autre avantage du BGO est son bonne efficacité à bloquer le photon gamma incident, en effet le bismuth et le germanium constituant le BGO sont des noyaux dont le numéro atomique est élevé.

L'épaisseur du bouclier est un paramètre à optimiser. Plus l'épaisseur est grande plus les chances d'interaction avec les particules incidentes sont importantes et donc meilleure est l'anticoïncidence, mais plus la production de neutrons par interaction avec le rayonnement cosmique est

élevée. Or, les détecteurs en germanium sont très sensibles aux neutrons. L'épaisseur de BGO sur le bouclier est maximale au niveau du plan détecteur (6 cm). Ainsi l'atténuation d'une raie à 511 keV sera de 99.5%, à 5 MeV de 81%.

Le système PSD (Pulse Shape Discrimination)

Un système électronique est prévu pour aider à la suppression du bruit de fond produit dans les détecteurs eux-mêmes. Dans la gamme d'énergie 0,2-1,5 MeV la composante dominante du bruit de fond provient de désintégrations β, induites par les neutrons secondaires produits par le bouclier d'anticoïncidence. Ces désintégrations β ne sont pas, pour la plupart, accompagnées de l'émission de photons (le noyau retourne directement à l'état fondamental). Comme le parcours des β dans le germanium est faible (inférieur à quelques mm) le dépôt d'énergie de ces événements se fera au sein d'une petite zone, à la différence des photons à détecter, qui, pour la plupart, dans cette gamme d'énergie, vont subir de multiples diffusions Compton avant de perdre toute leur énergie. La forme temporelle de l'impulsion due à un de ces photons va donc dépendre de la localisation et du nombre d'interactions avec le détecteur. En analysant cette forme, on devrait pouvoir distinguer un événement simple localisé (particule β du bruit de fond) d'un événement simple non localisé (diffusion Compton d'un photon source ou décroissance β accompagnée de l'émission d'un photon).

Le masque codé

C'est grâce à ce masque que le spectromètre aura, malgré son faible nombre de pixels et leur grande taille, une capacité d'imagerie. Le masque est constitué d'un ensemble de pavés hexagonaux en tungstène (Z = 74, ρ=19,3 g cm^{-3}), de 3 cm d'épaisseur et de même taille que les détecteurs germanium (6 cm), opaques à 90% à haute énergie ($\approx$ 1 MeV) et à 100% à basse énergie, montés sur un plateau en fibre de carbone (très transparent, lui, aux rayons gamma) et placés à 1.7 m du plan détecteur (voir figure 2.4). L'agencement de ces pavés est étudié de telle

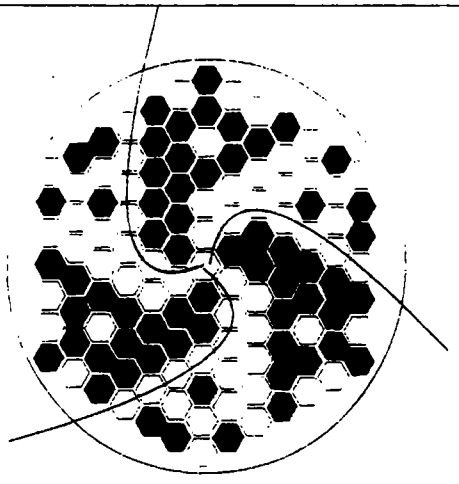

FIG. 2.4 – *Schéma du masque codé de SPI*

sorte que pour une incidence donnée d'un faisceau de photons, on obtient, après filtrage par le masque, une projection unique («shadowgram») sur le plan détecteur. La résolution spatiale du spectromètre est ainsi améliorée, mais au prix d'une perte de signal : ce système, déjà utilisé sur SIGMA, permettra sur SPI, après déconvolution du signal par la fonction du masque, de résoudre deux sources ponctuelles séparée par un écart angulaire supérieure à 2.5°. L'intensité de la source visée sera obtenue en effectuant la différence de comptage sur les pixels éclairés et du comptage sur les pixels ombrés.

La résolution angulaire de 2.5° n'est pas très bonne, mais ce n'est pas la vocation première du spectromètre. Il ne faut pas oublier que SPI travaillera en complémentarité avec un IBIS qui présentera une résolution de 10'.

2.2.2 Principaux objectifs scientifiques

SPI (Spectrometer pour *INTEGRAL* est destiné particulièrement à l'astrophysique des raies gamma nucléaires à travers l'ètude des raies gamma issues de la décroissance des éléments radioactifs produits et émis lors des explosions de novas et supernovas (Table 2.2.3) [Prantzos 1996].

Chaîne de décroissances	Sites les plus favorables	Durée de vie (an)	Raies nucléaires produites Énergie (MeV)	Facteur de branchement
$^{7}Be \rightarrow ^{7}Li$	Novas	0,147	0,478	1,00
$^{56}Ni \rightarrow ^{56}Co \rightarrow ^{56}Fe$	Supernovae	0,31 (a)	**0,847**	1,0
			1,238	0,685
			2,598	0,17
			1,771	0,45
$^{57}Co \rightarrow ^{57}Fe$	Supernovas	1,1	**0,122**	0,86
			0,136	0,11
$^{22}Na \rightarrow ^{22}Ne$	Novas	3,8	1,275	1,00
$^{44}Ti \rightarrow ^{44}Sc \rightarrow ^{44}Ca$	Supernovas	70-96(a,b)	0,068	1,00
			0,078	0,98
			1,156	1,00
$^{26}Al \rightarrow ^{26}Mg$	Wolf-Rayet Supernovas Géantes rouges Novas	$1,1\ 10^{6}$	**1,809**	1,00
$^{60}Fe \rightarrow ^{60}Co \rightarrow ^{60}Ni$	Supernovas	$2,2\ 10^{6}$(a)	1,332	1,00
			1,173	1,00

TAB. 2.1 – *Caractéristiques principales des chaînes de désintégrations de radionucleides cosmiques propres à produire les raies gamma nucléaires les plus aisément détectables d'après [Prantzos 1996]. (a) durée de vie la plus longue dans le cas des chaînes à double décroissance. (b)estimation incertaine. Les énergies des raies déjà détectées sont en gras.*

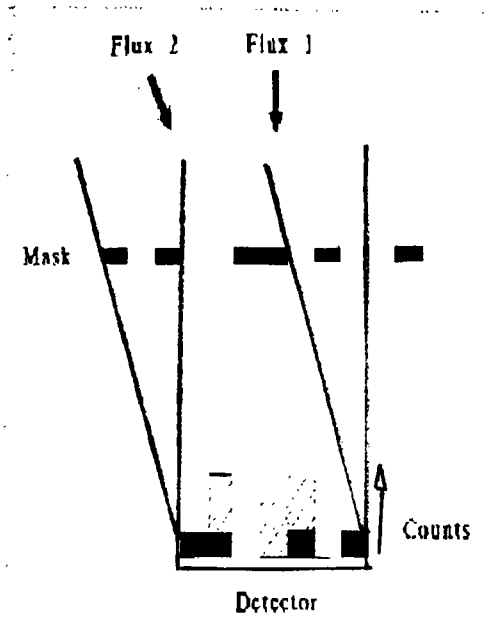

FIG. 2.5 – *Projection d'une source au travers d'un masque codé*

2.2.3 Principaux objectifs scientifiques

La détection des raies du ^{60}Fe à 1,173 MeV et 1,322 MeV pourrait, par exemple, être très utile pour la compréhension des sites d'émission galactiques du ^{26}Al [Woosley et Timmes 1997]. En effet, les deux radionucléides, étant formés ensemble lors d'explosion des supernovas de type II, pourraient présenter la même distribution spatiale. Le profil de raie du ^{26}Al est, lui aussi, important à connaitre. Des observations récentes obtenues avec le vol ballon GRIS ont montré un profil de raie très élargi (ΔE=5,4$\pm$1,4 keV) [Naya et al. 1996]. Un tel élargissement de la raie du ^{26}Al n'est toujours pas expliqué mais différentes voies sont ouvertes pour le comprendre [Chen 1996]. SPI sera aussi capable de trouver des «points chauds» du ^{26}Al, et de déterminer la vitesse d'agitation des milieux émetteurs avec une précision de quelques dizaines de kilomètres par seconde pour les sources les plus fortes. Ces observations permettront enfin de mieux contraindre la mesure de la masse totale du ^{26}Al dans la Galaxie.

Les sites d'annihilation des couples électron-positon ont été cartographiés grossièrement par OSSE. SPI pourra faire des images plus détaillées de ces sources, tout en donnant de plus la mesure précise du profil de la raie à 511 keV, ce qui nous permettra d'étudier plus en profondeur les milieux émetteurs. On pourra savoir ainsi, par exemple, si ces milieux sont «chauds» ou «froids», ionisés ou non, et étudier la présence d'éventuelles poussières.

Une autre question importante a été soulevée suite aux observations Comptel de la raie à 1,157 MeV du ^{44}Ti [Diehl et Timmes 1998] en provenance du reste de supernova Cas A. Le ^{44}Ti produit, en décroissant, du ^{44}Ca, mais est-ce la seule source de calcium de la Galaxie ? Le taux de production semble trop faible. Quelles peuvent être alors les autres sources ? De toutes facons, l'analyse de la production du ^{44}Ti par une supernovae de type II est très importante car cet élément est produit très près d'une zone de l'étoile appelée «Mass cut». Cette zone est très importante à connaître et très contraignante pour les modèles d'explosion, car elle délimite dans la future supernova toute la matière amenée à retomber sur l'objet compact residu de l'explosion, par rapport à celle qui sera éjectée. De plus, le ^{44}Ti est un émetteur β^+ qui a une durée de vie relativement longue, ce qui lui permet de s'échapper de l'environnement de la supernova et de créer des zones d'émission de 511 keV étendues. Ce n'est pas le cas par exemple du ^{56}Co, un autre émetteur β^+ pourtant produit en beaucoup plus grand nombre lors de l'explosion, du fait de sa durée de vie courte. Enfin, le ^{44}Ti est un excellent traceur d'explosion de supernova récentes (produites il y a quelques centaines d'années), non observées dans le visible du fait de l'extinction galactique. Par exemple, SPI pourrait détecter sans difficulté, en quelques jours à 1,157 MeV, une supernova distante de 10 kpc ayant explosé il y a une centaine d'années.

SPI sera aussi un télescope idéal pour la détection des Supernovae de type Ia, permettant ainsi l'étude précise de leur explosion, de part sa grande résolution spectrale. En effet, la détection de la raie à 847 keV issue de la désintégration du ^{56}Ni permet de donner d'importantes contraintes sur les modèles d'explosion, comme cela a été déjà démontrée dans un autre cadre par les ob-

servations haute résolution de SN 1987a (Tueller et al., 1990 [Trueller et al. 1990]).

Bien que n'ayant pas encore été observées, d'éventuelles raies gamma émises par les novas (par exemple, celles du ^{7}Be émise à 478 keV, ou celle du ^{22}Na émise à 511 et à 1275 keV, prévisions données dans [José et Hernanz 1998]) seront aussi des objectifs de choix pour SPI, qui, du fait de sa grande sensibilité, pourrait au minimum donner des limites supérieures très contraignantes sur le taux de production de ces radionucléides.

Un dernier mais non moins important objectif scientifique nucléaire de SPI sera l'observation et l'étude approfondie des raies gamma émises lors de l'interaction des rayons cosmiques de basse énergie avec le milieu interstellaire. Par exemple, l'observation potentielle de raies à 4,4 et 6,1 MeV, issu de la désexcitation de l'Oxygène et du Carbone après interaction avec un proton cosmique, en provenance de nuage moléculaire proche sera un objectif de choix pour SPI.

Enfin, en observant le ciel gamma en complémentarité avec l'imageur d'*INTEGRAL*, IBIS, le télescope SPI pourra donner des informations primordiales sur les spectres des objets compacts, étoiles à neutrons ou trous noirs. Il pourra aussi analyser en détails d'éventuelles raies gamma en provenance de ces sources, telles que celle observée aux alentours de 511 keV en provenance de la nova de la Mouche, et mesurer précisément leur décalage gravitationnel vers le rouge et leur largeur intrinsèque.

2.3 Propriétés caractéristiques des détecteurs

2.3.1 Processus interactifs au sein des détecteurs

Il existe trois modes principaux d'interaction des photons gamma avec la matière : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la création de paires.

L'effet photoélectrique

Dans ce processus, un photon d'énergie E_0 disparaît complètement en éjectant un électron lié d'un atome du milieu détecteur. Il lui communique une énergie cinétique E_e qui s'exprime comme suit :

$$E_e = E_0 - E_{liaison} \tag{2.1}$$

où $E_{liaison}$ représente l'énergie de liaison de l'électron éjecté. La probabilité d'interaction avec un électron d'une couche électronique donnée est la plus grande quand l'énergie du photon est tout juste supérieure à l'énergie de liaison de la couche en question. L'évolution du coefficient d'absorption photoélectrique en fonction de l'énergie présente donc des discontinuités brutales aux énergies de liaison des couches K, L, etc.

La diffusion Compton

Au lieu de céder toute son énergie à l'électron qu'il éjecte de l'atome, un photon d'énergie E_0 peut très bien ne lui en transférer qu'une partie. Le photon, qui se retrouve alors avec une énergie $E_1 < E_0$, est dévié de son trajet initial comme schématisé en Figure 2.1. Comme dans le cas de l'absorption photoélectrique, un photon est également émis par recombinaison de l'atome. Mais dans la mesure où la diffusion Compton intervient sans distinction sur toutes les couches de l'atome, ce photon est généralement de basse énergie et n'a donc que peu de chances de s'échapper du milieu détecteur.

L'énergie du photon diffusé E_1 est reliée à l'énergie du photon incident E_0 et à l'angle de diffusion θ par l'expression suivante :

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0(1-cos\theta)}{m_e c^2}} \tag{2.2}$$

où m_e est la masse de l'électron et c la célérité de la lumière dans le vide.

L'effet de paire

Quand l'énergie E_0 du photon gamma incident est telle que $E_0 > 2m_ec^2$, soit $E_0 > 1{,}022$ MeV, ce dernier est en mesure de créer une paire électron-positon dans le champ électrique intense qui règne au voisinage d'un noyau atomique. La somme des énergies totales (addition de l'énergie de masse m_ec^2 et de l'énergie cinétique) de l'électron et du positon ainsi matérialisés par effet de paire est pratiquement égale à l'énergie du photon incident :

$$E_e = E' + E'' + 2m_ec^2 \tag{2.3}$$

où E' et E'' représentent les énergies cinétiques de l'électron et du positon.

2.3.2 Efficacité de détection des détecteurs germanium

L'efficacité d'un détecteur pour une énergie E donnée caractérise la capacité du cristal à détecter le rayonnement incident.

Selon le spectre d'énergie que l'on considère, on peut calculer plusieurs types d'efficacité. Les spectres en énergie attendus rassemblent plusieurs types d'évènements caractéristiques :

- les pics de pleine énergie, ou «photo-pics», apparaissent lorsque le rayonnement gamma dépose toute son énergie dans le détecteur par un des trois types d'interaction présentés dans la section 2.3.1 ; on parlera d'efficacité de pic pleine énergie.

- le fond Compton apparaît lorsqu'un rayonnement gamma diffusé n'est pas réabsorbé par le détecteur et sort du cristal : on parlera d'efficacité Compton.

- à haute énergie, les pics dits «de simple ou double échappement» apparaissent lors d'une création de paire électron-positon. En général, le positon ne peut pas s'annihiler aux énergies auquelles il est produit, il est d'abord «thermalisé», c'est à dire ralenti jusqu'à l'énergie thermique des électrons du milieu ambiant, avec lesquels il va pouvoir s'annihiler produisant deux photons de 511 keV. Si un photon d'annihilation s'échappe du détecteur, un

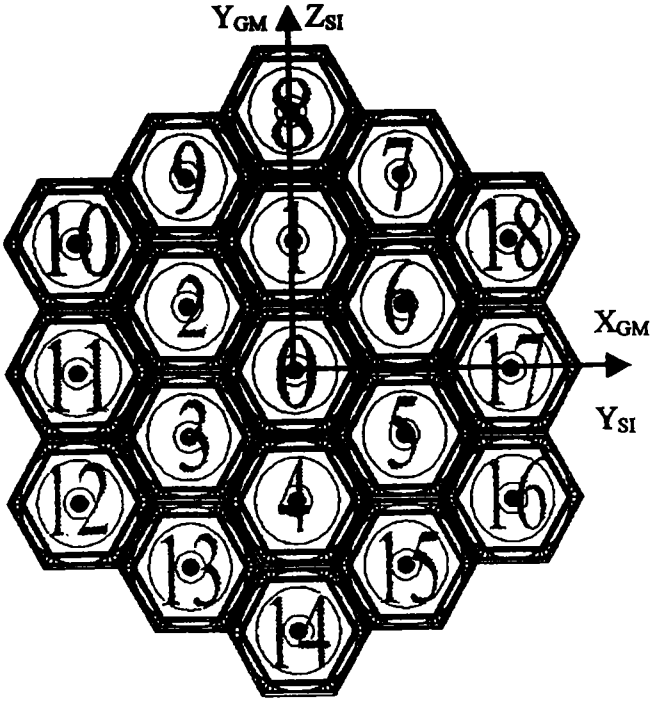

FIG. 2.6 – *Modèle GEANT du plan de détection utilisé par [Kandel et al. 1996] dans les simulations d'efficacité. Les chiffres sont les numéros des détecteurs.*

événement à l'énergie du photon initial diminuée de 511 keV est détecté et produira dans le spectre une raie appelée pic de simple échappement. Une raie appelée pic de double échappement apparait dans le spectre lorsque les deux photons d'annihilation s'échappent du détecteur sans interagir.

On parlera aussi d'efficacité totale en prenant en compte tous ces cas.

L'efficacité du plan détecteur de SPI a été calculé dans [Kandel et al. 1996], par simulation numérique, en utilisant le code GEANT. Le modèle utilisé dans ces simulations comprend le plan détecteur de SPI constitué d'une matrice de 19 détecteurs dans leur capsules en béryllium ainsi que le capot du cryostat.

La disposition des 19 détecteurs fait qu'un photon unique pourra engendrer un signal dans un ou plusieurs détecteurs à la fois, à partir d'interactions primaires ou secondaires. La collecte

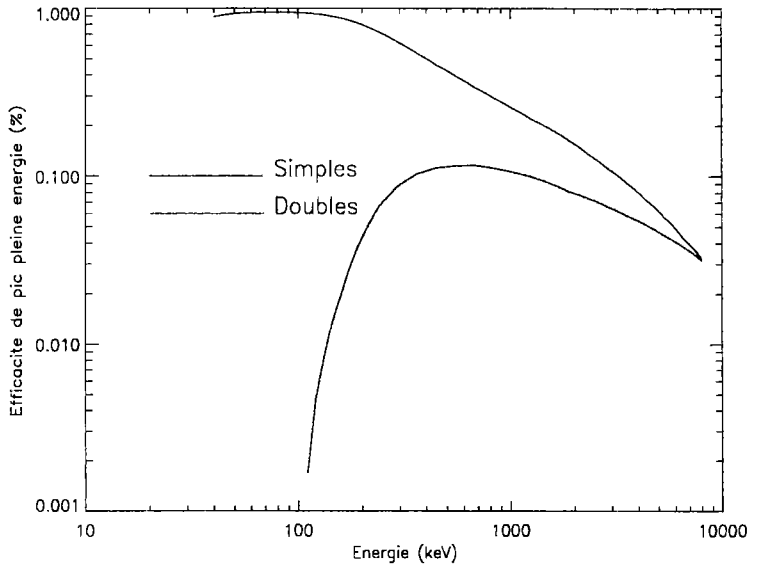

FIG. 2.7 – *Efficacité globale de la matrice en germanium de SPI pour les événements simples et doubles.*

des charges ainsi créées est effectuée dans un temps très court (quelques centaines de nanosecondes), et le système de datation ne permet pas de discriminer en temps les détecteurs, car les retards de signaux dus à l'électronique sont du même ordre de grandeur. On aura donc, pour un «événement» donné (ensemble des phénomènes associés à un photon primaire), qualifié de «multiple» car il concerne plusieurs détecteurs, les dépôts d'énergie en coïncidence dans chaque détecteur.

L'efficaté des détecteurs n° 0 (détecteur central), 6 (détecteur du premier anneau), 15 et 17 (détecteurs du deuxième anneau) obtenue en discriminant les événements simples (un seul détecteur touché), les événements doubles (2 détecteurs touchés) et les évènements d'ordre supérieur a été calculée dans Kandel (1997) [Kandel 1997]. A partir de ces valeurs d'efficacité obtenues pour un type de détecteur donné, on a calculé l'efficacité globale de la matrice des 19 détecteurs. On suppose d'une part que tous les détecteurs du premier anneau ont la même efficacité que le détecteur de type 6 et d'autre part que tous les détecteurs du second anneau ont une efficacité

du type 15 ou 17. Alors l'efficacité globale est obtenue en combinant les efficacités de chaque détecteur (figure 2.7).

Ces informations concernant les valeurs d'efficacité sont importantes pour notre étude et seront utilisées pour le calcul de la sensiblité de SPI.

Chapitre 3

LES DONNEES DES PROGRAMMES DE SIMULATION

Chapitre 3

Les données des programmes de simulation

3.1 L'environnement radiatif

Les équipements spatiaux incorporant des détecteurs de rayonnements électromagnétiques à haute énergie (rayons X et gamma) ainsi que des particules rapides sont exposés à des flux parasites intenses de rayonnements et de particules induits par les ceintures de radiation du globe terrestre, les éruptions solaires et le rayonnement cosmisque primaire galactique. Que ce soit par leur impact direct ou par celui des rayonnements et des particules secondaires qu'ils engendrent dans leur voisinage immédiat, ces flux parasites suscitent au sein des détecteurs un bruit de fond considérable qui en limite très sévèrement les performances.

Ce travail de thèse a pour but d'étudier quantitativement l'ensemble de ces phénomènes dans le cas particulier du spectromètre SPI de la mission *INTEGRAL*, destiné à fournir des spectres à haute résolution, dans la bande spectrale de 20 keV à 10 MeV. Nous rappelerons dans les paragraphes suivants les différentes composantes de l'environnement spatial des satellites mis sur orbite en mettant l'accent sur la composante cosmique qui constitue la source dominante de

bruit de fond dans le cas d'*INTEGRAL*

3.1.1 Les particules des ceintures de radiation

Les ceintures de radiation sont essentiellement constituées d'électrons d'énergie de quelques centaines de kiloélectronvolts à quelques centaines de mégaélectronvolts. On peut distinguer deux ceintures : l'une interne située à environ 300 km de la Terre et l'autre externe à environ 16000 km. Les particules de la ceinture interne proviennent en majorité de la désintégration en protons et en électrons de neutrons. Ces neutrons sont produits dans la haute atmosphère par des réactions nucléaires mettant en jeu des protons d'éruption solaire et des ions lourds du rayonnement cosmique. Les particules de la ceinture externe proviennent en majorité du piégage de particules du vent solaire. En plus, du fait que le centre du dipôle magnétique terrestre est décalé par rapport au centre géographique, il en résulte un flux de particules plus abondant au voisinage de la Terre dans une région située dans l'Atlantique sud. Pour plus de détails sur les ceintures de radiation voir Daly (1988) [Daly 1988].

3.1.2 Les éruptions solaires

Les éruptions solaires sont des événements sporadiques corrélés avec l'activité solaire. Bien que les éruptions ne durent que quelques jours, le flux intégré des particules émises peut atteindre des valeurs très élevées, et la dose d'irradion résultante peut devenir critique. En plus des protons d'énergie d'un mégaélectronvolt à quelques centaines de mégaélectronvolts, les éruptions solaires produisent des flux importants d'ions lourds. Les protons des éruptions étant de faible énergie, ils possèdent un dE/dx élevé et sont donc particulièrement ionisants. L'intensité des éruptions est très variable. L'éruption solaire d'août 1972 a produit à elle seule une fluence de particules comparable à la fluence solaire moyenne integrée sur deux ans. Des méthodes statistiques ont été mises au point pour estimer le spectre intégré des protons d'origine solaire en fonction de la durée de la mission [Tranquille et al. 1992].

3.1.3 Le fond diffus cosmique

Dans les domaines X et gamma, cette émission de fond représentée sur la figure 3.1 est principalement due à la superposition des émissions des noyaux actifs de galaxie (*quasars, galaxies de Seyfert*) émettant à des différentes fréquences. Elle gène la visibilité d'une source donnée du champ car ce fond cosmique agît comme un bruit sur la mesure du flux d'une source donnée. Entre 10 keV et 1 MeV, ce spectre suit approximativement une loi de puissance : $I = 87,4 \times 10^{-2,3}$ cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} keV^{-1}. Cette source de bruit, dominante dans le domaine X (E $<$ 50 keV) devient négligeable à plus haute énergie (E $>$ 500 keV) car elle est dominée par un autre signal de fond : celui que génèrent les interactions des particules chargées avec l'environnement du détecteur. Pour limiter cette source de bruit de fond, on utilise des collimateurs qui la restreignent au champ de vue de l'instrument.

3.1.4 Le rayonnement cosmique primaire

Contrairement aux particules relâchées sporadiquement lors des éruptions solaires, le rayonnement cosmique primaire est une source persistante de particules chargées à laquelle se trouve également confronté tout équipement susceptible de s'élever au delà des couches denses de l'atmosphère terrestre. Constitué pour l'essentiel de protons de haute énergie, le rayonnement cosmique emporte également des particules α qui représentent environ 12% des particules du rayonnement cosmique, ainsi que des noyaux d'atomes à numéros atomiques plus élevés (moins de 2% des particules cosmiques). La contribution des particules α est donc loin d'être négligeable dans la mesure où, contenant chacune quatre nucléons, elles emportent prés de 30% des nucléons du rayonnement cosmique. Pour mémoire, le rayonnement cosmique primaire comporte aussi des électrons de haute énergie (environ 1% des particules cosmiques).

Telles qu'observées à bord d'un satellite évoluant loin de l'effet du champ magnétique terrestre, les particules du rayonnement cosmique primaire semblent provenir de toutes les directions, formant ainsi un *flux isotrope*.

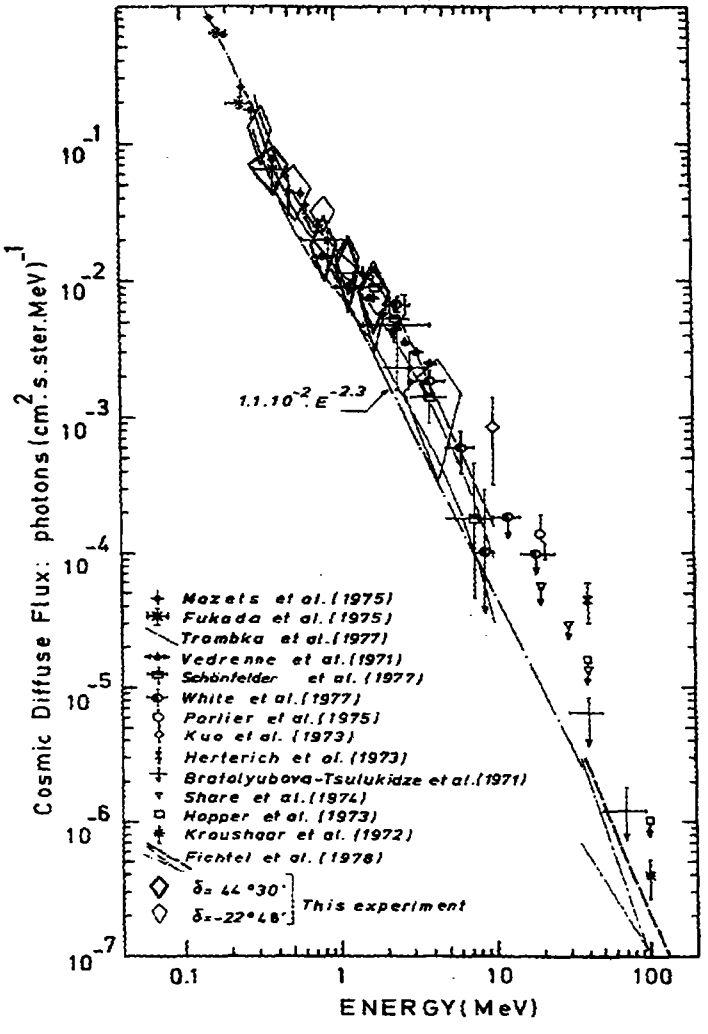

FIG. 3.1 – *Spectre de rayonnement diffus cosmique d'après une compilation des différentes données effectuée par [Mandrou et al. 1979]*

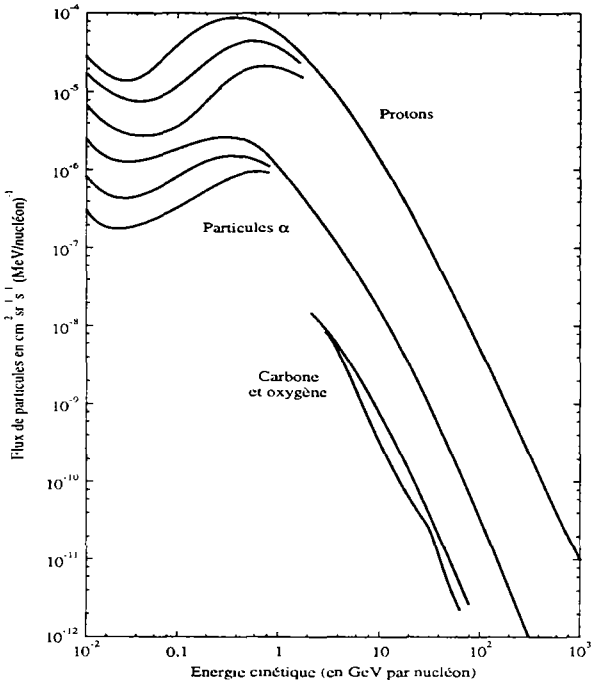

FIG. 3.2 – *Spectre des particules du rayonnement cosmique primaire détectées au niveau de l'orbite terrestre (les flux sont à diviser par cinq dans le cas des protons). Aux énergies inférieures à quelques gigaélectronvolts par nucléon, les spectres sont reproduits pour différentes phases du cycle solaire, sachant que les flux les plus intenses correspondent au minimum de l'activité solaire.*

De plus, à l'approche du système solaire, les moins énergétiques des rayons cosmiques, se heurtant au champ magnétique transporté par le vent solaire, ne parviennent pas jusqu'à la Terre. Ce phénomène, dont l'amplitude dépend de l'activité solaire tout au long de son cycle de onze ans, module donc l'intensité du rayonnement cosmique primaire mesuré au niveau de l'orbite terrestre. Du fait de la modulation solaire, le flux intégré F_P des particules du rayonnement cosmique primaire passe de $F_P \approx 1$ particule $cm^{-2}\ s^{-1}$ en période de forte activité du Soleil à $F_P \approx 2$ particules $cm^{-2}\ s^{-1}$ en période de Soleil calme. Au vu de la Figure 3.2, on constate qu'au delà de 10 GeV par nucléon, les spectres des particules du rayonnement cosmique primaire (en particulier ceux des protons) sont assez bien décrits par une loi de puissance de la forme :

$$N(E) \propto E^{-\alpha} \tag{3.1}$$

où *N(E)* est le nombre de particules recueillies par unité de temps, de surface, d'énergie et d'angle solide, l'indice spectral α valant environ 2,6. A plus basse énergie, les spectres observés s'écartent de plus en plus de la loi de puissance exprimée par la relation 3.1, en grande partie sous l'effet de la modulation solaire évoquée ci-dessus.

L'environnement radiatif au sein duquel un satellite artificiel est plongé dépend fortement de son orbite. L'orbite proposée pour la mission *INTEGRAL* est une orbite très excentrique dont le pèrigée se trouve au delà des zones denses des ceintures externes de radiation. Le satellite évoluera donc dans un environnement totalement exposé au rayonnement cosmique primaire. En l'abscence d'éruption solaire, la principale source de bruit sera le rayonnement cosmique.

Le flux des particules du rayonnement cosmique primaire est certes d'une moindre intensité que celui des particules relâchées sporadiquement par les éruptions solaires, mais deux raisons majeures imposent toutefois de prendre en compte l'effet du rayonnement cosmique primaire lors de la conception d'un télescope gamma spatial :

- Emportant chacune beaucoup plus d'énergie que les particules solaires, les particules du rayonnement cosmique primaire peuvent traverser des couches de n'importe quel matériau de plusieurs centimètres d'épaisseur ; pour des raisons évidentes de masse des télescopes, on ne peut

donc pas protéger les détecteurs au moyen d'un blindage à même de bloquer les particules cosmiques.

- Les protons et noyaux du rayonnement cosmique sont susceptibles d'engendrer au sein des milieux détecteurs toutes sortes de réactions nucléaires qui s'avèrent une source majeure de bruit de fond, et qui, à la longue, peuvent perturber gravement le fonctionnement des détecteurs.

Tout comme les protons accélérés par le Soleil, les protons cosmiques - les particules les plus abondantes du rayonnement cosmique primaire - sont les plus nuisibles pour un télescope gamma embarqué à bord d'un véhicule spatial. Les électrons du rayonnement cosmique primaire sont certes des particules aux effets ionisants comparables, mais elles sont sans action sur les noyaux des milieux détecteurs ; les électrons du rayonnement cosmique peuvent donc être négligés dans l'étude de l'environnement radiatif du spectromètre SPI.

3.2 Les mécanismes de réactions des particules énergétiques

A très haute énergie, les interactions nucléaires sont la principale source de bruit des engins spatiaux mis sur orbite. Il est donc indispensable de comprendre ces processus. Ils sont modélisés dans les codes que nous utilisons par la suite pour les simulations.

Après une présentation générale de la notion de section efficace qui traduit la faisabilité d'une réaction, on passera en revue les différents processus nucléaires sur lesquels reposent les codes de simulation.

3.2.1 Notion de section efficace

D'une façon générale, toute interaction correspond à un échange d'énergie, mais on pourra observer, soit un simple échange d'énergie cinétique, sans modification de l'énergie interne, donc de la « structure », des deux particules (interaction purement *élastique*), soit en outre une variation de l'énergie interne, se traduisant par une « excitation » ou une « dissociation » de l'une

des deux particules, ou même des deux (interaction *inélastique* ou « réaction »). En général, dans des circonstances données, plusieurs types distincts d'interaction sont possibles. Le but à atteindre est de caractériser de façon quantitative chacun de ces différents phénomènes, et en particulier leur « fréquence de réalisation ».

Pour toute réaction nucléaire – et, en particulier, pour celles qui sont induites par les neutrons – il est nécessaire de caractériser la probabilité pour que l'interaction se produise, de façon qu'on puisse calculer le rythme de la réaction pour un flux de particules incidentes donné.

3.2.2 La spallation

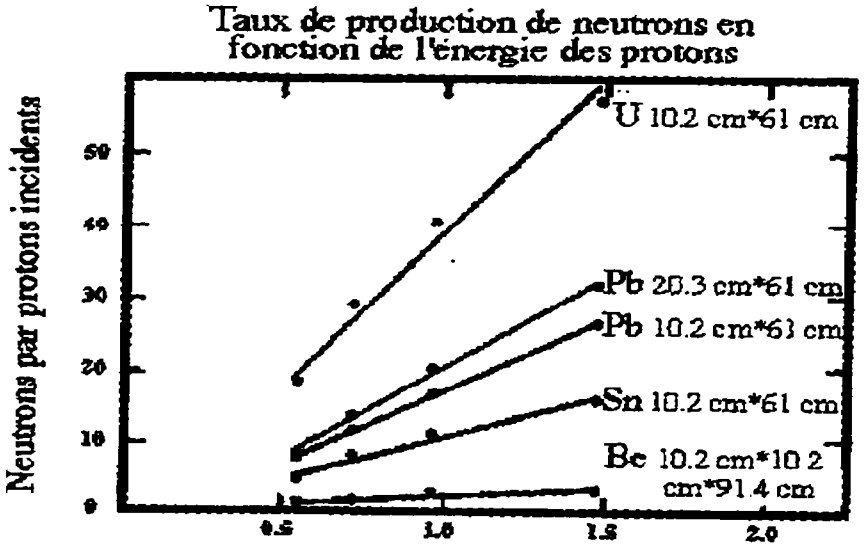

FIG. 3.3 – *Taux de production de neutrons obtenus en bombardant des cibles de béryllium, d'étain, de plomb et d'uranium avec des protons d'énergies intermédiaires. Les cibles sont des cylindres, la première dimension donnée étant le diamètre et la deuxième dimension la longueur. La cible de béryllium est parallélépipèdique; données d'après [Fraser et al. 1983] et figure d'après [Martinez 1997].*

Les réactions de spallation se produisent lorsque le noyau, bombardé par un projectile léger de

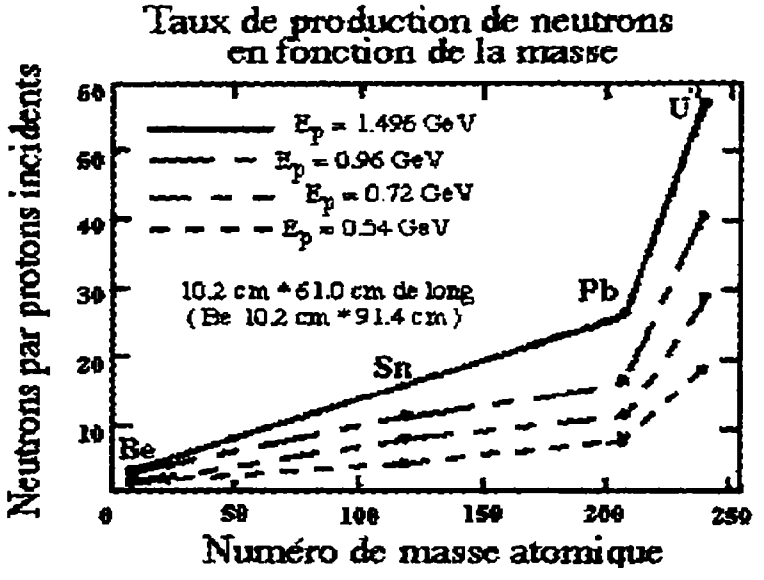

FIG. 3.4 – *Taux de production de neutrons produits en cibles épaisses de béryllium, d'étain, de plomb et d'uranium avec des protons d'énergies intermédiaires. Les cibles sont identiques à celles évoquées en figure 3.3.*

haute énergie, émet de nombreuses particules légères laissant place à un noyau résiduel appelé résidu de spallation. Elles sont prépondérantes lorsque des hadrons ou noyaux légers interagissant avec les noyaux pour des énergies voisines du gigaélectronvolt (100 MeV - 10 GeV). Ces réactions peuvent donner lieu à une émission de neutrons très importante. En moyenne, 20 neutrons sont produits lorsqu'on bombarde une cible cylindrique de plomb de diamètre 10,2 cm et d'épaisseur 63 cm avec des protons dont l'énergie est de l'ordre du gigaélectronvolt [Fraser et al. 1983] (voir Figure 3.3).

Récemment, de nombreuses utilisations possibles de ces flux ont été proposées dans des domaines divers tels que la transmutation des déchets radioactifs à vie longue, la production d'énergie dans des réacteurs sous-critiques [Rubbia et al. 1995], la production de tritium. Dans tous les cas, la source de neutrons résulte de l'interaction de particules légères telles que le proton ou le deuton d'énergie de l'ordre du gigaélectronvolt avec une cible de masse atomique

élevée plomb, tungstène, uranium). La figure 3.4 représente le taux de production de neutrons en fonction de la masse atomique de la cible bombardée par des protons.

Les modèles développés pour décrire la spallation font appel à un processus en deux étapes. Les énergies mises en oeuvre sont telles que le projectile interagit individuellement avec les nucléons du noyau cible [Serber 1947b]. La première étape va donc consister en une sucession de collisions nucléons-nucléons appelé cascade intranucléaire [Bertini 1963, Bertini 1969]. Au cours de ce processus, le projectile dépose une partie de son énergie dans le noyau et donne lieu à l'émission de particules légères de haute énergie. Le noyau résiduel va ensuite se désexciter en évaporant de nombreuses particules [Weisskopf et al. 1987, Dostrovsky et al. 1958, 1959, 1960] ou en fissionnant. Les codes mis au point pour reproduire ces mécanismes utilisent des méthodes de Monte-Carlo et des modèles simples tels que le modèle de Fermi pour décrire la matière nucléaire [Armstrong et al. 1977, 1972, Yariv et al. 1981, Chen et al. 1968].

Dans le spectromètre d'*INTEGRAL* la présence du bouclier en BGO constitué de bismuth de masse atomique 209 (proche de la masse atomique du plomb) générera un grand nombre de neutrons lorsqu'il sera bombardé par les protons cosmiques. C'est pourquoi nous avons utilisé le code de physique nucléaire TIERCE conçu pour le projet TRISPAL développé au CEA/DAM de Bruyères-le-Châtel. Ce code nous permettra de prédire avec précision la production de neutrons induits par les réactions de spallation des protons sur les noyaux du BGO.

3.2.3 Le neutron et ses interactions (à basse énergie et hors fission)

De par sa nature même, le neutron n'a pas d'interaction d'origine coulombienne avec les électrons du cortège atomique. Il n'interagit avec les noyaux du milieu et les particules que par son interaction forte ou faible. Lors de ces interactions, il produit des particules secondaires chargées qui, elles, produisent des ionisations par chocs. L'interaction des neutrons avec le noyau se manifeste de trois façons principales :

Diffusion élastique (n,n)

Loin du noyau cible, le neutron décrit une trajectoire rectiligne. Lorsqu'il entre dans la zone d'action du noyau, on dit qu'il y a diffusion élastique si un neutron est réémis dans une direction quelconque.

Un simple calcul de cinématique avec conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement montre qu'un neutron d'énergie cinétique initiale E dans le système du laboratoire subissant un choc sur une cible immobile A fois plus lourde repart avec une énergie cinétique E' donnée par la relation :

$$E' = E\frac{A^2 + 2Acos\theta + 1}{(A+1)^2} \tag{3.2}$$

où θ est l'angle de déviation du neutron dans le système du centre de masse. On voit donc qu'il est *ralenti* et ce de façon d'autant plus efficace que A est faible :

E'/E est maximum et égal à 1 pour $\theta = 0$ (pas de déviation);

E'/E est minimum et égal à $\alpha = (\frac{A-1}{A+1})^2$ pour $\theta = \pi$ (demi-tour complet).

L'angle de déviation du neutron dans le système du laboratoire, ψ, est donné par :

$$\cos\psi = \frac{A\cos\theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A\cos\theta + 1}} \tag{3.3}$$

sauf aux bornes 0 et π où $\psi = \theta$, on a $\psi < \theta$

Diffusion inélastique (n,γn')

Dans une diffusion inélastique, le neutron incident peut être capturé ; il se forme alors un noyau composé puis un neutron est émis mais son énergie cinétique est inférieure à celle qui correspondrait à une diffusion élastique. Le noyau résiduel se trouve dans un état excité ; il revient à son état fondamental en émettant un ou plusieurs photons.

Un bilan énergétique simple montre qu'une telle réaction n'est possible que si l'énergie cinétique du neutron incident est au moins égale à la différence des énergies du premier niveau et du fondamental du noyau cible.

La capture radiative (n,γ)

Le neutron incident est capturé par le noyau pour former un noyau secondaire. La capture s'accompagne de l'émission de un ou plusieurs gamma (le noyau revient à son état fondamental en une ou plusieurs étapes).

La capture augmente le rapport *N/Z* du noyau. Si le noyau initial se place près de la limite de stabilité, le noyau produit peut être radioactif β^-.

3.2.4 La décroissance radioactive

La désintégration α

La désintégration α au cours de laquelle le noyau radioactif émet un noyau d'hélium, et la fission spontanée, au cours de laquelle le noyau radioactif se casse en deux ou trois fragments, sont des processus de radioactivité qui concernent essentiellement les noyaux très lourds, au-delà du plomb. Elles n'interviennent donc pas dans la décroissance des noyaux instables de masse atomique inférieure à 100 (mis à part le bismuth, les masses atomiques des matériaux constituant SPI sont inférieure à 100) que nous étudions dans cette thèse, et pour lesquels le mode de décroissance le plus fréquent est la désintégration β.

La désintégration β

Dans la désintégration β^-, un neutron se transforme, grâce à l'interaction faible, en un proton, tandis qu'un électron e^- et un antineutrino $\bar{\nu}$ sont simultanément émis. Le noyau «père» X de charge Z se transforme en un noyau «fils» Y de charge $Z+1$ tout en conservant son nombre de nucléons A.

$$ {}^{N}_{Z}X^{A} \rightarrow {}^{N-1}_{Z+1}Y^{A} + e^- + \bar{\nu} \tag{3.4} $$

Le bilan énergétique est le suivant:

$$Q_{\beta^-} = M_X^{at} - M_Y^{at} \tag{3.5}$$

où M_X^{at} et M_Y^{at} sont respectivement l'énergie de masse au repos du noyau père X et du noyau fils Y et Q_{β^-} la chaleur de réaction disponible. Ce noyau fils peut alors être créé dans un état excité si la chaleur de réaction disponible Q_{β^-} le permet. Le reste de l'énergie est partagé aléatoirement entre l'électron, que nous appellerons β^-, et l'antineutrino $\bar{\nu}$.

$$Q_{\beta^-} = E_Y^* + E_{\beta^-} + E_{\bar{\nu}}. \tag{3.6}$$

Il en résulte que le spectre en énergie du β^- est continu avec une énergie maximum $E_{\beta^-}^{max} = Q_{\beta^-}$. La figure 3.2.4 illustre un exemple de désintégration β^-.

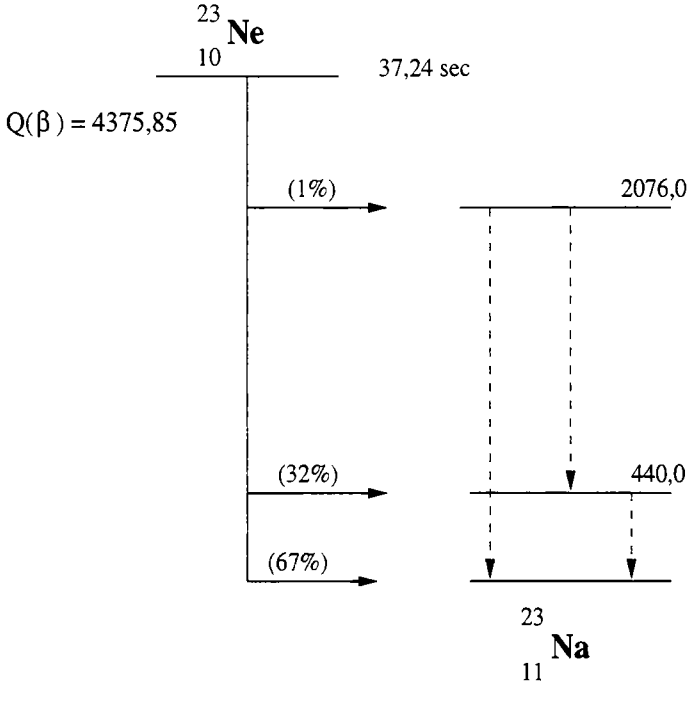

FIG. 3.5 – *Exemple de schéma de désintégration β^-*

A l'inverse, dans la désintégration β^+, un proton se transforme en un neutron, accompagné de

l'émission d'un positon et d'un neutrino. Le noyau X de charge Z se transforme en un noyau Y de charge $Z-1$ tout en conservant son nombre de nucléons A.

$$ {}^{N}_{Z}X^{A} \rightarrow {}^{N+1}_{Z-1}Y^{A} + e^{+} + \nu \tag{3.7} $$

Le bilan énergétique dans cette réaction est le suivant :

$$ Q_{\beta+} = M_X^{at} - M_Y^{at} - 2m_0c^2 \tag{3.8} $$

où M_X^{at}, M_Y^{at} et m_0c^2 sont respectivement l'énergie de masse au repos père X, de l'atome fils Y et de l'électron. Le terme $2m_0c^2$ représente l'énergie des deux photons gamma qui sont émis lors de l'annihilation électron-positon qui suit la réaction. L'énergie disponible est emportée par le noyau fils excité, le positon, que nous appellerons β^+, et le neutrino ν.

$$ Q_{\beta+} = E_Y^{*} + E_{\beta+} + E_{\nu}. \tag{3.9} $$

La capture électronique CE, à l'instar de la désintégration β^+, transforme un noyau de charge Z en un noyau de charge $Z-1$. Ce processus est dominé par la décroissance β^+ dans le cas des noyaux de masses inférieures à 100. Dans cette désintégration, un électron du cortège électronique est capturé par un proton du noyau qui se transforme en neutron tandis qu'un neutrino est émis.

$$ {}^{N}_{Z}X^{A} + e^{-} \rightarrow {}^{N+1}_{Z-1}Y^{A} + \nu \tag{3.10} $$

La figure 3.2.4 illustre un exemple de schéma de désintégration β^+ et CE.

En résumé, les noyaux riches en protons se désintègrent, en général, par émission β^+ (ou CE) et les noyaux riches en neutrons se désintègrent par émission β^-, chacun de ces processus s'effectuant le long de la ligne isobarique. Ainsi, un noyau de masse atomique A éloigné de la ligne de stabilité engendre une cascade de décroissances β jusqu'à arriver au noyau stable de même masse atomique A.

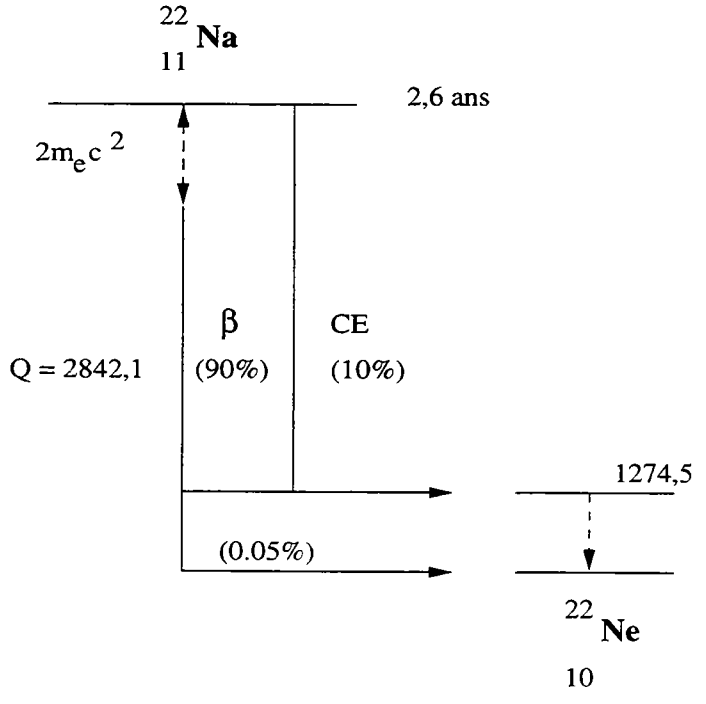

FIG. 3.6 – *Exemple de schéma de désintégration β^+*

La transition isomérique

La transition isomérique ne modifie ni le nombre de masse, ni la proportion de protons et de neutrons du noyau. Elle apparait lorsque le noyau possède un état excité particulier de long temps de vie. Le niveau isomérique peut se désexciter sur le niveau fondamental en émettant un photon gamma de transition isomérique (appelé IT). Quelques états se désexcitent uniquement par transition isomérique (par exemple le ^{38m}Cl). D'autres décroissent par émission β^+ ou β^- sur un état excité ou fondamental du noyau fils (par exemple le ^{26m}Al). D'autres encore utilisent 2 modes (par exemple le ^{34m}Cl).

L'émission de rayonnement gamma

La plupart des désintégrations de noyaux père, par transition β sur des niveaux excités du noyau fils, s'accompagnent de l'émission d'un ou plusieurs photons gamma d'énergies distinctes

dont la probabilité d'émission, appelée rapport de branchement, est connue dans la littérature [Lederer et al. 1978]. Un autre processus d'émission de rayonnement gamma est l'annihilation du positon émis lors de la décroissance β^+ avec un électron du milieu traversé. Celle-ci ne peut intervenir que lorsque le positon a perdu suffisamment d'énergie cinétique dans la matière (il a alors une énergie cinétique comparable à celle des électrons liés du milieu), et donne naissance à deux photons de 511 keV. Enfin les noyaux qui se désexcitent par transition isomérique émettent un rayonnement gamma d'énergie bien définie.

3.3 Les codes de simulation

Nous présentons ici les codes de simulation qui seront utilisés dans la suite de ce travail ainsi que les différents processus physiques mis en oeuvre dans chacun d'entre eux. Le système de code TIERCE reproduit l'interaction de particules de haute énergie avec une cible à géométrie et composition variables. Les simulations réalisées feront plus particulièrement appel aux codes HETC et MCNP. HETC simule l'interaction des hadrons avec le noyau par un processus en deux étapes: la cascade intranucléaire et la désexcitation du noyau résiduel par fission ou par évaporation de particules légères ; de plus il reproduit le transport des particules d'énergie supérieure à 20 MeV dans une géométrie tridimensionnelle. MCNP est couplé au code HETC pour effectuer le transport des neutrons dont l'énergie est inférieure à 20 MeV. Nous présentons aussi un programme de décroissance des noyaux radioactifs développé à Saclay. Ce module permet de réaliser l'inventaire des noyaux radioactifs ainsi que leur activité en fonction du temps. Pour finir, nous donnerons quelques généralités concernant le code GEANT utilisé pour le calcul du transport des électrons, des positons et des photons émis lors des décroissances des noyaux radioactifs.

3.3.1 Le système de codes TIERCE

Le système de codes de simulation TIERCE (Transport des Ions et des Rayonnements dans les Cibles Epaisses [Bersillon et al. 1996]), dont le synoptique est présenté en figure 3.7, a été mis en place au CEA/DAM pour les études préliminaires du programme TRISPAL (production de tritium par spallation) ; il est articulé autour de deux codes d'usage général : HETC (High Energy Transport Code) et MCNP (Monte-Carlo code for Neutron and Photon transport). La désexcitation des noyaux résiduels de HETC (après évaporation de nucléons) et leur décroissance ultérieure est traitée séparément (DESEX et DECROI). Les photons gamma qui en résultent sont transportés par MCNP. Le code MCNP ne fournit pas la population de noyaux résiduels créées essentiellement par activation ; réactions (n,np) et captures neutroniques. Celle-ci

est calculée séparément en utilisant les fluences de neutrons fournies par MCNP et les sections efficaces de réaction correspondantes (ACTIV).

Le code MCNP

Le code MCNP est essentiellement un code de transport de neutrons et de photons basé sur la technique de Monte-Carlo. Les neutrons sont suivis pour des énergies variant de 10^{-11} à 20 MeV tandis que pour les photons, le domaine de validité du code s'étend de 1 keV à 1000 MeV. Dans le cadre de ce travail, ce code est utilisé pour transporter les neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV qui ne sont pas suivis par HETC. Le couplage entre ces deux codes s'effectue par un fichier intermédiaire produit par HETC, qui contient l'information associée aux neutrons de moins de 20 MeV à savoir l'énergie, la localisation et la direction.

MCNP reprend les informations contenues dans ce fichier et simule les différents processus d'interactions des neutrons à travers la cible qui sont des réactions de diffusion élastique, inélastique, de capture (n,γ), de fission induite par des neutrons et des réactions telles que (n,2n), (n,n'α), (n,np). Le choix du type de collision se fait en fonction des diverses sections efficaces de réaction. Pour les diffusions élastiques et inélastiques, l'angle d'émission des particules émises est déduit à partir des distributions angulaires associées aux différents processus.

Les sections efficaces neutroniques sont issues de tabulations disponibles dans la base de données ENDF/B VI (Evaluated Nuclear Data File).

Le code HETC

HETC est un code Monte Carlo qui simule l'interaction des nucléons, pions, muons et ions légers ($A \leq 4$) avec la matière ainsi que le transport des particules d'énergie supérieure à 20 MeV et inférieure à 3 GeVà l'intérieur de géométries complexes. Contrairement à MCNP qui utilis des données évaluées, HETC simule les interactions nucléaires evénement par événement.

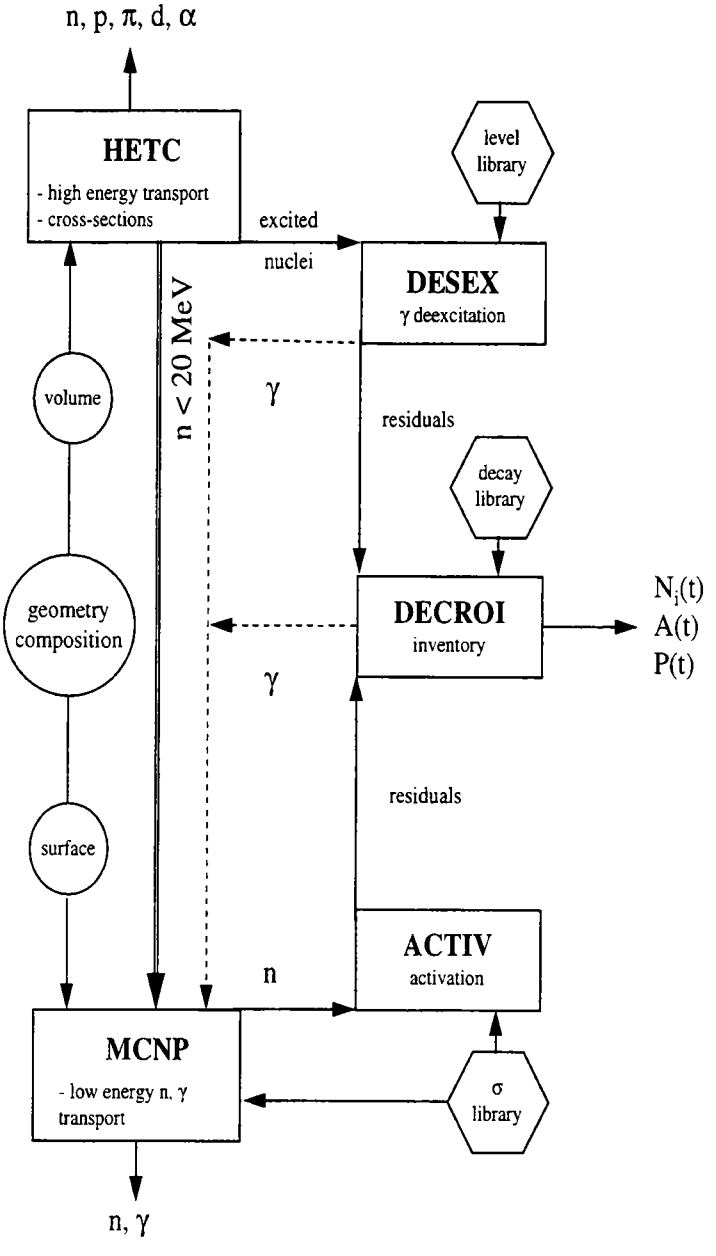

FIG. 3.7 – *Représentation schématique du système de code TIERCE*

Le processus d'interaction hadron-noyau est décrit en deux étapes :

- La cascade intranucléaire : elle se traduit par une succession d'interactions nucléon-nucléon. Au cours de ce processus, quelques particules sont éjectées pour laisser place à un noyau résiduel excité.
- La désexcitation du noyau procède via l'évaporation de particules légères ou la fission du noyau.

Le problème fondamental lié à ce type de description est de déterminer à quel moment s'effectue la transition entre ces deux étapes. Dans HETC, la méthode qui a été choisie repose sur un critère en énergie. L'arrêt de la cascade et le passage vers un processus d'évaporation se fait lorsque tous les nucléons mis en mouvement et qui ne sont pas sortis du noyau ont une énergie cinétique inférieure à une énergie seuil choisie égale à l'énergie de séparation des nucléons augmentée de l'énergie de Fermi.

Les particules émises lors des interactions primaires vont à leur tour initier des collisions avec d'autres noyaux du milieu. Le processus de transport consiste donc en une cascade intranucléaire initiée au fur et à mesure du déplacement des particules dans la cible. Pour les particules chargées, le processus de ralentissement par ionisation des atomes du milieu est aussi pris en compte.

La cascade intranucléaire

Dans ce modèle de cascade, on simule l'interaction de la particule incidente avec un milieu continu représentant le noyau sous la forme d'une densité de nucléons.

Densité de nucléons dans le noyau. A très haute énergie, la longueur d'onde associée au projectile ($\lambda = \frac{h}{p}$) (pour des protons de 800 MeV, elle vaut 0.84 fm) devient inférieure à la distance moyenne séparant deux nucléons du noyau cible ($\approx$ 1.2 fm). Tout se passe alors comme si la particule incidente venait frapper individuellement les nucléons pour donner lieu à une cascade de collisions nucléon-nucléon à l'intérieur du noyau. La validité de cette approche introduite

par [Serber 1947b] suppose une énergie incidente suffisamment élevée pour que les nucléons soient vus individuellement. Le domaine de validité reconnu concerne les énergies supérieures à 200 MeV. La longeur d'onde d'un proton de 200 MeV est de 1.92 fm ce qui est du même ordre de grandeur que la distance moyenne entre nucléons.

Sections efficaces nucléon-nucléon. La probabilité d'interaction au cours de la cascade est obtenue à partir de sections efficaces nucléon-nucléon libres. Elles sont introduites sous forme paramétrisée à partir d'ajustements sur les résultats expérimentaux alors existants, notamment pour les distributions angulaires. Les sections efficaces nucléon-nucléon introduites sont la section efficace élastique et les sections efficaces de production de 1 et 2 pions. L'interaction des pions avec les nucléons est également traitée (diffusion élastique, échange de charge, absorption). Une présentation détaillé des sections efficaces en dessous de 740 MeV et des distributions angulaires correspondantes est donnée dans [Bertini 1963], une extension jusqu'à 2 GeV apparaît dans [Bertini 1969].

Le Suivi de la cascade intranucléaire. On peut suivre le déroulement de la cascade à partir de la figure 3.8 qui correspond à l'interaction d'un proton de 400 MeV avec un noyau ne comportant qu'une seule zone de densité uniforme pour simplifier. Dès qu'il pénètre dans le noyau, le proton a une énergie augmentée de l'énergie potentielle, 31 MeV. La première interaction conduit à 2 nucléons de 131 et 313 MeV et est donc autorisée. La différence (313 + 131 - 431 = 13 MeV) correspond à l'énergie du nucléon rencontré (gaz de Fermi dégénéré). L'un des nucléons s'échappe du noyau en perdant les 31 MeV de l'energie potentielle.

L'autre nucléon poursuit sa course par une interaction interdite par le principe d'exclusion (croix) et continue donc en ligne droite jusquà l'interaction suivante, autorisée, et ainsi de suite.

Les nucléons d'énergie inférieure à 35 MeV restent dans le noyau. Les 4 MeV au-dessus de l'énergie potentielle correspondent à la prise en compte d'une barrière coulombienne moyenne pour les nucléons. Dans HETC, les neutrons sortent s'ils ont une énergie au moins égale à l'énergie potentielle, et on rajoute pour les protons un seuil égal à la moitié du maximum de la barrière coulombienne pour tenir compte qualitativement de la transmission de celle-ci.

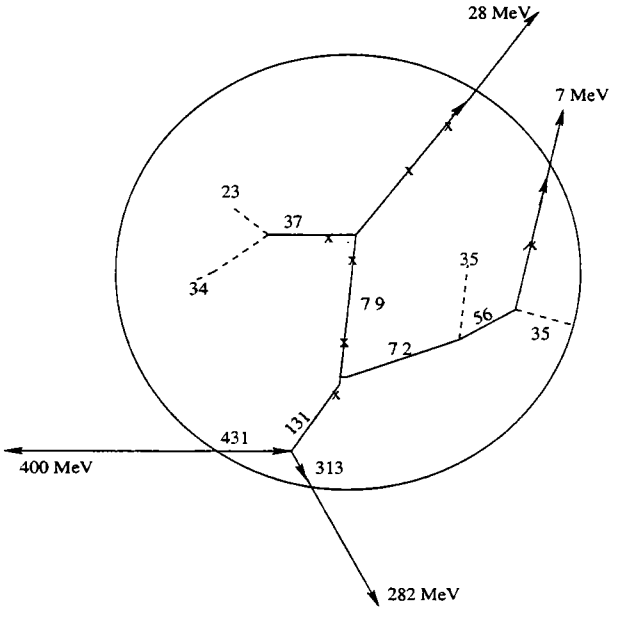

FIG. 3.8 – *Projection plane d'une cascade intranucléaire simulée par la méthode de Monte Carlo, d'après [Bernardini et al. 1950]*

En fin de compte, trois nucléons résultent de la cascade, et le noyau résiduel est excité à 67 MeV, en prenant une énergie de liaison de 8 MeV par nucléon.

De façon générale, le nucléon incident perd peu d'énergie dans une collision. Le transfert d'impulsion est de l'ordre de $\frac{\hbar^2}{R}$ où R est la portée des forces nucléaires, ce qui implique des transferts d'énergie de l'ordre de quelques trentaines de MeV tout au plus. Les nucléons très rapides issus de la cascade correspondent surtout à des collisions périphériques dans lesquelles le nucléon incident ne subit qu'un très petit nombre de collisions, comme dans l'exemple présenté ici.

La cascade s'interrompt lorsque les nucléons ne disposent plus assez d'énergie potentielle. Pour les particules chargées, en plus de l'énergie potentielle, la barrière coulombienne est également prise en compte. Le principe de Pauli intervient de la manière suivante : à savoir que toute collision dans laquelle l'un des produits a une énergie inférieure à l'énergie de Fermi est interdite.

Le projectile poursuit alors sa trajectoire dans le noyau jusqu'à la prochaine collision.

L'évaporation

L'évaporation dans HETC s'appuie sur la théorie de Weisskopf [Weisskopf et al. 1987] et utilise pour l'essentiel le code EVAP de [Dresner 1961], qui s'appuie lui-même sur les travaux de [Dostrovsky et al. 1958, 1959, 1960].

La probabilté qu'un noyau excité à une énergie U émette une particule de type i, de masse m_i et d'énergie ε est :

$$P_i(\varepsilon) \sim g_i m_i \varepsilon \sigma_{ci}(\varepsilon) \rho(E) \tag{3.11}$$

où g_i est le nombre d'états de spin et E est l'énergie d'excitation du noyau résiduel :

$$E = U - B_i - \varepsilon \tag{3.12}$$

B_i est l'énergie de liaison de la particule i, que l'on déduit à partir de tables de masse, et ρ est la densité de niveau dans le noyau résiduel. σ_{ci} est la section efficace de réaction inverse, c'est-à-dire la section efficace de formation du noyau composé à partir du noyau résiduel bombardé par la particule i d'énergie ε.

La densité de niveau est prise comme étant de la forme:

$$\rho(E) \sim e^{2\sqrt{a(E-\delta)}} \tag{3.13}$$

où δ est l'énergie d'appariement, avec

$$a = \frac{A}{8}[1 + 1,5(1 - \frac{27}{A})^2] \tag{3.14}$$

Transport dans une cible épaisse

Le transport des particules d'énergie supérieure à 20 MeV est décrit par HETC pour des géométries complexes. Toutes les particules, que ce soient les particules primaires ou les particules

secondaires issues de la cascade intranucléaire, sont transportées jusqu'à l'énergie seuil de 20 MeV si elles n'ont pas quitté l'expérience.

Soit une particule d'énergie supérieure à 20 MeV, susceptible de collisionner avec un noyau de la cible. Pour connaitre la distance séparant la position actuelle de la particule du lieu où elle est susceptible de collisionner avec un noyau de la cible, on détermine la probabilité associée. La densité de probabilité pour une particule d'interagir avec un noyau quelconque de la cible dans la tranche [x,x+dx] est proportionnelle au rapport $\frac{dx}{\lambda}$ où λ est le libre parcours moyen entre deux rencontres successives de la particule avec un noyau de la cible. Or λ est donné par:

$$\lambda = \frac{1}{\rho\sigma} \tag{3.15}$$

où ρ est la densité du milieu et σ est la section efficace non-élastique d'interaction avec un noyau du milieu. La section efficace qui a été utilisée dans HETC est une section efficace géométrique.

Une fois le lieu de la prochaine interaction connu, les sections efficaces nucléon-nucléon libres déterminent si réellement il y a collision. Lorsqu'il n'y a pas de collision, la réaction est appelée pseudo-réaction. HETC fournit la section efficace de réaction à partir de sections efficaces nucléon-nucléon, elle correspond alors à la section efficace géométrique multipliée par le rapport $\frac{N_c}{N_c+N_p}$ où N_c est le nombre de particules ayant collisionné avec un noyau tandis que N_p est le nombre de pseudo-réactions.

Les collisions sont traitées par la cascade intranucléaire puis par l'évaporation. Le projectile perd une partie de son énergie au cours du processus. Cependant, lorsqu'il s'agit d'une particule chargée, il perd également de l'énergie en excitant les électrons des atomes. Les particules issues de la cascade et de la désexcitation par évaporation ou fission du noyau résiduel sont transportées de la même façon.

3.3.2 Le module de décroissance des noyaux résiduels

HETC fournit la distribution des noyaux résiduels de spallation, TIERCE/ACTIV les produits d'activation. Une partie de ces noyaux résiduels sont des noyaux radioactifs dont il faut suivre

l'évolution au cours du temps pour déterminer leur activité. Le module DECROI du système TIERCE est prévu pour traiter ce problème mais il n'était pas encore opérationnel lorsque nous avons commencé nous simulations. On a donc développé à Saclay un programme simple [Limousin 1995] qui traite la décroissance en s'appuyant sur la théorie mathématique des séries de décroissances radioactives donnée par Curie [Evans 1992]. Ce programme fait appel à des données de décroissance que nous avons prises dans [Lederer et al. 1978].

Le programme est capable de fournir la distribution en énergie des particules β émis lors de la désintégration. Les formulaires pour la théorie de décroissance d'une part et pour le spectre en énergie des particules β d'autre part sont données dans l'Annexe A.1 et l'AnnexeA.2.

3.3.3 Le programme GEANT

Les expériences de physique nucléaire et des particules sont de plus en plus complexes. Il devient indispensable de réaliser des simulations les plus proches possibles de l'expérience. C'est un outil très évolutif qui simule le passage des particules dans la matière en tenant compte des processus physiques les plus élémentaires. En outre, il prend en compte à la fois la géométrie du dispositif expérimental et la nature des matériaux environnants, ces derniers pouvant avoir une influence sur le parcours des particules. Ceci permet de simuler avec précision le contexte expérimental et de ne rien négliger.

Tous les types d'interaction de photons gamma qui nous concernent sont pris en compte : effet photoélectrique, diffusion Compton, création de paires. Les émissions de particules secondaires sont également modélisées : diffusion des électrons et positons, fluorescence X. Les données de sortie sont donc construites sur la base de l'énergie cédée par les particules aux détecteurs en germanium.

Structure d'un fichier d'entrée GEANT

Le fichier d'entrée d'une simulation GEANT est un programme fortran qui contient essentiellement deux parties :

Une phase d'initialisation :

- Initialisation du système, des tables où seront stockées les informations.
- Description de la géométrie (composition du milieu et assemblage des volumes) et du faisceau.
- Instructions pour la sortie des observables, pour la visualisation.

Une phase de calcul avec :

- Evaluation de la distance λ jusqu'au point d'interaction en fonction du type de la particule suivie et du milieu, ou éventuellement fuite du milieu.
- Transport des particules en ligne droite (en l'abscence de champ magnétique ou pour une particule neutre).
- Exécution de l'interaction (après chaque interaction, la procédure GUSTEP de GEANT permet d'avoir accès aux informations concernant la collision qui a lieu).
- la procédure GUOUT de GEANT permet de connaître l'état des lieux lorsque toutes les interactions se sont produites pour un événement donné.
- Suivi des filiations engendrées par les interactions successives. - Bouclage sur le nombre d'événements choisi pour avoir une bonne statistique.

Nous avons utilisé le programme GEANT pour transporter les particules β et les photons gamma issus des décroissances radioactives de noyaux des différents milieux en vue d'étudier la réponse des détecteurs en germanium.

Dans le but de se rapprocher au mieux de la réalité expérimentale, la position des particules initiales est tirée uniformément dans le volume du milieu à étudier et la direction est isotrope. L'énergie des photons est fixée (elle correspond à une transition bien déterminée), celle des

particules β est tirée suivant une distribution en énergie calculée à partir du programme de décroissance.

GEANT suit la trajectoire de chaque particule depuis son départ jusqu'à sa disparition (énergie nulle ou sortie de l'expérience).

Chapitre 4

ETUDE DU BRUIT DE FOND DE *SPI*

Chapitre 4

Etude du bruit de fond de SPI

4.1 Les Origines de bruit de fond des détecteurs

On peut distinguer deux principales composantes du bruit de fond dans un télescope gamma : une composante dite «photonique» due aux photons gamma et une deuxième composante, dite «hadronique», due aux particules du rayonnement cosmique (principalement les protons cosmiques).

4.1.1 La composante photonique

Dans le cas du spectromètre d'*INTEGRAL* (SPI), le rayonnement gamma diffus isotrope et les photons émis par le satellite sont les seules contributions au bruit de fond photonique. Ces photons, qu'ils soient primaires ou créés par interaction des particules du rayonnement cosmique avec le matériau du télescope, peuvent passer par l'ouverture de l'instrument (les pavés transparents du masque en tungstène ou l'ouverture entre le masque et le collimateur en BGO) ou encore traverser le blindage autour du détecteur. Cette composante se calcule aisément car l'interaction des photons gamma avec la matière via des processus électromagnétiques est très

bien comprise. Il existe de nos jours des codes très performants qui reproduisent ces processus, tels que le code GEANT présenté dans le chapitre précédent. Nous disposons de nombreuses mesures du rayonnement diffus cosmique [Schönfelder et al. 1977, White et al. 1977, Mandrou et al. 1979, Lockwood 1981], la plus récente ayant été faite par [Lavigne et al. 1984]. La figure 3.1 présente quelques résultats des mesures effectuées. Le spectre différentiel de l'émission diffuse peut se mettre sous la forme suivante [Schönfelder et al. 1980, Mandrou et al. 1979] :

$$dN(E_\gamma) = 87,4 E_\gamma^{-2,3} dE \;\; photons\; cm^{-2}\; s^{-1}\; keV^{-1}\; sr^{-1}. \tag{4.1}$$

Les photons secondaires provenant des interactions des particules cosmiques avec la structure du satellite contribuent aussi au bruit de fond des détecteurs. La détermination de cette contribution est plus difficile car le flux des photons gamma créés localement dépend de la géométrie et de la masse des matériaux constituant le télescope, de même bien sûr que du flux incident des particules cosmiques qui les génèrent. Le spectre du rayonnement gamma émis localement a été mesuré par les satellites Apollo 15 et 16 [Trombka et al. 1973]. En utilisant la représentation spectrale du rayonnement diffus et celle des photons émis par le satellite, les composantes du bruit de fond photonique de SPI ont été calculées dans [Jean 1996] avec le code GEANT. Les spectres des événements détectés par les détecteurs en germanium sont représententés sur la figure 4.1. Cette composante du bruit de fond est importante à basse énergie et nous verrons d'ailleurs plus loin, après estimation des autres composantes, qu'elle est dominante en dessous de 300 keV.

4.1.2 La composante hadronique

Les principales sources du bruit de fond hadronique d'un télescope gamma évoluant au-delà des ceintures de radiation sont les neutrons secondaires émis par le satellite et les protons du rayonnement cosmique primaire.

En effet, un proton de 1 GeV qui arrive sur le télescope a en général une histoire assez complexe. Il ionise le milieu et libère des électrons, heurte éventuellement un noyau pour ensuite

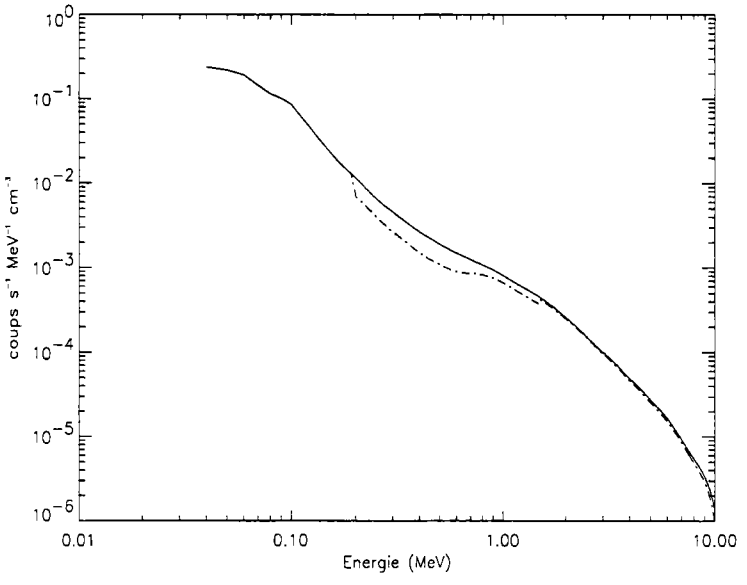

FIG. 4.1 – *Spectre de la composante photonique du bruit de fond de SPI avec et sans application des méthodes de réduction de bruit de fond (PSD et signatures énergétiques). La composante photonique provient du rayonnement de fuite à travers le blindage et du flux de photons du rayonnement cosmique diffus passant par l'ouverture du spectromètre SPI. Les valeurs numériques sont données dans [Jean 1996]*

produire de nombreux autres noyaux (incluant des isotopes radioactifs instables), des neutrons et des protons. Ces neutrons et protons peuvent aussi frapper quelques noyaux et les casser ou les exciter. Les noyaux produits, n'étant pas stables, se réorganisent en émettant du rayonnement gamma. Ainsi de nombreux électrons, neutrons et photons gamma sont émis au cours des interactions d'un seul proton initial. La description détaillée de tous ces processus est très complexe.

On peut cependant diviser en deux étapes les processus qui suivent le passage d'un proton, selon le temps qui sépare le dépôt d'énergie dans le détecteur de l'instant où la gerbe d'origine, issue de l'interaction du proton, a été créée : on parle de composante prompte et de composante retardée.

- Le bruit de fond prompt provient du dépôt d'énergie des particules de la gerbe d'origine qui n'ont pas interagi dans le système d'anticoïncidence. Un exemple de ce type d'événement est le cas où un proton interagit avec la matière qui est autour des détecteurs générant ainsi des particules secondaires qui, elles, interagissent dans le détecteur. La composante provenant de l'émission du masque a été calculée dans [Jean 1996].

- Les événements retardés sont dus à la décroissance radioactive des isotopes produits par les interactions des particules de la gerbe dans le satellite et le détecteur lui-même. Comme ces décroissances se produisent après la fin du signal d'anticoïncidence déclenché par le passage de la particule d'origine, elles ne peuvent être anticoïncidées. Elles contribuent donc au bruit de fond des détecteurs. **C'est cette composante du bruit de fond qui sera étudiée en détail dans cette thèse.**

4.2 Simulation des sources du bruit de fond induit par les décroissances radioactives

Les interactions des protons cosmiques avec le blindage en BGO produisent un nombre important de protons et neutrons secondaires. Ces particules secondaires interagissent avec les matériaux passifs entourant les détecteurs et avec les détecteurs eux-mêmes, générant ainsi des noyaux radioactifs émetteurs de particules β. En général, le noyau fils issu de la décroissance est produit dans un état excité et il peut revenir à son état fondamental en émettant un ou plusieurs photons gamma. Le type d'événement qui sera détecté dépend de la nature de la décroissance et de l'endroit où elle se produit.

Dans un premier temps nous calculerons l'épaisseur optimum du blindage en BGO qui réduit la transparence aux photons gamma diffus sans trop augmenter la production de neutrons. Ensuite on calculera la production de neutrons et protons secondaires produits dans tout le bouclier de SPI pour l'épaisseur optimum qu'on a calculé. Nous déterminerons l'émissivité gamma du ma-

tériau passif et la contribution des détecteurs au bruit de fond dû aux décroissances radioactives induites par ces particules secondaires.

4.2.1 Optimisation de l'épaisseur du blindage

Le bruit de fond dû aux décroissances radioactives dépend de l'épaisseur du blindage autour des détecteurs. Comme nous l'avons évoqué dans la section 2.2.1, nous avons intérêt à augmenter l'épaisseur du bouclier d'anticoïncidence (AC) pour diminuer sa transparence aux gammas diffus (d'origine cosmique ou produits dans le satellite) ; mais en même temps nous augmentons la production des neutrons à l'intérieur du bouclier par interaction avec les protons cosmiques, ce qui pourrait se traduire par une augmentation de bruit dans les détecteurs en germanium et donc une perte de sensibilité. Il nous faut par conséquent trouver un compromis dans le choix de l'épaisseur du bouclier.

Des simulations numériques de différentes épaisseurs de cibles de BGO ont été réalisées à l'aide du code TIERCE. La géométrie utilisée est composée deux volumes contigus : un cylindre en BGO et un cylindre en germanium, leur diamètre est le même et égal à 20 cm. L'épaisseur du cylindre en germanium est fixé à 6 cm et celui du BGO varie de 1 à 8 cm. Pour chaque valeur de l'épaisseur du BGO, nous avons injecté 10^5 protons de 1 GeV et nous avons compté le nombre de protons et neutrons d'énergie comprise entre 10 MeV et 1 GeV (les particules de spallation) traversant l'interface BGO-Ge et l'abondance des réactions nucléaires dans chacun des deux volumes. La figure 4.2 présente les flux de particules qui arrivent dans le germanium en provenance du BGO en fonction de l'épaisseur de BGO. Les nombres d'interactions nucléaires induites par les particules de hautes énergie pour différentes épaisseurs de BGO sont donnés dans la table 4.2.1.

Ces résultats inspirent les deux remarques suivantes :

- le libre parcours moyen d'un proton de 1 GeV dans le BGO et dans le germanium ($\approx$ 70 cm dans les deux matériaux) est largement plus grand que l'épaisseur considérée,

Nombre d'interactions nucléaires induites par 10^5 protons de 1 GeV	Epaisseur du blindage en BGO (cm)			
	1	2	4	8
Nombre d'interactions nucléaires				
BGO	6282	12840	27876	60202
germanium	36800	38033	38589	37891
total	43082	50813	66465	98093
Nombre d'interactions nucléaires primaires				
BGO	4825	9087	17347	32169
germanium	20751	19863	17800	14601
Nombre d'interactions nucléaires induites par les protons				
BGO	5098	9819	19603	38354
germanium	24785	24523	23228	20532
Nombre d'interactions nucléaires induites par les neutrons				
BGO	1084	2771	7601	20325
germanium	11031	12452	14312	16292

TAB. 4.1 – *Nombre d'interactions nucléaires induites par les particules de haute énergie ($\geq$ 20 MeV). On a simulé 10^5 protons de 1 GeV sur une cible cylindrique en BGO de diamètre 20 cm derrière laquelle est placée un cylindre en germanium de même diamètre et d'épaisseur 6 cm.*

- le nombre moyen de nucléons par atome est approximativement le même pour les deux matériaux (70 pour le germanium et 65 (1238/19) pour le BGO).

Ceci implique que pour des protons de 1 GeV, il n'y a pas de différence entre les deux matériaux en terme de probabilité de réaction nucléaire et de multiplicité nucléaire (nombre de neutrons et

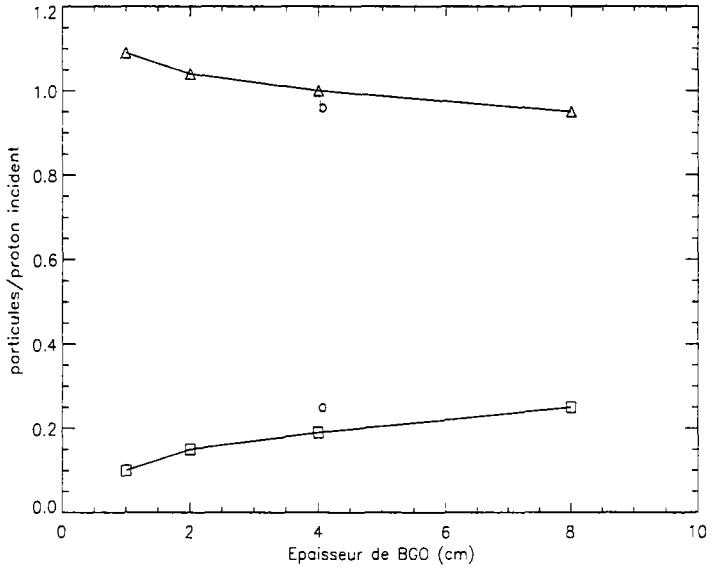

FIG. 4.2 – *Variation du taux de production de neutrons et protons qui pénétrent sur la cible de germanium en fonction de l'épaisseur de BGO. Ces valeurs sont obtenues en simulant par HETC l'irradiation de protons de 1 GeV sur une cible cylindrique en BGO. (a) représente la production de neutrons d'énergie comprise entre 10 et 1000 MeV et (b) représente la production de neutrons et protons.*

protons induits par réaction nucléaire). Ainsi l'effet de l'épaisseur du bouclier sur la production des neutrons ne peut être considérée indépendament de l'épaisseur de germanium utilisée. Dans le premier cas nous avons associé 1 cm de BGO avec 6 cm de germanium, la production de neutrons est effective sur 7 cm de matière. Dans le dernier cas 8 cm de BGO sont associés à 6 cm de germanium donc la production neutronique est effective sur 14 cm. Comme nous pouvons le voir sur la table 4.2.1, le nombre d'interactions nucléaires est multiplié par ≈ 2 et non par 8.

En résumé l'augmentation de l'épaisseur du BGO implique une augmentation du nombre de réactions nucléaires donc des particules créées mais ce nombre ne varie sensiblement pas à l'intérieur de la cible de germanium. Si nous regardons en détail les résultats dans le volume

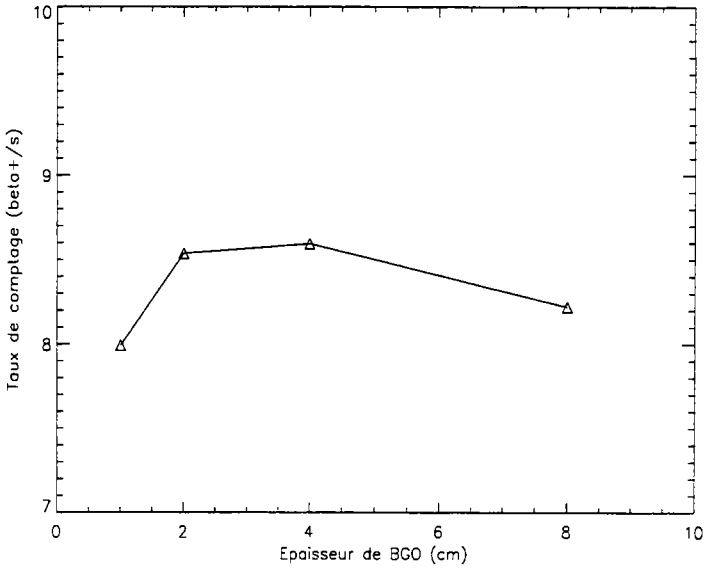

FIG. 4.3 – *Variation en fonction de l'épaisseur de BGO du taux de production de particules β^+ dans la cible de germanium lorsqu'on irradie plusieurs cibles de BGO avec un flux de 1 proton s^{-1} cm^{-2} pendant 6 mois. L'énergie des protons est de 1 GeV, les valeurs sont calculées 1 seconde aprés la fin de l'irradiation*

de germanium, on constate que le nombre d'interactions nucléaires induites par les protons primaires diminue quand l'épaisseur du bouclier augmente alors que le nombre de réactions dues aux neutrons augmente. Cette diminution des réactions nucléaires primaires induites par les protons lorsque l'épaisseur du BGO augmente est due à la diminution des protons primaires qui sortent de la cible de BGO pour atteindre le germanium. L'augmentation des réactions induites par les neutrons à l'intérieur du germanium provient quant à elle de la création des neutrons (avec des énergies autour de 1 MeV) dans le BGO.

Nous proposons d'étudier la production de particules β^+ dans la cible de germanium. Avec la même géométrie, nous avons utilisé le module d'activation de TIERCE pour calculer le taux de production des noyaux résiduels créés dans la cible de germanium. Ensuite en utilisant le programme de décroissance développé à Saclay, nous avons déterminé l'activité β^+ lorsqu'on

bombarde le BGO par un flux de 1 protons s^{-1} cm^{-2} de 1 GeV durant 6 mois. La production de particules β^+ dans le germanium ne varie pas de façon significative en fonction de l'épaisseur du BGO comme le montre la figure 4.3 puisque dans notre exemple, le nombre de réactions nucléaires dans le germanium reste constant (seule la nature de ces réactions change).

Cette étude semble indiquer qu'une augmentation de l'épaisseur du bouclier en BGO pour des valeurs comprises entre 1 et 8 cm a un effet très faible sur l'activation des noyaux du germanium. Il serait donc très bénéfique d'augmenter l'épaisseur du BGO de SPI puisque la production des particules β^+ reste constante alors que la transparence aux photons gamma diminue. Une étude tenant compte de la répartition de la masse de BGO et celle de la matrice des détecteurs en germanium ainsi que les contraintes de la mission ameliorerait nos résultats.

Mais il vient s'ajouter une troisième contrainte qui est la limitation du poids d'une mission spatiale. Pour cette raison, une épaisseur de 6 cm a été retenue pour le bouclier en BGO de SPI. Ces simulations nous ont permis d'aller au maximum de l'épaisseur que nous permettait le bilan de masse.

4.2.2 Le modèle géométrique de SPI

Pour étudier le bruit de fond induit par les réactions nucléaires des protons du rayonnement cosmique on a utilisé un modèle simplifié du spectromètre : les trois derniers anneaux constituant le collimateur en BGO ainsi que le masque en tungstène placé à 1,7 m des détecteurs ne sont pas modélisés. La géométrie modélisée en utilisant TIERCE est représenté sur la figure 4.4. Il comprend un plan détecteur de 19 diodes hexagonales en germanium et leur capsules en aluminium, placé sur un plateau en béryllium, le tout à l'intérieur d'un cryostat en béryllium. L'ensemble est entouré d'un blindage en BGO qui forme un puits.

Ce modèle numérique du spectromètre est très simplifié car, d'une part la modélisation complète du spectromètre par TIERCE est très difficile, (celui-ci possèdant des géométries très complexes difficiles à générer), d'autre part seuls les neutrons produits par l'interaction des protons cos-

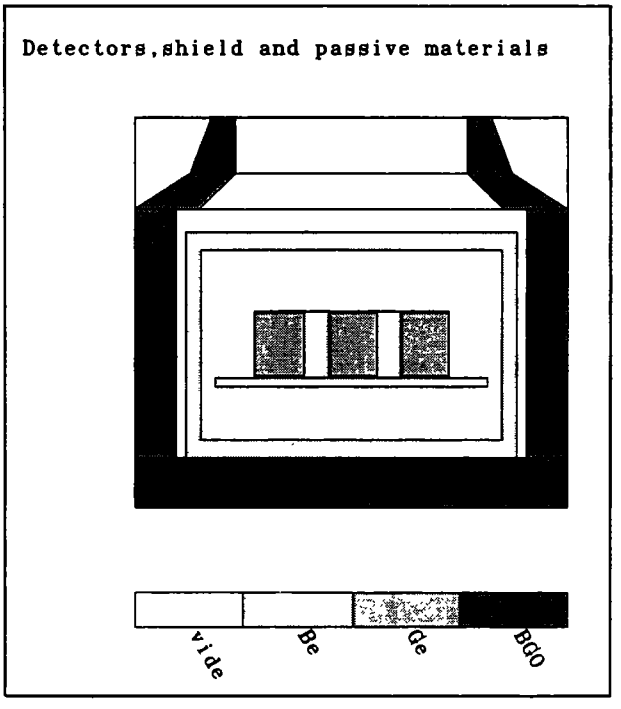

FIG. 4.4 – *Coupe du modèle géométrique de SPI utilisé dans nos simulations TIERCE*

miques avec la matière entourant le système des détecteurs sont pris en compte. Pour l'étude des interactions nucléaires, il est simplement nécessaire de respecter les masses de chaque volume à étudier.

4.2.3 Le spectre des protons incidents

Le spectre des protons cosmiques utilisé dans nos simulations a été obtenu à partir des travaux de [Meyer 1969] est présenté en figure 4.5. Comme nous l'avions évoqué dans la section 3.1.4, l'intensité du rayonnement cosmique primaire est modulée par l'activité solaire. Ainsi, pendant la durée nominale (2 ans) de la mission *INTEGRAL*, le soleil sera au maximum de son activité. En partant de cette hypothèse, on obtient l'expression approximative suivante du spectre

cosmique, dans la bande d'énergie qui nous concerne :

$$Y(E_p) = \sum_{i=1}^{i=5} A_i X(E_p)^i \quad 30\ MeV < E_p < 10\ GeV \tag{4.2}$$

où $X(E) = LogE$, $Y(E) = Log(dN(E))$, et où E_p est l'énergie du proton en MeV, $dN(E_p)$ est le flux différentiel en protons s^{-1} cm^{-2} MeV^{-1}

$A_1 = 27,3$, $A_2 = -23,8$, $A_3 = 6,86$, $A_4 = -0,79$ et $A_5 = 3,12$.

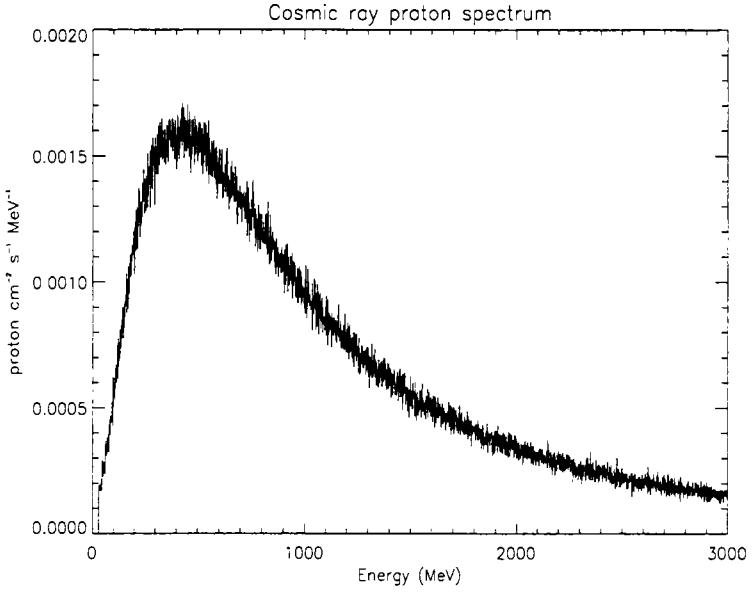

FIG. 4.5 – *Spectre des protons du rayonnement cosmique utilisé dans nos simulations obtenu à partir d'un tirage aléatoire suivant le spectre donné dans l'équation 4.2.*

4.2.4 Spectre des neutrons et protons à l'intérieur du bouclier d'anticoïncidence

Le bruit de fond dû aux décroissances radioactives provient de la décroissance des noyaux instables produits par les interactions nucléaires des protons cosmiques et des neutrons secondaires avec les noyaux des matériaux entourant les détecteurs d'une part, et avec ceux des détec-

teurs eux-mêmes d'autre part. Les protons cosmiques qui arrivent sur le satellite vont interagir avec le blindage en BGO du spectromètre et générer une grande quantité de neutrons et protons secondaires. Pour calculer ces particules secondaires, nous avons bombardé isotropiquement le modèle TIERCE du spectromètre avec les protons cosmiques.

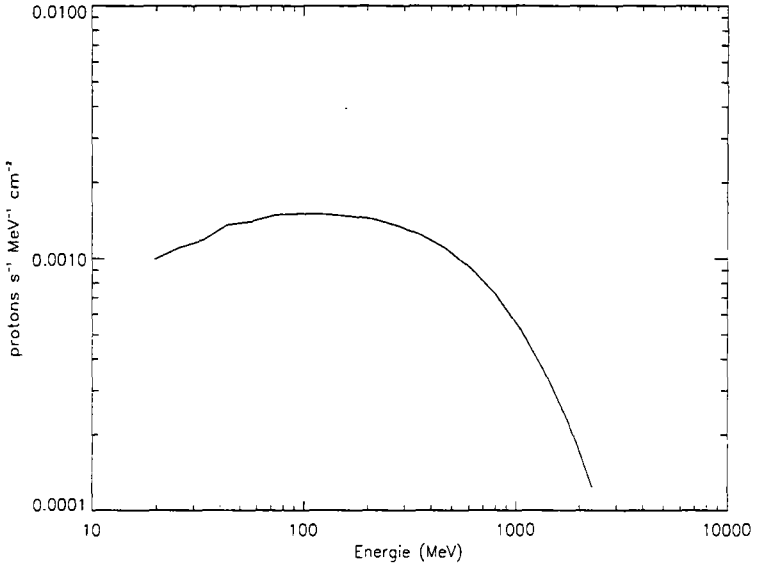

FIG. 4.6 – *Flux de protons de haute énergie (> 20 MeV) sortant du bouclier en BGO et irradiant la matrice des detecteurs en germanium de SPI.*

Après avoir généré 10^5 protons d'énergies tirées aléatoirement suivant le spectre différentiel des protons cosmiques donné par l'équation 4.2, on obtient le flux par proton incident des particules qui sortent du bouclier en BGO et pénétrent dans la matrice de germanium.

Revenons maintenant aux conditions de vol. Sachant qu'au maximum solaire le flux intégré des protons cosmiques est de 1 proton s^{-1} cm^{-2}, le nombre de protons cosmiques qui arrivent par unité de temps sur le spectromètre est donné par : $1 \times FF$, où FF est le facteur de forme du détecteur. Ce dernier dépend de la surface du spectromètre exposée au rayonnement isotrope et de la géométrie de l'expérience. Le calcul des facteurs de forme n'est pas toujours simple, aussi nous donnons quelques formules utiles, pour différents types de géométrie, dans l'Annexe B.

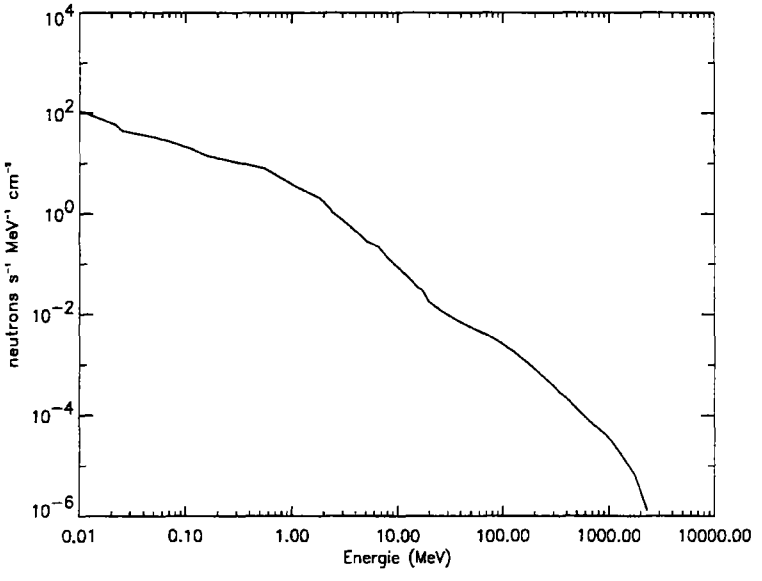

FIG. 4.7 – *Flux de neutrons sortant du bouclier en BGO et irradiant la matrice des detecteurs en germanium de SPI.*

Pour calculer le facteur de forme dans le cas du spectromètre représenté sur la figure 4.4, on considère un cylindre imaginaire le plus petit possible englobant notre expérience. Dans le cas d'un disque épais le facteur de forme est égal à : $FF = S + \frac{hP}{2}$ où S et P sont respectivement la surface et le périmètre du disque de base, h son épaisseur. Pour un éclairement de 1 proton s^{-1} cm^{-2} on obtient $N_p = 8000$ protons s^{-1} arrivant sur l'expérience modélisée. Dans toutes nos simulations par TIERCE, où nous avons utilisé le même modèle géométrique, les résultats seront normalisés par rapport au flux du rayonnement cosmique en utilisant ce facteur de forme.

Les spectres des protons et neutrons qui sortent du BGO pour atteindre la matrice des détecteurs, pour un flux cosmique de 1 proton s^{-1} cm^{-2}, sont représentés sur les figures 4.7 et 4.6. Concernant la distribution des protons, on remarque que le passage des protons cosmiques à travers le bouclier en BGO engendre une perte d'énergie (le maximum du spectre se situe vers 150 MeV). Parallèment, le nombre des protons de haute énergie diminue. Ce phénomène est dû à la perte d'énergie par ionisation et à la création de protons secondaires par réactions de

spallation.

Le spectre de neutrons obtenu [neutrons s^{-1} MeV^{-1} cm^{-2}] peut s'exprimer approximativement par 2 lois de puissance : 5,36 $E_n{}^{-0,65}$ pour 10 keV$\leq E_n \leq$1 MeV et 5,0 $E_n{}^{-1,75}$ pour 1 MeV$\leq E_n \leq$3 GeV ; où E_n est l'énergie du neutron en MeV.

En intégrant les flux précédents jusqu'à 3 GeV, on trouve un flux intégré de 18 neutrons cm^2 s^{-1} et de 0,75 protons cm^2 s^{-1} au niveau du plan détecteur.

4.2.5 Comparaisons du spectre des neutrons avec d'autres résultats de simulation utilisant GEANT/GCALOR

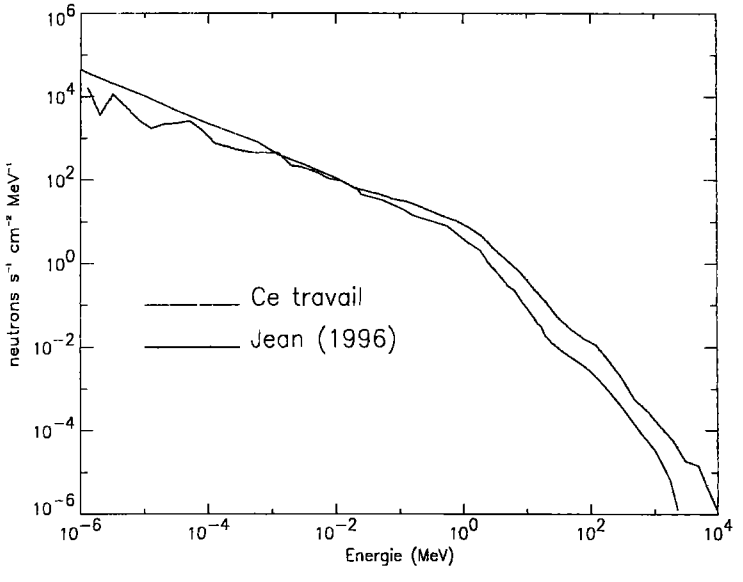

FIG. 4.8 – *Spectre des neutrons à l'intérieur du bouclier en BGO de SPI estimé dans ce mémoire en utilisant TIERCE et par [Jean 1996] utilisant GCALOR*

D'autres simulations du bruit de fond de SPI ont été effectuées par [Jean 1996] au CESR Toulouse avec le code GCALOR de GEANT. Pour la haute énergie entre 20 MeV et 3 GeV, ce code utilise HETC avec le modèle de cascade de [Bertini 1963]. Au- delà de 3 GeV, il utilise

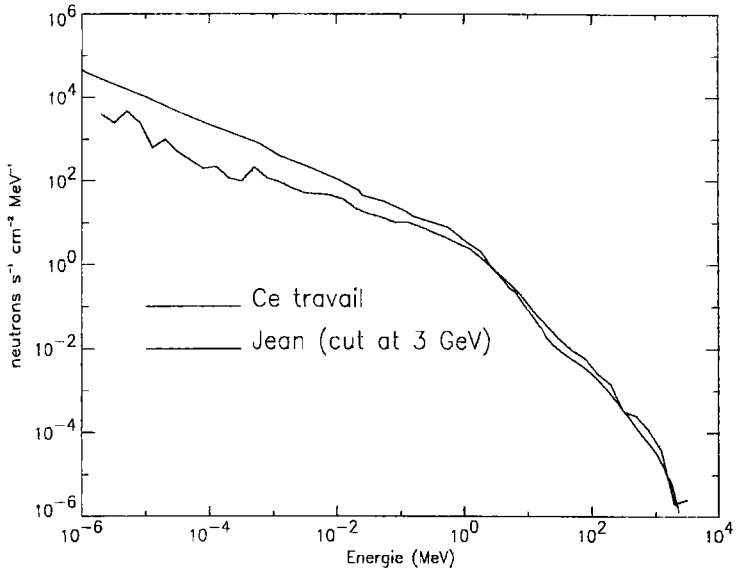

FIG. 4.9 – *Spectre des neutrons à l'intérieur du bouclier en BGO de SPI estimé dans ce mémoire en utilisant TIERCE et par [Jean 1996] utilisant GCALOR (avec des protons cosmiques d'énergie inférieure à 3 GeV.*

FLUKA. Le transport à basse énergie est assuré par le code MICAP.

Nous nous proposons, concernant le spectre des neutrons à l'intérieur du bouclier, de confronter nos résultats avec ceux obtenus à Toulouse . Les deux spectres de neutrons sont représentés sur la figure 4.8.

On constate des écarts importants à haute comme à basse énergie (70% à 1 MeV et 75% à 500 MeV et plus en dessous de 10 keV).

Du fait des nombreuses différences des données d'entrée dans les deux simulations, l'interprétation de ces écarts n'est pas très simple. Evoquons tout d'abord ces différences :

- Dans [Jean 1996], le collimateur en BGO, le masque et le satellite sont modélisés. Ce n'est pas le cas dans notre simulation.

- L'énergie des protons du spectre de rayonnement cosmique utilisé par Jean s'étend jusqu'à 10 GeV, pour seulement 3 GeV dans notre simulation. Nous n'avons pu aller au-delà puisque le

code HETC utilisé dans TIERCE a son seuil haut à 3 GeV. Notons que les protons d'énergies comprises entre 3 et 10 GeV représentent environ 14% du flux intégré des protons du rayonnement cosmique (1 proton $s^{-1}cm^{-2}$ au maximum solaire).

- Une troisième différence réside dans la nature même des codes utilisés. Pour la basse énergie, TIERCE utilise MCNP, alors que GCALOR utilise MICAP. Cependant MCNP et MICAP utilisent les sections efficaces ENDF/B-V et des comparaisons [Atale 199]à partir de simulations de neutrons de 800 MeV sur des cibles sphériques montrent qu'ils sont en bon accord dans la bande des énergies inférieures à 300 keV par contre entre 300 keV et 1 MeV, MCNP produit plus de neutrons que MICAP. On peut penser que ces différences subsistant entre les deux approches pourraient venir des méthodes de lissage et d'interpollation qu'ils utilisent pour reconstituer des sections efficaces continues. HETC est utilisé dans TIERCE, comme dans GCALOR, entre 20 MeV et 3 GeV. Notons cependant des améliorations apportées dans le module d'évaporation de HETC/TIERCE et ne figurant pas dans HETC/GCALOR. Des simulations ont été refaites avec un spectre de protons d'énergie maximale égale à 3 GeV en utilisant GCALOR. Les nouveaux résultats de spectre de neutrons sont en accord avec notre spectre de neutrons dans la gamme d'energie comprise entre 1 MeV et 3 GeV. Cependant en dessous de 1 MeV nous avons une surestimation des neutrons produits par rapport à la simulation GCALOR (voir figure 4.9). Pour essayer de comprendre ces différences, nous avons fait des simulations simples sur une cible cylindrique en BGO de diamètre 20 cm et d'épaisseur 5 cm. Nous avons irradié une face de cette cible avec des protons de 1, 2 et 3 GeV et nous avons calculé le nombre de neutrons et protons qui sortent sur l'autre face en utilisant les codes GCALOR et TIERCE. Les résultats sont présentés sur la table 4.2.5 Cette table montre qu'au-dessus de 1 GeV TIERCE et GCALOR sont en accord. En revanche, en dessous de 1 GeV, GCALOR produit plus de neutrons que TIERCE, ce qui est en contradiction avec les résultats obtenus avec le modèle SPI.

Plusieurs hypothèses peuvent être émises :

- ces différences pourraient provenir des moyens utilisés par MCNP d'une part, et MICAP d'autre part, pour simuler le transport des neutrons de basse énergie ($E \leq 20MeV$).

Energie du proton incident E (GeV)	GCALOR		TIERCE	
	n (< 1MeV)	n (> 1MeV)	n (< 1MeV)	n (> 1MeV)
1	0,38	1,34	0,15	1,27
2	0,46	1,89	0,2	1,87
3	0,55	2,4	0,24	2,28

TAB. 4.2 – *Comparaison des taux de production de neutrons entre GCALOR et TIERCE. E est l'energie des protons qui bombardent une face de la cible de BGO, n le nombre de neutrons par proton incident qui sortent de l'autre face de la cible.*

- le fait que le satellite ne soit pas pris en compte dans notre modèle revient à considérer qu'il est transparent aux protons cosmiques. On surestime ainsi le flux des protons de haute énergie qui vient frapper le bouclier en BGO. Cependant il a été montré que l'effet du satellite sur le spectre des neutrons à l'intérieur du BGO était négligeable (voir [Jean 1996]).

4.3 Simulation du bruit de fond et techniques utilisées pour sa réduction

Les protons secondaires et les neutrons de haute énergie créés à l'intérieur du bouclier vont interagir par spallation avec les matériaux qui y sont présents. Les réactions sur ces matériaux produisent des noyaux instables qui décroissent par processus β ou par capture électronique. Le noyau fils issu de la décroissance est généralement produit dans un état excité et revient à son état fondamental en émettant un ou plusieurs photons gamma. La radioactivité induite dans ces matériaux produit ainsi d'une part une combinaison de raies, dues à la captureélectronique ou à la transition isomérique, et d'autre part un continuum résultant principalement de l'ionisation des particules β^+ et β^- combinée avec les photons gamma. La probabilité que le ou les photons

émis produisent des raies de bruit de fond sur les détecteurs dépend de l'endroit où se produit la décroissance.

- Les décroissances radioactives dans les détecteurs.

Lorsque les décroissances β se produisent dans les détecteurs, le spectre de bruit de fond est généralement un continuum, on n'observe pas de raies. Ceci est dû d'une part au fait que la distribution en énergie des positons ou des électrons émis dans le détecteur est de nature continue, et d'autre part au fait que le temps caractéristique des désexcitations de noyaux instables qui suivent les processus de décroissance est court comparé au temps de codage électronique du système des détecteurs. Ce système, ne pouvant séparer les événements «arrivée de la particule β» et «arrivée du photon gamma», somme donc les énergies correspondantes.

Lorsqu'il s'agit de décroissance β^+, suivie ou non de désexcitation du noyau fils, le positon dépose son énergie par ionisation dans le détecteur avant de s'annihiler. Les deux photons d'énergie égale à 511 keV, ainsi que l'éventuel photon de désexcitation, participent à la détection. Ce type d'événement domine le bruit de fond au dessus de 1 MeV.
Les décroissances β^- sans photon de désexcitation dans les détecteurs créent des événements appelés β^- «localisé». L'électron issu de la décroissance dépose son énergie sur une petite région (les électrons de 1 MeV ont un libre parcours de quelques mm dans le germanium). Nous verrons par la suite que ce type d'événement, dominant le bruit entre 200 keV et 1.3 MeV, peut être éliminé en utilisant la PSD (Pulse Shape Discrimination). Si par contre la décroissance β^- s'accompagne de l'émission d'un photon, alors le dépot d'énergie se fait sur plusieurs sites du détecteur, on parlera de β^- «non localisé».

Nous verrons dans le paragraphe suivant que chaque méthode de réduction de bruit de fond que nous utilisons s'applique pour un type d'événement bien défini.

- Les décroissances par captures électroniques avec ou sans désexcitation de noyau fils produisent des raies. Dans ce type de décroissance, un électron orbital est capturé par le noyau interagissant ainsi avec un proton pour donner un neutron. L'électron orbital capturé provient

(dans plus de 90% des cas) de la couche K. L'énergie de désintégration est emportée par un neutrino. L'énergie déposée provient de l'énergie des photons émis lors du réarrangement du cortège électronique de l'atome et de l'énergie de l'éventuel photon de désexcitation.

Les décroissances radioactives dans le matériau passif à l'intérieur du blindage.

Comme nous l'avons rappelé plus haut les particules β sont généralement arrêtées dans une petite région. Les photons gamma accompagnant les décroissances β, les captures électroniques ou les annihilations de positons de la décroissance β^+ peuvent par conséquent induire des raies de bruit de fond. Notons que l'annihilation produit deux photons à 511 keV dans des directions opposées. Ainsi, dans la plupart des cas, un des photons s'échappe du matériau passif pour interagir dans le blindage et le veto est déclenché pour la décroissance β correspondante.

4.3.1 Les étapes de la simulation

Nous voulons calculer la contribution d'un volume donné au bruit de fond de SPI dû aux décroissances radioactives. Ce calcul se fait en plusieurs étapes :

1. On calcule les taux de production des noyaux résiduels du volume à étudier en utilisant le code TIERCE.
2. Le programme de décroissance (voir appendice A) que nous avons développé nous permet de déterminer l'activité β^+, β^-, ou/et EC de chaque radionucléide produit, et ceci dans les conditions de vol. Ce programme calcule aussi les spectres des particules β émises par chacun des noyaux.
3. La troisième étape consiste à répertorier les radionucléides avec ou sans émission de photons de désexcitation. Pour les noyaux avec émission de photons de désexcitation, on utilise les données publiées dans [Audi et al. 1996] concernant les schémas de décroissance tels que les niveaux d'énergie, les probabilités de transition de ces niveaux et les énergies de transition.
4. On simule ensuite pour chaque noyau, en utilisant le code GEANT, le transport des particules β et des éventuels photons de désexcitation. L'énergie des particules β est tirée aléatoirement

suivant le spectre calculé, l'énergie des photons est connue et issue de l'étape précédente. Notons que pour une décroissance simulée, la probalité de simuler le transport d'un photon est calculée en tenant compte de la probabilité de transition correspondante.

5. Pour chaque noyau et chaque type de désintégration, le spectre détecté dans la simulation Monte-carlo est convolué avec la résolution en énergie des détecteurs et ensuite normalisé par rapport à l'activité β^+, β^- ou EC du noyau étudié.

Nous précisons que le modèle numérique de SPI utilisé dans les simulations GEANT (figure 4.3.1) est plus précis que le modèle TIERCE. Le transport des photons est très sensible à la répartition spatiale des masses, il est donc essentiel de modéliser avec précision les détecteurs et les matériaux qui l'entourent. Nous avons pu le faire pour les détecteurs, les capsules et quelques éléments constituant le cryostat. Ainsi, on a pu ainsi calculer leur contribution au bruit de fond.

4.3.2 Le continuum

Dans la bande d'énergie où sont produites les raies gamma (10keV, 20 MeV), la composante continue du spectre de bruit de fond des spectromètres en germanium est due principalement aux interactions de particules secondaires avec les détecteurs . Ces particules secondaires constituées de protons et neutrons sont produites par l'interaction du rayonnement cosmique avec les matériaux entourant les détecteurs.

Nous avons fait des simulations Monte Carlo pour déterminer le spectre des neutrons et protons produits à l'intérieur du blindage en BGO du spectromètre SPI. Ainsi, ces calculs nous ont permis de déterminer le bruit de fond continu induit par les décroissances radioactives β^+ et β^- des noyaux résiduels produits dans le germanium.

Ensuite, grâce à l'utilisation de la PSD (Pulse Shape Discrimination) et des signatures énergétiques dans des bandes d'énergie bien choisies, on obtient une importante réduction du bruit de fond.

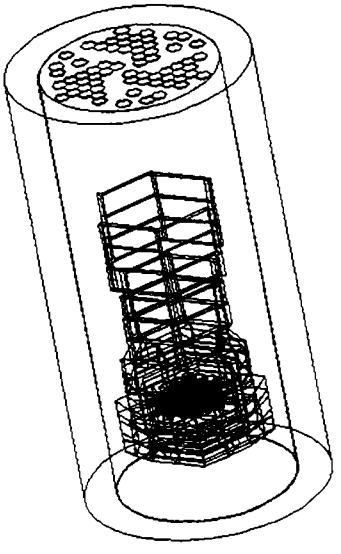

FIG. 4.10 – *Modèle GEANT de SPI utilisé pour la simulation du tranport des particules β et des photons de désexcitation.*

Les résultats de cette étude ont fait l'objet d'un article soumis au journal "Nuclear Instruments and Methods in Physics Research" et reproduit dans l'annexe C.

4.3.3 Les raies de bruit de fond

La masse de matériau passif à l'intérieur du blindage d'anticoïncidence est loin d'être négligeable. Dans le bilan de masse du spectromètre SPI [Cotin 1996], on voit apparître de nombreux matériaux, notamment ferreux, en dehors du germanium et beryllium. Notre démarche est d'étudier ces différents matériaux du point de vue de leur bruit gamma une fois activés par les protons et les neutrons présents à l'intérieur du blindage. Le tableau 4.3.3 dresse la liste des isotopes «interdits» dans le sens où ils peuvent émettre des raies d'intérêt astrophysique. En effet, la décroissance de tels isotopes engendre des photons gamma à des énergies correspondant à celles émises par d'éventuels astres célestes.

Les résultats de cette étude ont été soumis au journal "Nuclear Instruments and Methods in Physics Research" et reproduits dans l'annexe D.

Intérêt astrophysique		Raies	Isotope	Demie vie	décroissance	Branchement
Noyau	Site de production	(keV)				
^{7}Be	Novas	478	^{7}Be	53,3 j	100% EC	0.1
^{56}Co	SNs galactiques et extragalactiques	847	^{56}Mn	2,58 j	β^-	0,56
			^{56}Cr	5,9 m	β^-	
		847 1238	^{56}Co	78,8 j	19% β^+ 81% EC	1 0,68
			^{56}Ni	6,1 dj	100% EC	
^{44}Ti	Cas A, SNs galactiques	1157	^{44}Sc	3,93 h	95% β^+ 5% EC	0,99
		68 78	^{44}*Ti*	47 a	EC	0,88 0,93
		1157	^{44}K	22,1 m	β^-	0,58
^{60}Fe	SNs galactiques	1173 1332	^{60}*Co*	5,3 a	β^-	1,0 1,0
			^{60}*Fe*	3 10^5 a	β^-	
		1332	^{60}Cu	23,4 m	93% β^+ 7% EC	0,88
			^{60}Zn	2,42 m	97% β^+ 3% EC	
^{22}Na	Novas	1274	^{22}*Na*	2,6 a	90% β^+ 10% EC	0,99
			^{22}*Mg*	3,86 s a	100% β^+	
		1274	^{22}F	4,23 s	β^-	1
^{26}Al	Novas, SNs, étoiles de type WR galactique	1809	^{26}*Al*	7,5 10^5 a	82% β^+ 15% EC	0,99
			^{26}*Si*	2,21 s	β^+	
		1809	^{26}Na	1,08 s	β^-	0,99
^{16}O*	interactions du RC avec le SI	6129	^{16}N	7,13s	100% β^-	0,68

TAB. 4.3 – *Liste des isotopes interdits donnant des raies de bruit de fruits à des énergies correspondant aux énergies des raies d'intérêt astrophysique. Les isotopes apparaissant en italique sont les isotopes à grande période, nous pouvons les éliminer ainsi que leurs parents dans la liste des isotopes interdits.*

4.3.4 Application au choix du matériau de la visserie du cryostat

Pour fermer les trappes du cryostat de SPI , on a prévu 270 vis. La visserie constitue donc une masse non négligeable à l'intérieur du blindage située à proximité des détecteurs. Les deux matériaux pressentis pour la visserie sont le titane et l'inox. Nous nous proposons de comparer l'impact scientifique de chacun de ces deux matériaux une fois activé à l'intérieur du blindage. L'étude que nous allons faire est une comparaison qualitative du titane et de l'inox qui tient compte de la résistance mécanique de ces deux matériaux.

Les deux matériaux proposés sont l'acier inox 1810 et titane TA 6V, nous allons d'abord donner leur propriétés chimiques.

- **Acier inox Z 2 CN 18.10**

Composition chimique (%) : fer : 72, carbone :0,030 (max), magnésium :2,0 (max), phosphore : 0.040 (max), souffre : 0,030 (max), silicium : 1,0 (max), nickel : 9,0/11,0 (max), chrome : 17,0/19,0 (max).

Masse volumique (g cm^{-3}) : 7,9

- **TA 6V**

Composition chimique (%) : titane : 90, aluminium : 6, vespel : 4, fer <0.25, carbone : <0.08, azote : <0.07, hydrogène : <0.0125, oxygène : <0.20.

Masse volumique (g cm^{-3}) : 4.43

Des calculs de performances mécaniques montrent qu'en première approximation, pour un nombre de vis constant et de même longueur, nous obtiendrons une résistance mécanique équivalente pour une vis en inox de diamètre 4 cm et une vis en titane de diamètre 2 cm. Ce qui se traduit par un rapport de masse, à résistance mécanique équivalente, de :

$$\frac{M_{inox}}{M_{inox}} = 2^2 \frac{7,9}{4,4} \sim 7 \tag{4.3}$$

La masse des vis étant faible par rapport à celle des autres matériaux à l'intérieur du blindage, nous proposons de faire une étude qualitative en remplaçant dans le modèle géométrique de SPI tout le beryllium du cryostat par de l'inox 1810 puis ensuite par du titane. Le rapport de masse

Activité	Inox 1810		Titane
	β^+ s^{-1} g^{-1}	β^+ s^{-1} pour 7 g	β^+ s^{-1} g^{-1}
β^+	3,9 10^{-3}	2,7 10^{-2}	5,7 10^{-3}
β^-	2,7 10^{-3}	1,89 10^{-2}	1,18 10^{-2}

TAB. 4.4 – *Taux de décroissance β dans l'inox et le titane calculé pour un flux de protons de 1 proton s^{-1} cm^{-2} pendant 6 mois d'irradiation.*

pris en compte entre l'inox 1810 et le titane est celui calculé dans l'équation 4.3. Pour les deux matériaux, nous avons gardé le même volume, par contre à resistance mécanique égale pour avoir un rapport de masse égale à 7 nous avons remplacé la densité réelle du titane par celle de l'inox divisée par 7. Du point de vue de l'objectif de la simulation cette astuce technique est correcte.

La première étape de notre simulation consiste à bombarder notre modèle géométrique par les protons du rayonnement cosmique en utilisant le code TIERCE pour obtenir les taux de production des noyaux résiduels créés dans les deux matériaux. Ensuite nous avons utilisé le programme de décroissance développé à Saclay (présenté dans la section 3.3.2 du chapitre 3.3) pour calculer l'activité β^+ et β^- pour chaque noyau créé. Ces activités ont été calculées pour un flux cosmique de 1 proton s^{-1} cm^{-2}. En tenant compte de l'équivalence des performances mécaniques, nous avons comparé les résultats pour 7 g d'inox 1810 et 1 g de titane d'autre part (voir table 4.4).

Sachant que la décroissance β est aussi accompagnée de l'émission d'un gamma avec un certain rapport de branchement, nous en avons déduit la production de rayonnement gamma à l'intérieur du blindage pour nos deux matériaux. Les résultats présentés sur la table 4.5 sont l'émissivité de l'inox et du titane par rapport aux raies d'intérêt astrophysique données en la table 4.3.3.

Nous remarquons que l'inox 1810 produit environ 5 fois plus de β^+ que le titane à résistance mécanique équivalente, donc plus de gamma à 511 keV.

Raies d'intérêt astrophysique	Mode de décroissance et isotope	**Inox 1810**		**Titane**
		γ s^{-1} g^{-1}	γ s^{-1} pour 7 g	γ s^{-1} g^{-1}
^{7}Be 478 keV	EC ^{7}Be	1,61 10^{-8}	1,13 10^{-7}	1,13 10^{-7}
^{22}Na 1274 keV	β^{+} ^{22}Na	7,75 10^{-6}		2,78 10^{-5}
	β^{-} ^{26}Al	2,08 10^{-6}		9,02 10^{-7}
	Total	9,84 10^{-6}	6,89 10^{-5}	2,87 10^{-5}
^{26}Al 1809 keV	β^{+} ^{26}Al	0		0
	β^{-} ^{26}Na	0		2,39 10^{-6}
	Total	0	0	2,39 10^{-6}
^{44}Ti 1157 keV	β^{+} ^{44}Sc	5,99 10^{-4}		2,94 10^{-3}
	β^{-} ^{44}K	1,40 10^{-6}		9,13 10^{-6}
	Total	6,00 10^{-4}	4,20 10^{-3}	2,95 10^{-3}
^{56}Co 847 keV 1238 keV	β^{+} ^{56}Co	4,24 10^{-4}		0
	β^{-} ^{56}Mn	5,02 10^{-4}		0
	Total	9,26 10^{-4}	6,48 10^{-3}	0
^{60}Fe 1173 keV 1332 keV	β^{+} ^{60}Cu	1,17 10^{-6}		0
	β^{-} ^{60}Fe	2,01 10^{-6}		0
	Total	3,17 10^{-6}	2,22 10^{-5}	0

TAB. 4.5 – *Comparaison du titane et de l'inox quant à leur production de raies gamma d'intérêt astrophysique.*

Concernant les autres raies astrophysiques, celles du ^{56}Co et du ^{60}Fe ne sont présentes que pour l'inox 1810 ; ceci est dû à la présence dans l'inox du Mn, du Cr et du Fe. Globalement le titane produit moins d'isotopes interdits que l'inox et serait donc beaucoup plus avantageux en termes d'objectifs astrophysiques pour SPI.

4.4 Estimation de la sensibilité de SPI aux raies gamma fines

L'application astrophysique de ce calcul de bruit de fond est bien sûr l'estimation de la sensibilité de l'instrument. La statistique de comptage définit le niveau de sensibilité de tout télescope gamma, comme de tout télescope où chaque photon est compté individuellement. Dans les observations astrophysiques, le niveau de bruit de fond est important comparé à celui du signal. Il devient difficile d'extraire le signal.

Lorsque le rapport signal sur bruit est très faible, la sensibilité f_n est donnée par l'expression suivante dérivée de la formule donnée dans [Staubert 1985] :

$$f_n = \frac{n}{2X}(n + \sqrt{n^2 + 4N}) \tag{4.4}$$

où :

$$N = b\Delta E A_{on} h T_{obs} l(1 + \alpha) \tag{4.5}$$

et :

$$X = A_{on} \varepsilon t T_{obs} l m \tag{4.6}$$

où :

n est le niveau de confiance de la raie etudiée (nombre de σ), N le bruit de fond total normalisé (coups), X l'exposition (cm^{2}s), b le taux de comptage volumique du bruit de fond (coups s^{-1}cm^{-3}MeV^{-1}), ΔE le domaine en énergie de la raie étudiée (MeV)

A_{on} la surface totale des détecteurs éclairés par la source (cm^2), h la hauteur des détecteurs

(cm), T_{obs} le temps d'observation (s), l la proportion de temps effectif durant l'observation, α le rapport de la surface du plan de détection éclairée par la source A_{on} sur la surface masquée A_{off}, ε l'efficacité d'absorption totale des détecteurs, t la transmission du matériau placé sous le masque, m la modulation, c'est la fraction des gamma de la source qui interagissent dans le masque.

Pour tirer profit des techniques de réduction de bruit de fond appliquées au traitement des données (PSD, signatures énergétiques, voir article reproduit en 4.3) , on définit quatre différentes classes d'événements. Pour chaque classe i, on calcule les paramètres b_i, s_i, Δ_i et ε_i. Les quatre classes d'événements utilisées dans ce calcul sont :

- les événements simples "localisé", $i = 1$

- les événements simples "non-localisé", $i = 2$

- les événements doubles sans signature énergétique, $i = 3$

- les événements doubles avec signature énergétique, $i = 4$

A chacune des classes est appliqué un critère de sélection. Entre 200 keV et 1,5 MeV, les événements de la classe 1 seront reconnus par la PSD et donc rejetés. Les signatures énergétiques sont appliquées entre 0,2 MeV et 3 MeV aux événements doubles avec un dépôt d'énergie dans un des détecteurs égal à 511 keV (lors d'une décroissance β^+) ou égal à l'énergie de désexcitation du noyau étudié (lors des décroissances β accompagnées d'un photon de désexcitation). Ces événements, de la classe 4, seront aussi rejetés. Par contre ceux des classes 2 et 3 sont acceptés.

Après l'application des critères de sélection, la télémétrie fournira quatre tables de données associées aux quatre classes d'événements. A chaque classe i on associe une sensibilité f_i définie par :

$$f_i = \frac{n}{2X_i}(n + \sqrt{n^2 + 4N_i}) \tag{4.7}$$

avec :

$$N_i = s_i b_i \Delta E_i A_{on} h T_{obs} l (1 + \alpha) \tag{4.8}$$

et :

$$X_i = A_{on} t T_{obs} l m s_i \varepsilon_i \tag{4.9}$$

où s_i est le facteur de réduction du bruit de fond appliqué aux événements de la classe i et à l'efficacité de détection.

Pour obtenir la sensibilité totale, on applique un résultat de statistique [Lyons 1986]. Si plusieurs expériences mesurent la quantité physique a avec différentes erreurs σ_i, le meilleur estimateur de la précision sur a est une combinaison des différentes erreurs donnée par :

$$1/\sigma^2 = \sum (1/{\sigma_i}^2) \tag{4.10}$$

La sensibilité étant proportionnelle aux fluctuations statistiques du bruit et du signal, on peut donc exprimer la sensibilité de SPI sous la forme :

$$f = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^{i=4} (1/{f_i}^2)}} \tag{4.11}$$

Dans l'application numérique les valeurs des paramètres sont les suivantes : $n = 3$ (on admet en général que la source ponctuelle la plus faible qu'un télescope soit en mesure de détecter doit produire un signal au moins trois fois supérieur à la déviation standard associée au bruit - un bruit statistique en l'occurence -, T_{obs}=10^6 s, $A_{on} = 263$ cm^2, $\alpha = 1.11$, $h = 7$ cm, $l = 0.95$.

Dans le cas d'une raie fine de forme gaussienne, la sensibilité optimum est obtenue avec :
$\Delta E_i = 1.5\ \delta E_i$
où δE_i est la résolution en énergie. Les valeurs utilisées pour les résolutions en énergie et des efficacités de détection sont données dans [Kandel et al. 1996]. Les valeurs de m et t de la formule 4.9 sont données dans [Jean 1996]. Les valeurs d'efficacité de la PSD (facteur s_1 et s_2) qu'on a utilisées sont issues des simulations récentes effectuées au CESR. Dans nos calculs, le bruit de fond considéré est le continum (voir section 4.3.2) qui comprend les diffusions élastiques des neutrons, les fuites à travers le blindage, la contribution du masque, le flux passant

par l'ouverture et les décroissances radioactives. Les raies de bruit de fond ne sont pas prises en compte.

Les sensibilités globales de SPI avec et sans réduction de bruit de fond sont représentées sur la figure 4.4

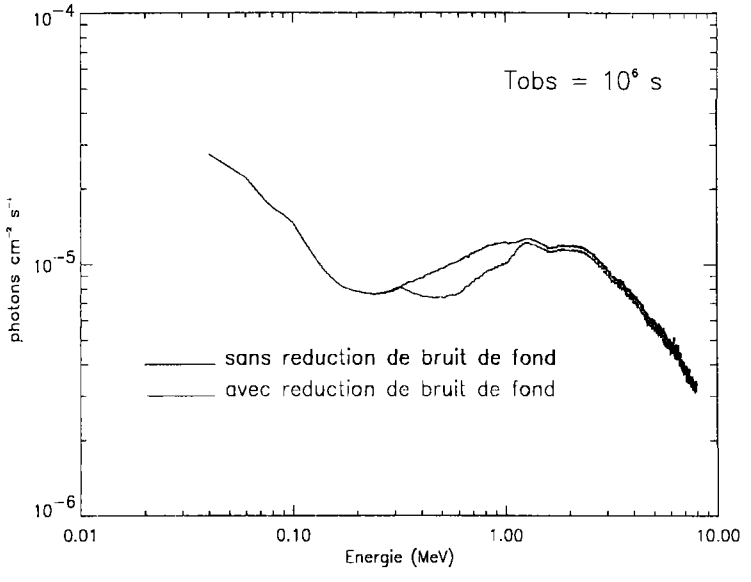

FIG. 4.11 – *Sensibilité à 3σ pour l'observation des raies gamma fines d'une source ponctuelle située dans l'axe du spectromètre SPI avec et sans application des techniques de réduction de bruit de fond.*

On observe, pour plusieurs raisons, des différences avec la sensibilité estimée précédemment dans Jean (1996) [Jean 1996].

- Nous n'avons pas la même composante due aux décroissances radioactives dans les spectres de bruit de fond total. En effet, dans Jean (1996), les décroissances β^- accompagnées de photons de désexcitation sont supposées être éliminées par le veto : la composante β^- «non-localisé» est sous-estimée. Par contre, mes calculs donnent moins d'événements β^- «localisé».

- Dans Jean (1996), seuls les événements doubles avec un dépot à 511 keV sont rejetés. Dans nos

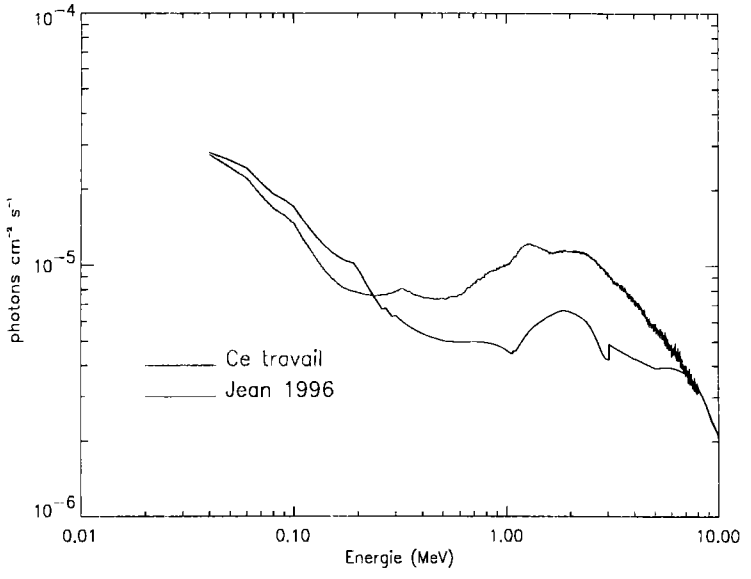

FIG. 4.12 – *Comparaison de la sensibilité aux raies gamma fines de SPI obtenue dans nos calculs avec celle donnée dans [Jean 1996]. Les techniques de réduction de bruit sont appliquées dans les deux calculs. Le temps d'observation est le même.*

simulations, en plus de ces événements, nous rejetons les doubles avec un dépot correspondant à l'énergie du photon de désexcitation.

- Dans Jean (1996), les valeurs d'efficacité sont estimées par simulations Monte Carlo. Celles utilisées dans ce travail sont plus proches des mesures faites récemment au CESR Toulouse (une différence de moins de 20%).

- Les valeurs d'efficacité de la PSD utilisées dans Jean (1996) sont plus optimistes que celles utilisées dans cette thèse (facteur 1,35 à 500 keV). Les nouvelles efficacités sont calculées avec un modèle de détecteur plus précis.

- Dans [Jean 1996] tous les événements multiples sont pris en compte dans le bruit de fond pour calculer la sensibilité. Le calcul de la sensibilité que nous avons présenté ne prend pas en compte les événements doubles. En effet, pour les événements multiples d'ordre supérieur à 2,

il devient très difficile de connaître quel est le premier, le deuxième ou le troisième détecteur touché. Ainsi, on perd l'information spatiale sur ces événements, information qui est capitale pour le traitement d'images des télescopes à masque codé. De ce fait, on suppose que tous les événements d'ordre supérieur qu'ils soient source ou bruit ne sont pas traités. Par ailleurs ces événements ont été calculés et représentent moins de 6% de bruit continuum β (donc, cette hypothèse n'a pas beaucoup d'influence sur le calcul de la sensibilité).

En guise de résumé, nous présentons sur la table 4.6 les hypothèses et les résultats de nos simulations en les comparant avec ceux présentés dans [Jean 1996].

Ce travail	Jean, 1996	Commentaires
géométrie SPI		
modèle TIERCE avec blindage, cryostat,détecteurs encapsulés sans collimateur et masque	modèle GEANT complet collimateur, masque et satellite	géométries surfaciques utilisées dans TIERCE plus difficiles à mettre en oeuvre
spectre des protons cosmiques		
protons cosmiques pour $E \leq$ à 3 GeV (min. sol. /2)	protons cosmiques : $E \geq 10$ GeV (max. sol. $\neq$ à basse énergie)	Seuil haut TIERCE/HETC: 3 GeV
spectre des neutrons dans le blindage		
obtenu par TIERCE	obtenu par GEANT/GCALOR	Jean (96) produit plus de neutrons au dessus de 1 MeV et moins en dessous
bruit de fond dû aux décroisssances radioactives (sans réduction de bruit de fond)		
On prend en compte les décroissances β^- accompagnées de photons de désexcitation	ces événements sont supposés être anticoïncidés par le BGO	Jean (96): moins de β^- non localisé et plus de β^- localisé bruit total β: Jean(96)>Diallo(99) entre 0,2-1MeV et > 4MeV Jean(96)<Diallo(99) 1-4 MeV
efficacité PSD		
les valeurs utilisées sont celles mesurées au CESR	Simulation Monte Carlo sur modèles moins précis	PSD dans Jean(96) plus efficace(facteur 1.,35 à 0,5 MeV)
bruit de fond dû aux décroisssances radioactives (avec réduction de bruit de fond entre 0,2 et 3 MeV)		
AC, PSD, Signatures Energétiques	AC, PSD, signatures qu'à 511 keV	bruit total β:Diallo(99)>Jean(96) entre 0,2-3 MeV (facteur maximum 4 à 1 MeV)
efficacité des détecteurs		
valeurs utilisées (kandel,1996) obtenues par simulation sur modèles de détecteurs trés précis	Modèles de détecteurs moins précis (cylindres)	efficacités de Jean (1996) sont plus optimistes au dessus de 200 keV écart 10 à 25%(ex. 18% à 1MeV)
sensibilité aux raies gamma fines		
détecteurs moins efficaces bruit de fond plus élevé	efficacité PSD plus optimiste	mêmes composantes du bruit sauf la composante β.Sensibilité Jean(96) meilleure(E>200keV)(écart 30% à 1MeV)

TAB. 4.6 – *Tableau récapitulatif des différences dans les hypothèses et résultats de calculs entre Jean (1996) et nous*

CONCLUSION

Conclusion

Rappelons la mission principale du spectromètre SPI : il s'agit de détecter, avec la meilleure sensibilité possible des raies gamma fines dans la bande d'énergie 20 keV à 8 MeV. Les objectifs principaux de notre travail étaient le calcul prévisionnel et la minimisation du bruit de fond enregistré dans SPI, en se concentrant sur la composante dite «retardée» du bruit de fond hadronique, conséquence des décroissances des noyaux radioactifs créés dans l'environnement des détecteurs eux-mêmes.

Ceci nous a tout d'abord conduit, en utilisant le code TIERCE développé au CEA/DAM (simulations Monte-Carlo), à déterminer le spectre des neutrons et protons secondaires de haute énergie produits dans le blindage. Nous avons ensuite calculé le taux de création de noyaux résiduels dans les détecteurs en germanium et dans le matériel passif les entourant. Il nous a donc fallu développer un programme simulant la décroissance de ces noyaux, à l'aide duquel nous avons déterminé l'activité β et l'émissivité gamma des matériaux présents à l'intérieur du blindage.

Ces données, injectées dans le code de transport GEANT, nous ont finalement permis de calculer le bruit de fond de SPI.

Nos résultats montrent que ce dernier est dominé, au delà de 100 keV, par la composante dûe aux décroissances radioactives. En effet, entre 200 keV et 4 MeV cette composante représente 85% du bruit de fond total. On note une prédominance de la composante β^- entre 100 keV et 1 MeV. Au delà d'un mégaélectronvolt, le bruit résulte des décroissances β^- et β^+.

Les techniques de réduction de bruit de fond utilisées, telles que le blindage actif (système d'anticoïncidence), la PSD (Pulse Shape Discrimination) et les Signatures Energétiques permettent de réduire d'environ 70% la composante β^- et d'environ 80% la composante β^+.

Cette étude nous a par ailleurs permis d'optimiser la configuration du spectromètre et d'effectuer des choix concernant les matériaux entourant les détecteurs.

Dans la configuration retenue, l'application des techniques de réduction de bruit de fond conduit

à une amélioration de l'ordre de 15% de la sensibilité dans la bande d'énergie comprise entre 1,5 MeV et 4 MeV où la majorité des observations sont faites.

La valeur relativement modeste de cette amélioration ne doit pas occulter le fait suivant : un gain d'un facteur donné sur le bruit de fond a le même effet sur la sensibilité qu'une multiplication de la surface de détection par le même facteur[1]. A titre d'exemple, le bruit de fond total de SPI est réduit de 60% à 2 MeV. Pour obtenir le même résultat en terme de sensibilité, il aurait fallu augmenter la surface des détecteurs en germanium de 300 cm^2, soit environ 11 détecteurs supplémentaires par rapport aux 19 prévus.

La comparaison de nos résultats avec ceux présentés dans [Jean 1996], en termes de bruit de fond total et après application des techniques de réduction, fait apparaître un bruit moins élevé pour Jean entre 200 keV et 4 MeV, avec un écart maximum de 70% autour d'un mégaélectron-volt. Ces différences proviennent des hypothèses considérées de part et d'autre et des codes de calcul utilisés.

Ceci nous amène à évoquer les limites des calculs effectués dans ce travail, ainsi que les améliorations que l'on pourrait y apporter :

- Le modèle géométrique utilisé dans TIERCE ne comporte pas le masque en tungstène et le collimateur du haut en BGO. Ces matériaux pourraient produire aussi des neutrons de spallation. Concernant le masque, on a supposé que sa contribution n'était pas importante vu qu'il est plaçé à 1,70 m du plan détecteur. Concernant le collimateur, un calcul montre que l'angle solide dans lequel il est vu par le détecteur est faible.

- Les protons cosmiques d'énergie strictement supérieure à 3 GeV (environ 14%) n'ont pas été pris en compte du fait de la limitation à 3 GeV de l'énergie des particules introduites dans TIERCE/HETC. Nous sous-estimons donc le nombre de neutrons de haute énergie produits

1. En effet, le flux minimum d'une source qu'un télescope gamma est capable de détecter est proportionnel au facteur $\sqrt{b/AT}$, où b est le bruit, A la surface de détection, et T le temps d'observation.

dans le blindage, donc également la production de noyaux résiduels. Il serait intéressant de calculer cette contribution avec une version du code TIERCE permettant de traiter les particules d'énergie supérieure à 3 GeV.

- Un troisième point important réside dans les limites de certains modèles physiques utilisés dans le code TIERCE. Les modèles de cascade intra-nucléaire de HETC ne sont véritablement fiables que pour des énergies supérieures à 100 MeV, les données de sections efficaces de réactions à basse énergie utilisées dans MCNP ne sont pas complètes.

- La description géométrique des matériaux passifs utilisée dans GEANT n'est pas très précise. Le calcul du spectre des raies de bruit de fond dépendant fortement de cette description, nous avons décidé de ne pas introduire sa contribution dans le calcul définitif de la sensibilité de SPI aux raies fines. Une étude intéressante serait d'estimer la sensibilité de SPI aux énergies correspondants aux raies d'intérêt astrophysique une fois que l'intensité de ces raies de bruit de fond sera déterminée avec précision.

Notre estimation de la sensibilité aux raies fines, quoique moins bonne que celle donnée dans [Jean 1996], ne remet toutefois pas en cause la possibilité pour SPI d'atteindre ses objectifs scientifiques. En effet, pour les objectifs astrophysiques du type ^{26}Al dans la galaxie ou ^{44}Ti dans Cas A ou Vela, les sensibilités calculées sont d'un ordre de grandeur supérieur aux flux détectés. Par contre pour les Supernovae de type Ia typiquement dans l'amas de la Vierge, les nouvelles sensibilités sont compatibles avec les prédictions pour un temps d'exposition de l'ordre de 10^6 secondes.

Annexe A

FORMULAIRE POUR LA DECROISSANCE

Annexe A

Formulaire pour la décroissance

Nous avons donc envisagé de développer un modèle numérique qui traite la décroissance à partir d'un fichier contenant les noyaux résiduels fournis par TIERCE. Ce programme prend en compte :

- le flux de la source de protons
- la durée de l'irradiation
- la date et la durée de l'observation
- la surface exposée de la cible
- la population des noyaux résiduels et leur taux de production
- la période des nucléides
- les problèmes de filiations
- les rapports de branchement de la désintégration β
- la surface exposée de la cible

Ce programme calcule l'activité β^+, EC (capture électronique) et β^- ainsi que le spectre des particules β à un instant donné.

A.1 Principe de calcul de l'activité des noyaux radioactifs

Ce calcul est donné pour l'activité β^+, mais il est aussi valable pour le calcul d'activité EC ou β^-. Nous avons construit une table d'isotopes comprenant :

- leur taux de production

- leur branchement β^+ en %, c'est à dire la probabilité d'observer une décroissance $Z-1$ par désintégration β^+

- leur période radioactive

- l'ensemble des renseignements pour toutes les filiations $Z-1$ possibles, pour calculer l'activité β^+ de chaque élément.

Le calcul des activités s'appuie sur la théorie mathématique des séries de décroissances radioactives (théorie de Marie Curie) décrite dans Evans, (1992). En effet, les atomes d'un radionucléide ont une certaine probabilité de se détruire en émettant un rayonnement et en se transformant en un autre atome stable ou radioactif, qui lui-même sera susceptible de décroître et ainsi de suite. La variation du nombre d'atome, entre t et $t+dt$ est :

$$dN = -\lambda N dt \tag{A.1}$$

où λ est la constante radioactive, c'est à dire la probabilité d'observer une décroissance par unité de temps. Le calcul du nombre de désintégrations et de l'activité d'une filiation d'atomes s'effectue comme suit :

Soient les corps $1, 2, ..., n$ dont les atomes dérivent les uns des autres atome par atome.

On a à résoudre le système de n équations différentielles suivant :

$$\begin{aligned} dN_1 &= -\lambda_1 N_1 dt \\ dN_2 &= (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) dt \\ &\dots \\ &\dots \\ &\dots \\ dN_n &= (\lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n) dt \end{aligned} \tag{A.2}$$

La solution pour le nombre d'atomes N_n du n^{ime} corps au temps t est de la forme :

$$N_n = A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t} + ... + A_n e^{-\lambda_n t} \tag{A.3}$$

En introduisant les conditions initiales, N_n peut se mettre sous la forme de n termes proportionnels respectivement aux quantités initiales des n substances $N_{1,0}$, $N_{2,0}$, ..., $N_{n,0}$.

Le premier de ces termes $N_{1,0}$ représente le nombre d'atomes du corps n formé à partir des $N_{1,0}$ atomes du corps 1, initialement présent (il y aura autant de corps 1 que d'atomes ayant un taux de production significatif et présents dans le fichier des radionucléides dont on veut connaitre leur activité). $N_{2,0}$ se rapporte aux corps issus des $n-1$ autres corps et ainsi de suite. On obtient donc :

$$\begin{aligned} N_n = N_{1,0}\lambda_1\lambda_2...\lambda_{n-1} \Bigg[& \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2-\lambda_1)...(\lambda_n-\lambda_1)} + \\ & \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1-\lambda_2)(\lambda_3-\lambda_2)...(\lambda_n-\lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_n t}}{(\lambda_1-\lambda_n)...(\lambda_{n-1}-\lambda_n)} \Bigg] \end{aligned} \tag{A.4}$$

L'activité est alors :

$$A_n = \frac{dN_n}{dt} \tag{A.5}$$

Les $N_{1,0}(i)$ sont calculés à partir des taux de production des éléments fournis par le code TIERCE : $N_{1,0}(i) = N_p\phi(i)$ où N_p est le flux de protons qui irradient l'expérience. Le calcul se fait en utilisant les facteurs de forme (voir annexe B) et $\phi(i)$ est le taux de production

par proton incident de l'élément i. Ainsi à l'aide de ce calcul effectué en série pour chaque élément en présence, Le programme donne à une date choisie par l'utilisateur l'activité de noyaux présents à cette date donnée.

On remarquera que ce calcul donné pour l'activité β^+ est aussi valable pour le calcul d'activité EC ou β^-, de même que pour les β^+ on a établit une table de données β^- et EC contenant les informations énumérées dans la section A.1.

A.2 Calcul du spectre des particules β^+

Connaissant l'activité de chaque noyau d'une population donnée à une date donnée, nous voulons maintenant déterminer le spectre en énergie de l'émission des particules β^+ de chaque élément. Pour cela nous utiliserons la théorie de Fermi [Evans 1992].

La théorie de Fermi sur la décroissance β^+ (ou β^-) permet de calculer le spectre d'émission β^+ pour un élément de numéro atomique Z et pour une gamme d'énergie cinétique des positons émis par cet élément dont on connait la valeur maximale (proche de $E_0 = Q_{EC} - 1,022MeV$).

La théorie de Fermi est initialement prévue pour le calcul des spectres β^-. Dans le cas des β^+ il suffit de considérer dans les formules un Z négatif pour les atomes et E_0 tel que qu'il est décrit ci-dessus. Dans tout ce qui suit les corrections sont faites afin que les formules soient applicables au cas des positons.

La décroissance radioactive $Z - 1$ par désintégration β^+ du noyau initial se caractérise par la transformation d'un proton de la façon suivante :

$$p \Rightarrow n + \beta^+ + \nu \tag{A.6}$$

La théorie de Fermi permet d'écrire que la probabilité $N(p)dp$ d'avoir un rayonnement β^+ émis avec un moment cinétique entre p et $p + dp$ est :

$$N(p)dp = \frac{2\pi}{h}\left[|\Psi_e(0)||\Psi_\nu(0)|P|g|^2\right]\frac{d\eta}{dE_0} \tag{A.7}$$

Ici le positon et le neutrino qui sont créés au moment de l'émission, sont représentés par des ondes planes qui ont des valeurs attendues de $|\Psi_e(0)|^2$ et $|\Psi_\nu(0)|^2$ à la position du noyau. Le comportement du noyau en transformation est représenté par la matrice de passage $P = \int \Psi^*_{initiale} O \int \Psi_{finale} d\tau$ où O est un opérateur qui est approprié à l'une des cinq formes possibles d'interaction : scalaire, polaire, vectorielle, tensorielle ou pseudoscalaire. Le module au carré $|\mathrm{P}|^2$ de la matrice de passage peut être interprété physiquement comme le degré de recouvrement de la fonction d'onde du noyau pour son état initial et son état final. Pour des transitions permises, $|\mathrm{P}|^2$ est proche de l'unité. On voit aussi apparaître dans l'expression de $N(p)dp$ une nouvelle constante naturelle g, appelée constante de Fermi. Sa valeur, déterminée de façon empitique est environ 10^{-49} cm^3 erg. Enfin, la forme du spectre est déterminée par $\frac{d\eta}{dE_0}$, appelé facteur statistique, dont nous allons expliquer le calcul. Du fait de sa très grande masse par rapport à celle du positon et du neutrino, l'atome résiduel reçoit une partie négligeable de l'énergie cinétique mise en jeu dans la désintégration β^+. Ainsi, cette énergie cinétique se retrouve essentiellement répartie entre le β^+ et le neutrino. Si E est l'énergie cinétique du β^+, et E_0 celle de la transformation, on peut écrire que l'énergie du neutrino est $(E_0 - E)$ (on note que E_0 est l'énergie du β^+ s'il n'y a pas de neutrino; c'est donc l'énergie maximum du spectre, telle que nous l'avions évoqué plus haut). D'autre part, le moment du neutrino, dont l'énergie au repos est nulle, est $(E_0 - E)/c$.

Dans une désintégration β, le moment est conservé. Si p est le moment du positon et q celui du neutrino, on a :

$$P = \frac{1}{c}\sqrt{E(E + 2m_0c^2)} \quad et \quad q = \frac{1}{c}(E_0 - E) \tag{A.8}$$

La distribution statistique des moments dans le spectre du rayonnement β est obtenue en considérant le volume de l'espace des phases accessible à un positon de moment compris entre p et $p + dp$ et associé à un neutrino de moment compris entre q et $q + dq$. Le nombre d'états électroniques possibles dans un volume $4\pi \mathrm{p}^2$ de l'espace des phases est :

$$\frac{4\pi q^2 dq}{h^3}. \tag{A.9}$$

Les moments p et q sont reliés par la conservation de l'énergie. on a :

$$dq = \frac{dE_0}{c} \tag{A.10}$$

par unité d'énergie totale. Ceci nous ramène au nombre d'états possibles par unité d'énergie totale :

$$\frac{d\eta}{E_0} = \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} \frac{4\pi q^2 dq}{h^3} \frac{1}{dE_0} \tag{A.11}$$

$$\frac{d\eta}{dE_0} = \frac{16\pi^2}{h^6 c^3} p^2 (E - E_0)^2 dp \tag{A.12}$$

Ceci représente la probabilité relative d'avoir un β^+ émis avec un moment compris entre p et $p + dp$. On écrit :

$$\frac{d\eta}{dE_0} = (\frac{16\pi^2 {m_0}^5 c^4}{h^6}) \eta^2 (W_0 - W)^2 d\eta \tag{A.13}$$

en posant :

$$\eta = \frac{p}{m_0 c} = \frac{mv}{m_0 c} \tag{A.14}$$

et :

$$W = \frac{m}{m_0 c} = \frac{E + m_0 c^2}{m_0 c^2} \tag{A.15}$$

$$W^2 = \eta^2 + 1 \tag{A.16}$$

Ceci donne des représentations satisfaisantes pour des émetteurs β^+ de petit numéro atomique Z, mais nécessite une correction pour des Z plus grands où l'on ne peut plus négliger l'influence du champ Coulombien.

On définit alors le facteur nucléaire de Coulomb. Lorsqu'un β^+ est émis du noyau, il est accéléré par le champ Coulombien dû à la charge positive du noyau et aux électrons orbitaux. Le spectre

β^+ final se trouve dimunué pour des β^+ de faibles énergies. Quantitativement, on considère le facteur de Coulomb F(Z,η) comme une perturbation de la fonction d'onde Ψ_e du positon.

Un calcul non relativiste nous mène à l'expression suivante :

$$F(Z,\eta) = \frac{2\pi y}{1 - e^{-2\pi y}} \tag{A.17}$$

avec $y = -Z\alpha\frac{W}{\eta}$, et où α est la constante de structure fine : $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$

Les positons ont des énergies assez faibles (' 4 MeV en général). Cependant, la théorie de Fermi donne d'excellent résultats avec un calcul relativiste qui complique beaucoup le modèle. Compte tenu de nos besoins, nous sommes contentés de l'approche non relativiste. Malheureusement, ce modèle est encore un peu détérioré par le fait que les positons sont assez influencés par l'effet d'écran dû aux électrons orbitaux du noyau. Nous avons négligé ce paramètre difficile à intégrer.

On aboutit finalement à la formulation de la probabilité par unité de temps $N(\eta)d\eta$ pour l'émission d'un β^+, dont le moment est compris entre η et $\eta + d\eta$ quand l'énergie de désintégration est $W_0 = (E_0/m_0c^2) + 1$, l'effet d'écran est négligé :

$$N(\eta)d\eta = \left[\frac{64\pi^4 m_0^5 c^4 g^2}{h^7}\right] |P|^2 F(Z,\eta)\eta^2 (W_0 - W)^2 d\eta \tag{A.18}$$

On peut se ramener à la probabilité par unité de temps $N(E)dE$, d'avoir une émission β^+ d'énergie cinétique comprise entre E et $E + dE$:

$$\begin{aligned} N(E)dE = &\left[\frac{64\pi^4 m_0^5 c^4 g^2}{h^7}\right] |P|^2 F(Z,E)\left(\left(\frac{E}{m_0c^2}+1\right)^2 - 1\right)^{\frac{1}{2}} \\ &\left(\frac{E_0 - E}{m_0c^2}\right)^2 \left(\frac{E}{m_0c^2}+1\right) \frac{1}{m_0c^2} dE \end{aligned} \tag{A.19}$$

exprimé en s^{-1}.

La constante radioactive λ s'écrit :

$$\lambda = \int_0^{E_0} N(E)dE \tag{A.20}$$

La probabilité normalisée s'écrit alors :

$$\frac{N(E)dE}{\lambda} \tag{A.21}$$

La signification de la probabilité normalisée est que l'on considère une décroissance et non plus un intervalle de temps unitaire de temps.

On peut donc connaître pour chaque radioélément de notre liste des noyaux résiduels émetteurs de β^+, la densité de probabilité $N(E)$. Ceci revient à connaître pour une décroissance d'un noyau donné la probabilité que ce noyau émette un β^+ pour une énergie comprise entre E et $E + dE$.

Ce calcul du spectre β^+ à une date quelconque est important pour le calcul de la réponse des détecteurs car l'absorption des β^+ dans le germanium dépend de l'énergie cinétique d'émission.

Annexe B

SURFACES EXPOSEES ET FACTEURS DE FORME

Annexe B

Surfaces exposées et facteurs de forme

Le taux de comptage d'un détecteur (ou blindage actif plongé dans un flux de particules passantes - c'est à dire aptes à traverser le détecteur sans subir d'interactions autres que la simple ionisation du milieu - est une fonction complexe de la géométrie du détecteur considéré, qui s'exprime toutefois dans certains cas particuliers par une expression analytique simple.

B.1 Cas d'un détecteur sphérique

Le taux de comptage dN d'un détecteur infinitésimal de surface $d\vec{S}$, exposé à un rayonnement de flux f_ω émis par une source étendue contenue dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ autour de la direction $\vec{n}$, est défini par l'expression suivante:

$$dN = 2\pi f_\Omega d\vec{S} \times \vec{n} d\Omega \tag{B.1}$$

Dans le cas d'un détecteur sphérique de rayon R exposé à un rayonnement isotrope (une situation où f_Ω ne dépend pas de Θ), l'equation B.1 s'intègre sans aucune difficulté. En posant $S = \pi R^2$, le taux de comptage N du détecteur en question s'exprime alors comme suit:

$$N = 2\pi S \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} f_\Omega \, sin\theta \, d\theta \quad soit \quad N = 4\pi f_\Omega S \tag{B.2}$$

Une autre façon d'exprimer le taux de comptage consiste à introduire l'intensité moyenne J définie par la relation suivante:

$$J = 2\pi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} f_\Omega \, sin\theta \, d\theta \quad soit \quad J = 4\pi f_\Omega \tag{B.3}$$

Comme la surface d'une sphère $A = 4S$, l'équation établissant le taux de comptage d'un détecteur sphérique exposé à un flux isotrope s'énonce alors de la manière suivante:

$$N = \frac{AJ}{4} \tag{B.4}$$

On exprime aussi la relation B.3 sous la forme suivante:

$$N = FF \times J \tag{B.5}$$

où FF est dénommé facteur de forme. Dans le cas d'un détecteur sphérique, la relation entre facteur de forme et surface exposée s'exprime donc de la manière suivante:

$$FF = \frac{A}{4} \tag{B.6}$$

B.2 Cas d'un détecteur fait d'un disque mince

En désignant par $\vec{S}$ un vecteur perpendiculaire au détecteur et de norme égale à la surface du disque, l'équation B.1 devient:

$$N = 2\pi \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} f_\Omega \vec{S} \cdot \vec{n} d\Omega \tag{B.7}$$

En s'en tenant encore au cas d'un rayonnement isotrope où f_Ω ne dépend donc pas de θ, l'intégration de l'equation B.7 s'effectue alors comme établi par l'équation suivante:

$$N = 2\pi S \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} f_\Omega \, cos\theta \, sin\theta \, d\theta \quad soit \quad N = 2\pi f_\Omega S \tag{B.8}$$

Une autre façon d'exprimer le taux de comptage consiste à introduire la quantité F_p, souvent dénommé l'éclairement, définie comme suit:

$$F_p = 2\pi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} f_\Omega \, cos\theta \, sin\theta \, d\theta \quad soit \quad F_p = 2\pi f_\Omega \tag{B.9}$$

Dans la mesure où le rayonnement est isotrope, il éclaire les deux côtés du détecteur : la surface totale exposée est donc $A = 2S$. L'équation qui définit le taux de comptage d'un détecteur fait d'un disque mince exposé à un rayonnement isotrope s'énonce alors de la manière suivante :

$$N = \frac{AF_p}{2} \tag{B.10}$$

En introduisant la notion de facteur de forme, l'équation B.10 s'exprime aussi de la manière suivante :

$$N = FF \times F_p \tag{B.11}$$

Il en résulte que dans le cas d'un détecteur fait d'un disque mince, la relation entre facteur de forme et surface exposée s'exprime comme suit:

$$FF = \frac{A}{2} \tag{B.12}$$

B.3 Cas d'un détecteur fait d'un disque épais

Les relations B.10 à B.12 s'appliquent aussi au cas d'un détecteur fait d'un disque épais, à condition de définir la surface exposée A et le facteur de forme FF de la manière suivante:

$$A = 2S + hP \tag{B.13}$$

$$FF = S + \frac{hP}{2} \tag{B.14}$$

où h et P sont respectivement l'épaisseur et le périmètre du détecteur en question.

Annexe C

Article 1 : le continuum du bruit de fond

INDUCED RADIOACTIVE CONTINUUM BACKGROUND IN THE INTEGRAL SPECTROMETER (SPI) GERMANIUM DETECTORS

N. Diallo[1], P. Jean[2], R. Legrain[3],
B. Cordier[1], G. Vedrenne[2],
B. Kandel[2], S. Slassi-Sennou[4]

[1]DSM/DAPNIA/SAp, CEA-Saclay,
F–91191 Gif-sur-Yvette, France

[2]Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements,
CNRS/UPS, BP 4346, 31029 Toulouse Cedex, France

[3]DSM/DAPNIA/SPhN, CEA-Saclay,
F–91191 Gif-sur-Yvette, France

[4]Space Sciences Laboratory, University of California,
Berkeley, CA 94720, USA

Abstract

This paper presents a detailed study of the β decay continuum background in a spaceborn Ge spectrometer (SPI) and methods for its reduction. In the nuclear γ-ray line energy range (10 keV, 20 MeV), much of the continuum background in the Ge spectrometers is due to the cosmic-ray generated protons and neutrons interacting in the detectors themselves. We have performed Monte Carlo simulations to calculate the neutron spectrum inside the BGO shield of the spectrometer SPI, thus allowing the calculation of the continuum background induced by the β^- and β^+ decays of the Ge residuals nuclides. It is shown that if we use the PSD (Pulse Shape Discrimination) and energetic signatures in energy ranges well choosen to reduce the background, the main effect is an improvement of the sensitivity of SPI.

1 Introduction

The Spectrometer proposed for the *INTEGRAL* mission spacecraft is expected to provide considerable improvement in sensitivity for high energy-resolution γ-ray astronomy [Lavigne98, Lichti96]. *INTEGRAL* will be required to operate in "High Excentric Orbit" in a severe radiation environment that provides a greater background counting rate than rate induced by astrophysical γ-rays sources, and therefore to achieve the target sensitivity, significant effort to reduce it is necessary.

Radioactivity induced in the detectors themselves produces a combination of lines from electron-capture (EC) and isomeric transition (IT) plus an underlying continuum resulting principally from ionisation by β^- and β^+ particles in combination with γ-rays. The activation of the Ge detectors is due to a particle flux mostly composed of secondary neutrons and protons produced within the BGO shield by nuclear reactions of primary cosmic ray protons. The delay between the initial formation of the radionuclides (or daughter nuclides) and their decay is usually longer than the veto signal induced by the passage of the primary particle through the shield.

The aim of the current paper is to calculate the neutron spectrum inside the BGO shield and the induced radioactive background in the Ge detectors. The use of PSD technique and energetic signatures to reduce the background are also discussed. Taking into account the others components of the continuum background (elastic scattering of neutron, shield leakage, aperture flux and mask emission) calculated by Jean et al. [Jean96a], we predict the resulting background spectrum and compare it with previous estimation.

2 Calculation scheme

2.1 Monte Carlo simulation of spallation and nuclear capture processes using TIERCE

The cosmic ray (CR) bombardment of the spacecraft and the instruments produces secondary particles that are dominant radiation responsible for the β-decays, elastic neutron scattering, and shield leakage backgrounds. Unfortunately, there is very little information available on the spectral shape and fluxes for these secondaries. In fact, the hadronic interactions triggered by energetic CRs in the detectors are very difficult to simulate with good accuracy due to the vast number of nuclear processes involved combined with the incompletness of the tabulated nuclear data. An accurate mass model is also necessary to obtain a significant result. The quality of the numerical simulations mainly depends on the ability of nuclear models to reproduce simultaneously two types of microscopic experimental results: the energy spectra of emitted particles (especially neutron spectra), and the distribution of residual nuclei. The TIERCE code [Ber96] developed at CEA Bruyères-le-Châtel enables us to make these computations with an acceptable accuracy. The neutron spectra arising from

the interaction of energetic protons with nuclei of mass higher than 20 are well reproduced with an accuracy of 20 to 35% [Martinez97] decreasing when the nucleus mass increases. In terms of residual nuclei, the comparison with the experimental results shows for example that on the average the lead data are fairly well reproduced but for tungsten, calculations overestimate the spallation component by a factor of 1.5 [Ber96].

TIERCE is a Monte-Carlo code which simulates the track of hadrons and γs. It is one of the few available to simulate correctly the spallation reactions. TIERCE includes the High Energy Transport Code (HETC) [HETC72] for energetic hadrons (between 20 MeV and 3 GeV) and the Monte-Carlo N-particle MCNP [MCNP86] code for the low energy neutrons ($<$ 20 MeV). HETC is a nucleon/meson transport code which uses an intranuclear cascade and evaporation model. MCNP uses multigroup scattering and absorption cross-section data. Following simulation, output from of the two radiation transport programs may be analysed to determine nuclide and secondary particle yields.

TIERCE includes also a module to describe the geometry and materials of the system being irradiated. We have used a simplify geometrical model of SPI (see figure 1), the detector array is modeled with 19 hexagonal (6cm corner to corner $\times$ 7cm height) Ge blocks having each one a volume of 174 cm^3. Each detector is encapsulated in its aluminium capsule. The thickness of each capsule is 2mm around the Ge detector. The 19 detector modules supported by a Be cold plate are enclosed in a Be cryostat. The camera is surrounded by a 5.5 cm thick hexagonal anti-coincidence shield, made of BGO scintillators. In this model we do not simulate the upper anti-coincidence rings and the mask present in SPI, this is appropriate since we calculate the hadronic background induced by the Ge detectors activation which is mainly due to the energetic particles created inside the BGO shield.

2.2 Simulation of nuclide decay and the detector response

Once nuclide production rates have been determined, a module linked to a decay library is used to calculate nuclide decay rates at the time of observation. The decay rates of the immediate radionuclides and their progeny are calculated using the Marie Curie formulae given in [Evans92]. This program takes into account the nuclide half-lives, branching ratios and the nuclear reaction rates. These informations have been taken from Lederer and Shirley [Lederer76] and the activation rate is taken from the outpout of TIERCE simulations.

For each decay of a radionuclide in the detector, by using decay scheme information (decay modes, transition probabilities, transition energies, *etc*) from [Audi96], we have simulated the detector response with the Monte Carlo transport code GEANT [GEANT]. The used GEANT numerical model presented in figure ?? is more complete, it contains the BGO collimator (upper and lower rings), the mask and all the elements present in the previous TIERCE numerical model.

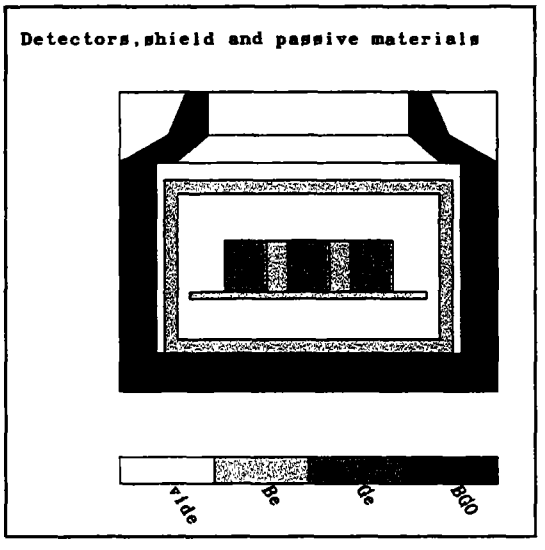

Figure 1: The SPI geometrical model used in our simulations with TIERCE

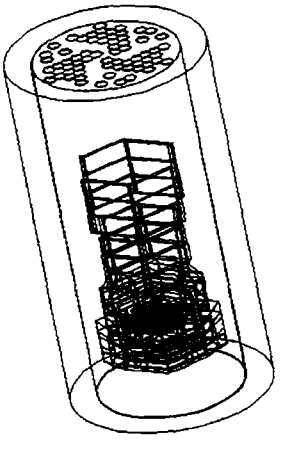

Figure 2: The GEANT SPI model used to simulate the transport of β particles and γ photons of desexcitation.

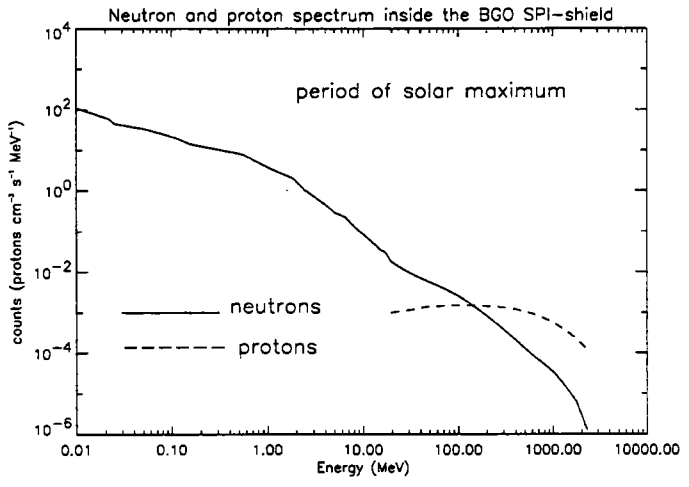

Figure 3: Neutron and proton flux spectrum inside the BGO shield irradiating the Ge detectors of SPI, in the solar max period.

3 Simulation results

3.1 The neutron and proton spectra inside the shield

The orbit proposed for the *INTEGRAL* mission is highly eccentric. In the case of the Proton launcher, the satellite will not cross the active fraction of radiation belts, and in absence of solar flare accelerated particles, the background photons will be essentially induced by interactions of CR (mainly protons in the 500 MeV to few GeV range) with the spacecraft materials. The incident CR proton spectrum used in our simulations is given by [Meyer69] and the simulations are performed for an isotropic flux at solar maximum (1 proton s^{-1} cm^{-2}). The TIERCE numerical model is immersed in this isotropic cosmic proton flux, and we compute the proton and neutron spectra inside the BGO shield. The passage of CR protons through the BGO blocks induces a decrease of the high energy protons and a strong increase of the low energy protons flux. The maximum of the proton spectrum inside the shield is shifted to lower energy (150 MeV). This phenomenon is due to the ionisation energy losses and the creation of secondary protons by spallation reactions. In addition to the protons, the passage through the shield creates a large amount of neutrons. The resulting neutron spectrum [neutrons s^{-1} MeV^{-1} cm^{-2}] can be fitted by two power laws: 5.36 ${E_n}^{-0.65}$ for 10 keV$\leq E_n <$1 MeV and 5.0${E_n}^{-1.75}$ for 1 MeV$\leq E_n \leq$3 GeV; where E_n is the neutron energy in MeV. The proton and neutron spectra inside the BGO shield are represented in Figure 3.

The β activity	β^- decay (decays s^{-1})	β^+decay (decays s^{-1})
<1MeV$^{a)}$	52	32
>1MeV	19.7	17.9(<3MeV)$^{b)}$ 6.6(>3MeV)$^{b')}$
total	71.7	56.5

Table 1: β activity in the Ge detectors, calculated for a cosmic proton flux of 1 proton s^{-1} cm^{-2} after 6 months in orbit. The volume of one detector is 174 cm^3. a) Number of decays where the β particle have an energy lower than 1 MeV. b) Number of decays where the β particle have an energy between 1 MeV and 3 MeV. b') Number of decays where the β particle have an energy higher than 3 MeV

3.2 The β-decay background

3.2.1 The activation effects and the decay of the radioactive nuclei

We isotropically irradiate all the BGO shield with a cosmic protons flux of 1 proton s^{-1} cm^{-2}, the Ge detectors being actived, we identify after 6 months of irradiation the number of desintegrations in the 19×174 cm^3 detectors volume. The numerical values are given in table 1. We count 34 β^- emitters in the Ge array, 22 of which emitting γ-ray lines and 46 β^+ emitters, 30 of which emitting γ-ray lines. The three most important contributions are the ^{75}Ge, ^{70}Ga, ^{73}Ga for the β^- decay and the ^{69}Ge, ^{68}Ga, ^{62}Cu for the β^+ decay. The list of the produced radionuclide is presented in the table 4 and 5 respectively for the β^- and β^+ emitters.

3.2.2 The transport of electrons, positrons and photons

The GEANT Monte Carlo code is used to simulate the transport of the βs and γ-rays produced in the decay of a given isotope. For each decay the energy deposited by each interaction in the detector or in the shield has been computed. The threshold of the anti-coincidence is fixed at 80 keV. In order to take maximum advantage of the spectometer's background reduction features (PSD, energetic signatures), we have distinguished the single-detector and the multiple-detector events:

1. **single events** are events which are detected in a single detector. The single events are separated in two categories:

   - *localized events* which are characterized by single-site energy deposit in one detector (i.e. decays with only the emission of electron producing ionization or photoelectric absorption of a photon). This component can be reduced using PSD (see section 4).

Table 2: SPI Ge detectors rate induced by β-decays after rejection by the anticoincidence, calculated for a cosmic proton flux of 1 proton s^{-1} cm^{-2}, 6 months of orbit and an anticoincidence (AC) threshold of 80 keV.

β decay background in all the camera		β^- decay (cts/s)	β^+decay (cts/s)
single events	localized	42.5	0
	non-localized	8.51	3.88
double events		5.13	7.42
total		56.14	11.30
AC rejection efficiency		21.7%	80.0%

- *non-localized* events which are characterized by multiple-site energy deposits in one detector (e.g. decays with ionisation from both the electron and an accompanying gamma ray or a source photon which interacts via multiple Compton scattering and a photoelectric effect).

2. **multiple events** are events with energy released in at least two detectors. These events are mostly due to β^- decays with deexcitation γs, β^+ decays, and multiple Compton scattering or pair creation of γ-rays.

After simulating the transport of the β and the γ-rays produced by the decays, we count the number of events detected by the Ge detectors when the the anticoincidence (AC) shield is OFF and when it is ON. The counting rate of events which are not rejected by the shield are represented in table 2. There is a important rejection efficiency (80%) of the β^+ decays compared to that of the β^- decays (20%). This difference is due to the two oppositely - direction 511 keV photons production from the positron annihilation. One of these photons has a high probability to interact in the shield triggering the veto signal.
The figure 4 represent the calculated β decay background spectra when the AC is OFF. The figure 5 shows these same events for which there was no simultaneous shield veto.

4 Background reduction techniques

In addition to the AC shield, two others techniques to reduce the β decay background are also used.

- **Single events**: a pulse shape discrimination (PSD) [Slassi96] device is designed to reduce the background in the 200 keV - 1.5 MeV energy range where β^- decays in the Ge detectors are the dominant component of the background. These β^- emitters decay mainly in the ground state (without accompanying photons). Since the range of electrons in the Ge is less than few mm, the β^- decay is considered as localized. On the other hand,

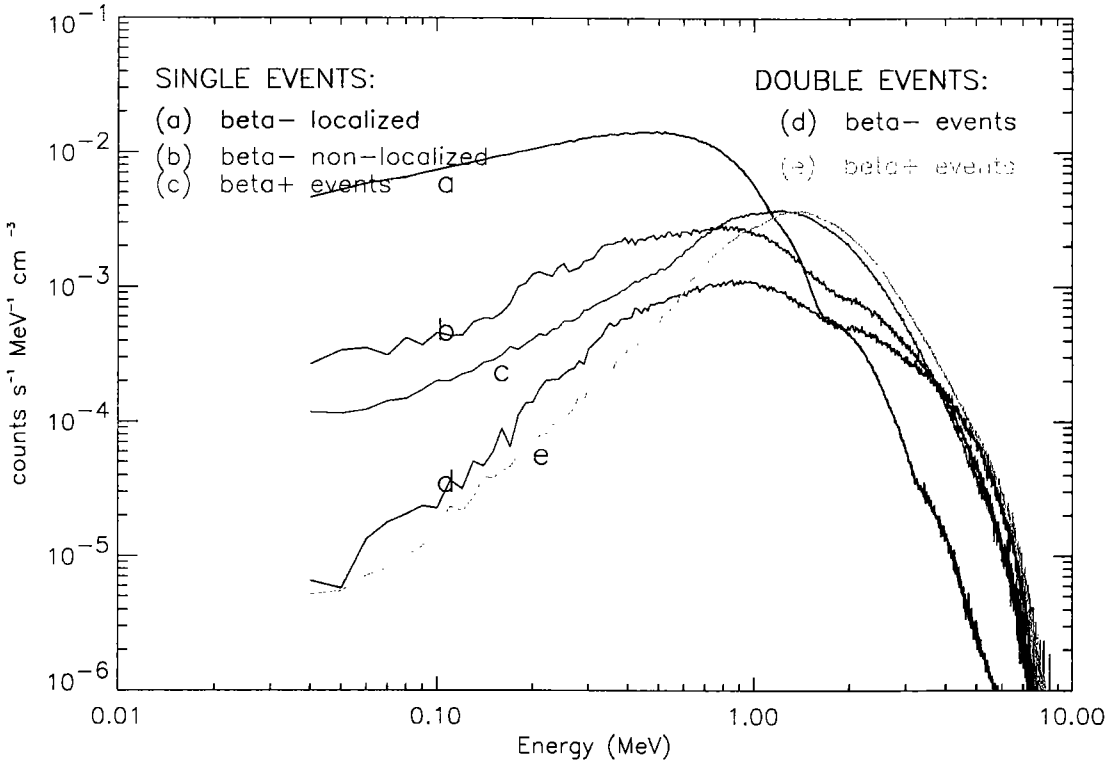

Figure 4: The calculated β decay spectrum background for SPI. The count rate spectrum was divided by the volume of active Ge in detectors (174 cm^3) to give units in counts s^{-1} MeV^{-1} cm^{-3}. The anticoincidence shield is OFF, all detected events are represented.

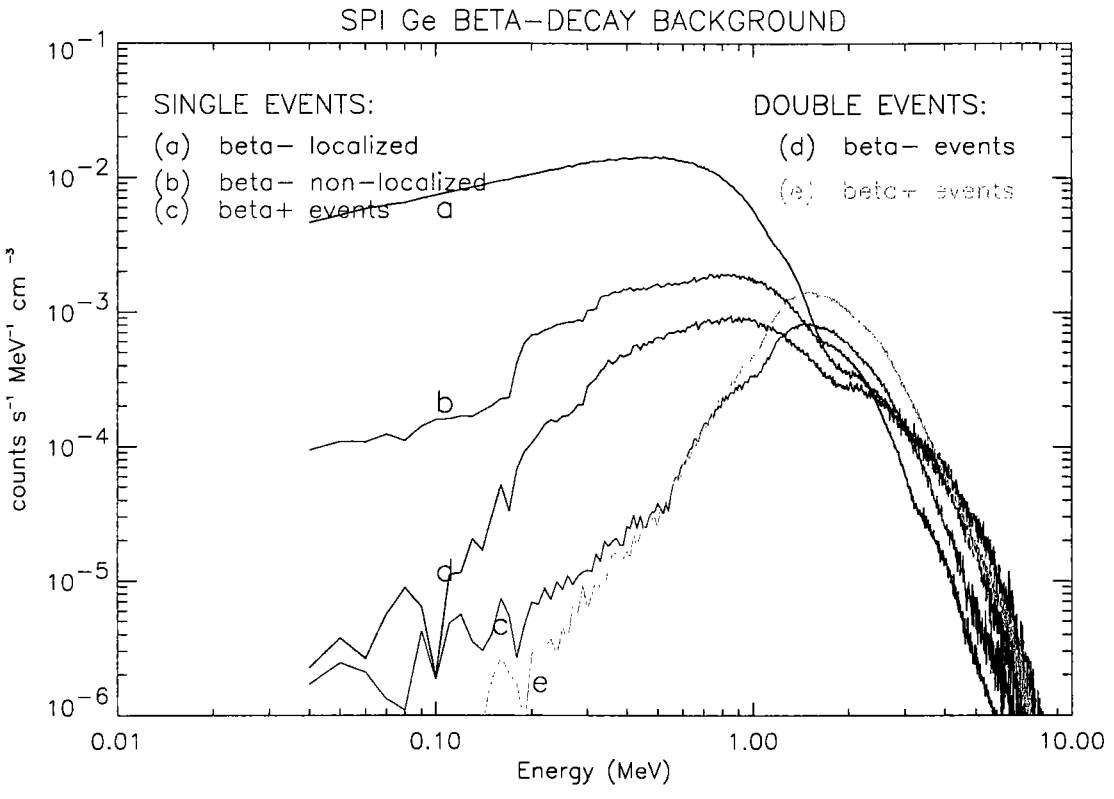

Figure 5: The calculated β decay spectrum background for SPI. The count rate spectrum was divided by the volume of active Ge in detectors (174 cm^3) to give units in counts s^{-1} MeV^{-1} cm^{-3}.The anticoincidence shield is ON, the threshold of the AC is 80 keV

Table 3: The Ge β decay count rate by using background reduction techniques

β decay background in all the camera		β^- decay (cts/s)	β^+decay (cts/s)
single events	localized	10.9	0
	non-localized	6.70	3.62
double events		3.59	5.27
total		21.19	8.89
PSD and energetic signatures efficiency		62.21%	21.3%

the gamma rays interact in this energy range mainly through multiple interactions. Therefore their energy deposit appears in two or more sites, these are non-localized events. The aim of the PSD is to identify localized and non-localized events among the single events and to reject a large part of the localized events from the hadronic background. However, using the PSD reduces the detection efficiency and therefore it is very important to define an energy range where the sensitivity will be improved. The efficiencies of the PSD were calculated using experimental results with SPI Ge detectors prototypes.

- **Multiple events**: a second way to reduce the background in the MeV range (from 1 to 3 MeV) is to reject multiple events with a 511 keV signature in one detector. In the case of β^+ decay, there is a probability of 27% for having at least one of the two 511 keV photons from the positron annihilation that are completely absorbed in another detector. In such a case the corresponding event could be eliminated since indeed, below 3 MeV, few source-photons interact via the pair creation process. In the same way we can also eliminate double events when one of the energy deposits is equal to the gamma-ray line associated with a known β decay but this reduction techniques have a negligible effect on the total background.

Using the above background reduction techniques, we obtain the detected decay rate presented in the table 3. Figure 6 shows the spectra of β^- and β^+ decays with and without reduction.

5 Conclusions

Changes in SPI background are observed with respect to previous calculations [Jean96a] (see figure 7). The reason for this is threefold: first, the β^- decay background components are different due to the fact that [Jean96a] assumed that a β^- decay events accompanied with more than one photons are always vetoed by the shield and therefore are suppressed; second, the multiple events

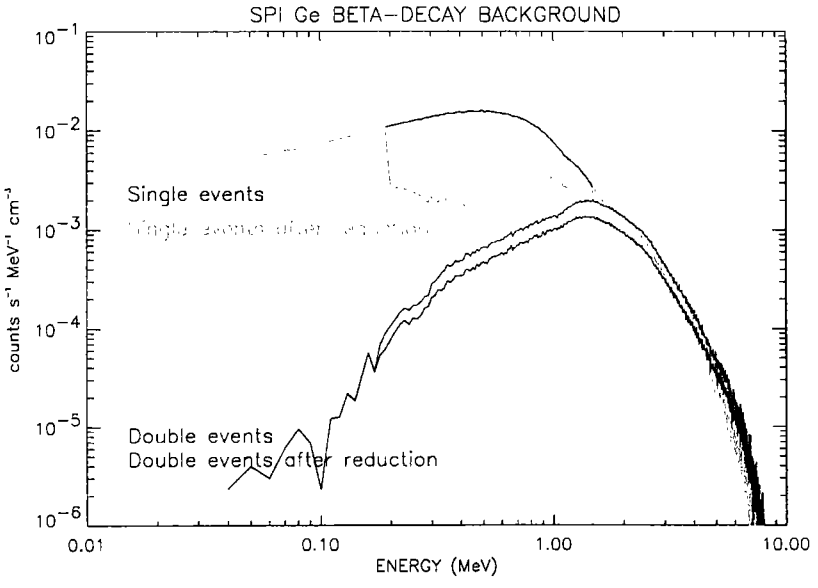

Figure 6: The calculated β decay background spectrum for SPI with and without the background reduction techniques.

are also under-estimated in [Jean96a] for the same reason and third the efficiency values of the PSD used in [Jean96a] are higher (a factor of 1.35 at 0.5 MeV) than those used in this paper because the first one was estimated with Monte Carlo simulations, the new efficiency is calculated with an accurate model of detector (see [Slassi96]).

Above 100 keV, the SPI instrumental background is dominated by its hadronic component. The β^- decay is predominant in the 100 keV to 1 MeV energy range; on the other hand above 1 MeV the background results from a combination of β^+, β^- and shield leakage.

The pulse shape discrimination (PSD) should reduce the β^- localized background events between 200 keV and 1.5 MeV with a mean efficiency of 74%. The count rate of β non-localized events is also reduced by PSD as we can see it from table 2 and table 3 because the PSD has not an efficiency of 100% to distinguish localized and non-localized events.

Values of double events from β decays given in table 2 and table 3 show that background reduction technique by energetic signatures between 1 and 3 MeV can suppress 30% of double events from β^- decays and 28% of double events from β^+ decays. Finally with these techniques, anti-coincidence veto, PSD and energetic signatures, the β decay background is reduced by about 70.41% (21.7%+78.3×62.2%) for the β^- and about 84.26% (80%+20×21.3%) for the β^+.

Incident cosmic protons of energy higher than 3 GeV are not simulated due

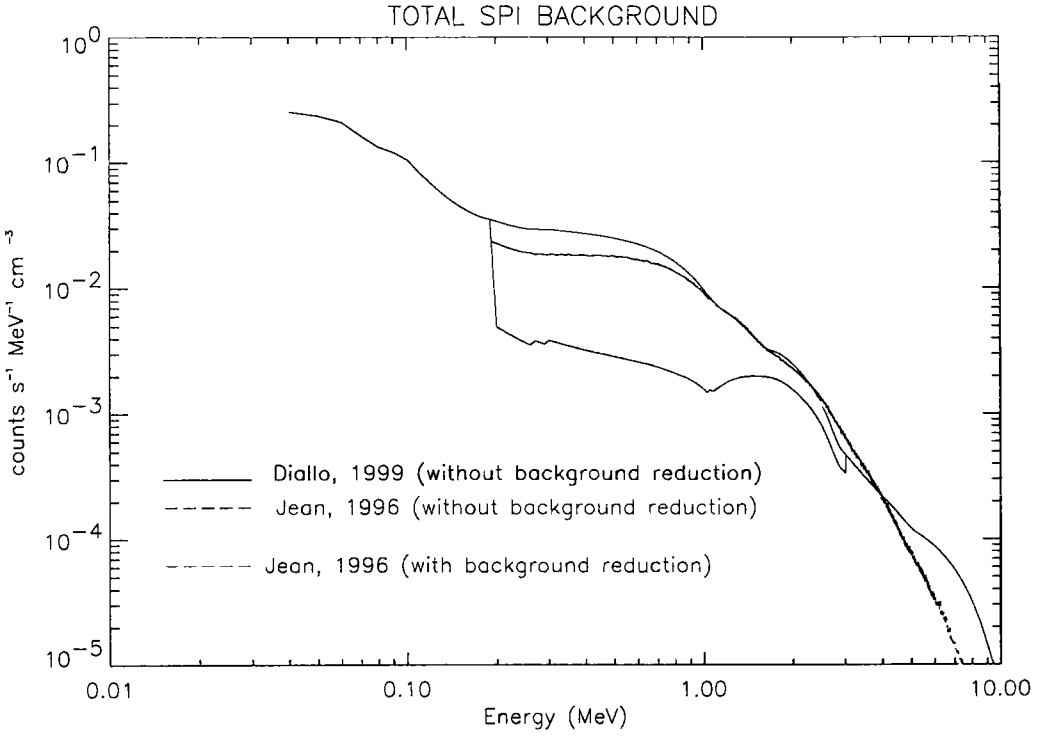

Figure 7: Total SPI instrumental-background spectrum a with and without reduction techniques - i.e. PSD (in order to reduce internal beta- decays background) and rejection of multiples events with a coincidence with an event at 511 keV in one detector (mostly induced by β^+ decay in Ge) or or with an event at an energy equal to the photon desexcitation energy of a radionucleide. Period of solar maximum, the threeshold of the anticoincidence is fixed at 80 keV.

to the limitation of the TIERCE code (the high threshold of HETC is 3 GeV). Simulations with a complete incident cosmic proton spectrum will accurate our calculated neutrons spectrum. Calculations of neutrons and their produced secondaries is crucial to accurately quantify background from the Ge activation and to find techniques for its reduction.

Also, it will be interesting to estimate the sensitivity for SPI to detect gamma ray lines and its improvment when background reduction techniques are applied. This work is in preparation.

References

[Audi96] G. Audi, O. Bersillon, J. Blanchot et A. Wapstra, ICRM 95, Nucl. Inst. and Meth. A369 (1996) 511.

[Ber96] Bersillon O. et al.,1996, 'TIERCE: A code System for particles and Radiation Transport in Thick targets', 2nd Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and applications, 3-7 June 1996, Kalmar, Sweden

[Evans92] Evans, R.D., 1992, "The Atomic Nucleus", McGraw-Hill, New-York

[GEANT] GEANT3.16 CERN Program Library Office

[HETC72] T. N. Armstrong, K. C. Chandler, Nucl. Sci. Eng. 49 (1972) 110

[Jean96a] Jean, P., in *Etude des performances et modélisation de spectromètres gamma pour l'astrophysique nucléaire*, Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse (1996)

[Jean96b] P. Jean et al., 1996,SPIE conference Proceedings "Gamma-Ray and Cosmic-Ray Detectors, Techniques, and Missions", 2806, ed. B.D. Ramsey & T.A. Parnell, 457 (1996).

[Kandel97] Kandel B., SPI-CR-0-4103-CESR, Toulouse (1997)

[Kandel96] Kandel B. et al., 1996, "The Transparent Universe", Proceedings of the 2nd INTEGRAL Workshop, ESA

[Lavigne98] J.M. Lavigne et al., Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 60B (1998) 69-7

[Lederer76] Lederer, S.M., and Shirley, V.S, 1978, "Table of isotopes", 7th edition, John Wiley and Sons

[Lichti96] Lichti, G.G., Schönfelder, V., Diehl, R. et al., SPIE conference Proceedings "Gamma-Ray and Cosmic-Ray Detectors, Techniques, and Missions", 2806, ed. B.D. Ramsey & T.A. Parnell, (1996)217

[Martinez97] Martinez, E., in "*Etude des distributions en énergie des neutrons de spallation produits à 0° par des faisceaux de protons (0.8, 1.2, 1.6 GeV) et des deutons (1.2, 1.6 GeV)*", Thèse de l'Université de Caen (1997).

Table 4: Radionuclide contributing to the β^- decay background in the Ge detectors of SPI, the volume of one detector is 174 cm^3

Isotope	β^- half life	β^- branching (%)	End-point energy (MeV)	Rate (cts s^{-1} cm^{-3})
03 H	12.3 y	100	0.02	0.19E-06
20 F	11.0 s	100	7.03	0.87E-05
28Al	2.24 m	100	4.64	0.19E-04
31Si	2.61 h	100	1.49	0.24E-04
32 P	14.3 d	100	1.71	0.48E-04
35 S	87.5 d	100	0.17	0.19E-04
36Cl	3.01 y	100	0.71	0.27E-04
38Cl	37.2 m	100	4.92	0.14E-04
42 K	12.4 h	100	3.52	0.21E-04
46Sc	83.8 d	100	1.37	0.28E-04
47Sc	3.45 d	100	0.60	0.45E-04
60Fe	1.50 y	100	0.21	0.30E-05
60Co	5.27 y	100	2.82	0.18E-05
61Mn	0.71 s	100	7.35	0.74E-05
63Ni	100 y	100	0.07	0.26E-06
65Ni	2.52 h	100	2.14	0.38E-04
66Ni	5.09 h	100	0.24	0.19E-03
66Cu	54.6 m	100	2.64	0.24E-04
67Cu	61.8 h	100	0.57	0.45E-04
69Cu	2.85 m	100	2.48	0.39E-04
69Zn	56.4 m	100	0.91	0.62E-03
70Cu	4.50 s	100	6.60	0.14E-04
70Ga	21.1 m	100	1.66	0.42E-02
71Zn	2.45 m	100	2.82	0.32E-03
72Zn	46.5 h	100	0.46	0.20E-03
72Ga	14.1 h	100	3.99	0.72E-03
73Zn	23.5 s	100	4.70	0.73E-04
73Ga	4.86 h	100	1.56	0.23E-02
74Ga	8.12 m	100	5.40	0.29E-03
75Ga	2.10 m	100	3.30	0.47E-03
75Ge	82.8 m	100	1.18	0.69E-02
76Ga	32.6 s	100	6.77	0.27E-04
76As	1.08 d	100	2.97	0.20E-04
77Ge	11.3 h	100	2.70	0.11E-02

Table 5: Radionuclide contributing to the β^+ decay background in the Ge detectors of SPI

Isotope	β^+ half life	β^+ branching (%)	End-point energy (MeV)	Rate (cts s^{-1} cm^{-3})
18 F	110. m	96.9	1.66	0.17E-04
19Ne	17.3 s	99.0	5.24	0.79E-05
22Na	2.60 y	90.5	2.84	0.30E-05
26Al	7.16 10^5 y	82.0	4.00	0.31E-11
30 P	2.50 m	75.0	4.23	0.32E-04
33Cl	0.18 s	100.0	11.6	0.15E-06
38 K	7.61 m	100.0	5.91	0.16E-04
40 K	1.2 10^9 y	0.0	1.50	0.26E-18
42Sc	0.68 s	100.0	6.42	0.29E-05
43Sc	3.88 h	95.0	2.22	0.99E-04
44Sc	3.93 h	95.0	3.66	0.10E-03
45Ti	3.08 h	75.0	2.06	0.59E-04
46 V	0.42 s	100.0	7.05	0.31E-05
47 V	32.6 m	95.0	2.93	0.41E-04
48 V	16.00 d	49.6	4.01	0.29E-04
49Cr	41.90 d	75.0	2.63	0.73E-04
50Mn	0.28 s	100.0	7.63	0.68E-06
51Mn	0.46 m	95.0	3.21	0.24E-04
52Mn	5.59 d	28.0	4.71	0.19E-04
53Fe	8.51 m	75.0	3.74	0.12E-03
54Co	0.19 s	100.0	8.24	0.43E-06
55Co	17.5 h	77.0	3.45	0.50E-04
56Co	78.8 d	19.0	4.57	0.20E-04
57Ni	36.0 h	40.0	3.27	0.16E-04
58Co	70.8 d	15.0	2.31	0.20E-04
59Cu	81.6 s	100.0	4.80	0.26E-04
60Cu	23.4 m	93.0	6.13	0.77E-04
61Cu	3.41 h	62.0	2.24	0.65E-03
61Zn	89.1 s	99.0	5.40	0.14E-04
62Cu	9.73 m	97.8	3.95	0.72E-03
62Zn	9.13 h	7.0	1.63	0.22E-05
63Zn	38.0 m	93.0	3.37	0.36E-03
64Cu	12.7 h	56.5	1.67	0.22E-03
64Ga	2.62 m	95.0	7.17	0.54E-04
65Zn	244.0 d	1.5	1.35	0.37E-03
65Ga	15.2 m	86.0	3.26	0.62E-05
66Ga	9.45 h	56.5	5.17	0.62E-03
67Ge	19.0 m	96.0	4.43	0.15E-03
68Ga	68.3 m	90.0	2.92	0.11E-02
69Ge	39.0 h	36.0	2.23	0.14E-02
69As	15.0 m	98.0	3.97	0.58E-04
70As	53.0 m	84.0	6.22	0.15E-03
71As	61.2 h	32.0	2.01	0.15E-03
72As	26.0 h	77.0	4.35	0.22E-03
74As	17.8 d	31.0	2.56	0.19E-04
26Al	6.36 s	100.0	4.23	0.53E-05

[MCNP86] J. F. Briesmeister Ed, LANL manual LA-7396-M (1986)

[Meyer69] Meyer, J.-P. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 7, 1 (1969)

[Slassi96] S. Slassi et al., 1996, SPIE conference Proceedings "Gamma-Ray and Cosmic-Ray Detectors, Techniques, and Missions", 2806, ed. B.D. Ramsey & T.A. Parnell, 483.

Annexe D

Articles 2 : les raies de bruit de fond

Gamma-Ray Background Lines in the *INTEGRAL* Spectrometer (SPI) Germanium Detectors

N. Diallo[1], P. Jean[2], R. Legrain[3],
B. Cordier[1], G. Vedrenne[2]

[1]DSM/DAPNIA/SAp, CEA-Saclay,
F–91191 Gif-sur-Yvette, France

[2]Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements,
CNRS/UPS, BP 4346, 31029 Toulouse Cedex, France

[3]DSM/DAPNIA/SPhN, CEA-Saclay,
F–91191 Gif-sur-Yvette, France

Abstract

Genarally many background lines can be observed in the background spectrum of a spaceborn or ballon-borne Ge spectrometer, but only a few are at energies of astrophysical interest. The origin of these background lines is principally the nuclear gamma ray line emission from the activation of instrumental material. In this paper only materials present inside the shield are studied. Indeed, the passive materials inside the SPI shield represent a non negligible fraction of the SPI detection unit total mass, containing many iron-rich materials, if we except the beryllium. The bombardment of the passive materials by the cosmic rays and by their secondaries produced in the shield induce radioactive unstable nuclei which in turn decay and possibly emit a γ-ray. We will compute the gamma ray emissivity of various passive materials inside the shield. This study will allow us then to determinate for each line of astrophysical interest which passive materials should be avoided as a potential background emitter of this line while conceiving a γ-ray spectrometer. It has also enabled us to deduce the less noisy material to be choosen when technological trade off occur. The delayed background lines model is not complete due to the lack of an accurate spatial distribution of some passive materials inside the shield. However, the contribution of the Be cryostat, Be cold plates, Al capsules and Ge detectors to the SPI delayed background lines is calculated.

1 Introduction

INTEGRAL is an ESA's high-energy astrophysics mission to be launched into a high perigee orbit early in the next decade. One of the two mission's main telescopes is the gamma-ray spectrometer SPI. The spectrometer SPI is dedicated to high-resolution γ-ray line astrophysics in the energy range 20 keV to 8 MeV, with an energy resolution of 2 keV at 1 MeV and with a 3 σ narrow-line sensivity of $5\times10^{-6}\gamma$ s^{-1} cm^{-2}. The main scientific objectives are summarised in Table 1. The only detectors which can achieve the required energy resolution under flight conditions are cooled Ge detectors. Therefore the central element of SPI are 19 large-volume Ge crystals which are arranged in an hexagonal geometry. These 19 Ge crystals are housed in a cryostat which cools them down to $\sim 85K$. The Ge-detectors array is surrounded by an active shield made with bismuth germanate (BGO) scintillators. A massive coded-aperture mask mounted 170 cm above the detector plane allows to perform images with an angular-resolution of $\approx 3^o$. For more details on the SPI telescope see [Vedrenne98].

Due to the opacity of the Earth's atmosphere to the gamma-rays, the observation of this kind of radiation coming from the space has to be performed above the atmosphere. At these altitudes, the cosmic-ray (CR) flux environment is very intense, and so provides a greater source of background ionisation than astrophysical gamma-rays. To achieve the target sensitivity, significant effort is being placed on instrument designs with the right choice of materials which will minimizes the effects of background.

According to measurements of the instrumental background in balloon-borne gamma-ray spectrometers (see [Mahomey89]), the background is made up of a discrete background lines superimposed on a continuum. Unfortunately these lines can be emitted at the same energies than lines of astrophysical interest. The origin of the gamma-ray background lines is essentially the activation of the instrumental material. In this paper we propose to study the gamma-ray lines from β-decays and from electron-capture of the residual nuclides created in the different materials. In section 2, we present the results of Monte Carlo simulations that have been performed to determine the neutron spectrum inside the shield and the production rates of residuals nucleides. The gamma emissivity of different materials (present inside the shield) following the β-decays of the created residuals nuclides are calculated in section 3. These emitted gamma-rays can interact in the Ge detectors and produce gamma-rays background lines; in section 4, we apply results of section 3 to the Be cryostat, the Al capsules and the Ge detectors to determine their contribution to the background lines of astrophysical interest.

Table 1: Main scientific targets of the *INTEGRAL*/SPI mission.

Nuclide	Astrophysical site	Energy (keV)
^{7}Be	Galactic novae	478
^{16}O*	Cosmic ray interaction with the interstellar medium	6129
^{26}Al	Galactic novae, supernovae, Wolf Rayet	1809
^{22}Na	Galactic novae	1274
^{44}Ti	CAS A, SN 1987A, galactic supernovae	68 78 1157
^{56}Co	Galactic & extra-galactic supernovae	847 1238
^{60}Fe	Galactic supernovae	1173 1332
(e^+,e^-) Annihilation	Galactic disk, galactic bulge	511

2 Neutrons and protons spectrum inside the shield

The orbits proposed for the *INTEGRAL* mission are both highly eccentric. In the case of the Proton launcher, the satellite will not cross the active fraction of radiation belts, and in absence of solar flare accelerated particles, the background photons will be essentially induced by interactions of CR (mainly protons in the 500 Mev to few GeV range) with the spectrometer materials. By the TIERCE code [Ber96], we define a SPI mass model composed of 19 hexagonal (6cm corner to corner × 7cm height) Ge volumes. Each detector is encapsulated in its aluminium container. The thickness of each capsule is 2mm around the Ge detector. The 19 detector modules are enclosed in a Be cryostat supported by a Be cold plate. The camera is surrounded by a 5.5 cm thickness hexagonal anti-coincidence shield, made of BGO. In this numerical model we do not take into account of the upper anti-coincidence rings and the mask (see Figure 1). Using this model, we simulate the irradiation by the isotropic cosmic proton flux which is given by Meyer (1969) [Meyer69], and we compute the resulting proton and neutron spectra present inside the BGO shield. The calculations are performed for a flux at solar maximum (1 protons s^{-1} cm^2).

Simulations results show that the passage of CR protons through the BGO blocks induces a decrease of the high energy protons and a strong increase of the low energy protons flux. The maximum of the proton spectrum is shifted to lower energy (150 MeV). This phenomenon is due to the ionisation energy losses and the creation of secondary protons by spallation reactions. In addition to the protons, the passage through the shield creates a large amount of secondary neutrons. The resulting neutron spectrum [neutrons s^{-1} MeV^{-1} cm^{-2}] can be fitted by two power laws: 5.36 $E_n{}^{-0.65}$ for 10 keV$\leq E_n <$1 MeV and 5.0$E_n{}^{-1.75}$ for 1 MeV$\leq E_n \leq$3 GeV; where E_n is the neutron energy in MeV. The proton and neutron spectra inside the BGO shield are shown in Figure 2 and 3.

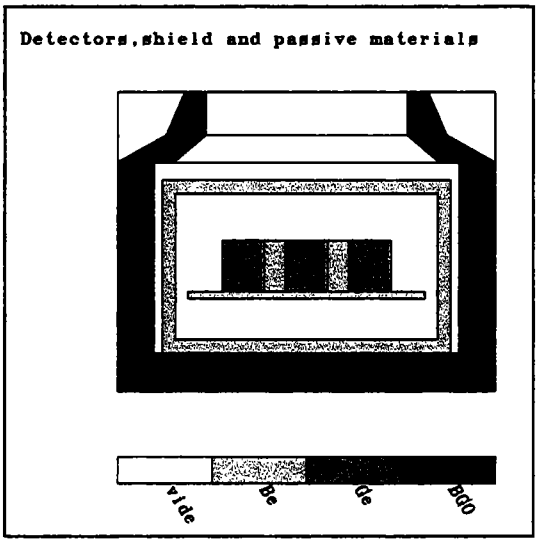

Figure 1: The SPI geometrical model used in our simulations with TIERCE code

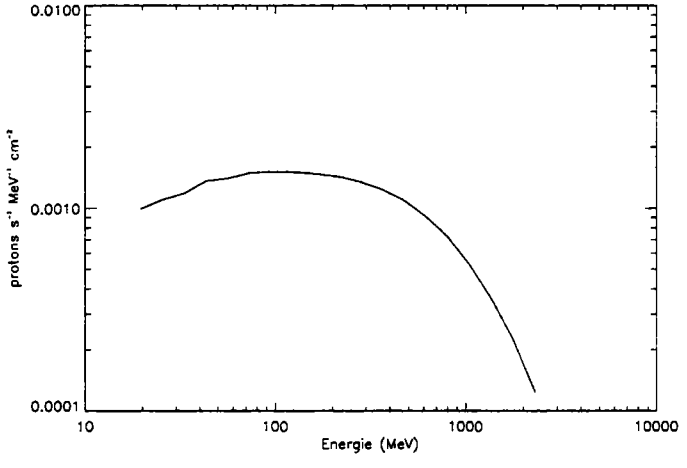

Figure 2: Proton flux spectrum inside the BGO shield irradiating the Ge detectors of SPI, in the solar max period.

3 Gamma-ray emissivity of the materials

Table 2 summarises the nature and the mass of passive materials foreseen inside the anti-coincidence shield. All these passive materials are present in the differ-

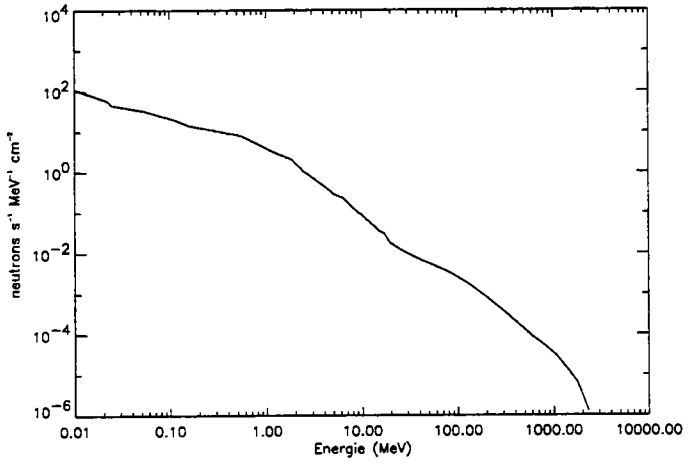

Figure 3: Neutron flux spectrum inside the BGO shield irradiating the Ge detectors of SPI, in the solar max period.

ent elements of the camera, such as cryostat, capsules, plates, screws, electronic pre-amplifiers... Of course, this matter is spatially distributed inside the BGO shield. In order to compute the radioactivity yields of these different materials, we simulate their irradiation by secondary particle population computed above by the TIERCE code. The radioactivity yields are calculated for a continuous CR irradiation of six months. For each volume, TIERCE gives the unstable nuclides created by spallation reaction or neutron activation. we follow their decays and compute the emitting β and γ particles.

3.1 Reaction mechanisms producing background γ-ray lines

Before giving results of our simulations, we propose to explain reaction mechanisms producing these background lines of astrophysical interest. Different decay mechanisms can produce these lines in the detectors: the gamma-ray lines from isomers, the gamma-ray lines from beta decays and the gamma-ray lines following the electron capture (EC).

1. The isomers are metastable states that decay by "isomeric transition" emitting gamma-rays. The decays are not prompt, having half-lives usually longer than the veto duration of the anticoincidence, so the emitted lines are not rejected by the anticoincidence signal. In our calculations, we have not evaluate this component (except the ^{26m}Al contribution) due to the lack of any information relating to the generation of metastable states in the used simulation package (TIERCE).

Table 2: Passive materials present inside the BGO anti-coincidence shield.

Material	Composition in % of mass	density (g/cm^3)	Mass (g)
Al5083	Al92Mg4.5Mn0.7Si0.4Fe0.4Zn0.2Ti0.1	2.66	2033
Au4G	Al93Cu4.2Mg0.8Si0.8Mn0.7Fe0.7Zn0.2	2.76	994
BeO	Be 99 O 1 Fe 0.1	1.84	15359
Brass	Cu 63 Zn 37	8.45	284
Ceramic	Ti 60 O 40	4.05	782
CuBe 2	Cu 98 Be 2	8.25	1454
Constantan	Cu 55 Ni 45	8.90	128
Steel 1810	Fe 72 Cr 18 Ni 10	7.90	2506
Steel C18.8	Fe 74 Cr 18 Ni 8	7.90	1676
Steel Z6CNU 17.04	Fe 78 Cr 17 Ni 4	7.95	1976
PTFE	F 76 C 24	2.20	1132
Ta 6V	Ti 90 Al 6 V 4 O 0.02	4.43	1451
TE 630	Si 38 O 30 C 16 Ca 5.6 B 1.3 H 1.5	1.85	1746
Vespel	C 69 O 21 N 7 H 3	1.43	104

2. Beta decays can contribute to the background line spectrum since in many cases the daughter nuclide of the β decay is produced in an excited state that decays promptly emitting generally one or more gamma-rays.

   - When the β decay takes place in the detector itself, background lines are not generated; indeed, the excited state decays in a short time compared with the coding time detectors electronic, the energy deposited by the photon is added with that of the emitted β particle.
   - On the other hand, β decays in the passive material generate background lines. β particles are stopped generally in a small region (due to the small range of the electrons and positrons) but the gamma-rays accompanying the β decays can escape the material and interact in the Ge detectors.
   - Concerning the BGO shield, the β decays do not contribute to the background since the energy loss of the β particles can trigger the anticoincidence shield and thus such events are vetoed by the shield. Nevertheless if the energy loss of the β particle is lower than veto threshold, the photon can create a background line but this contribution is negligible.

3. Another mechanism generating gamma-ray lines is the electron-capture (EC). Usually this process involves an electron from the K-shell because these have the greatest probability density of being in the nucleus. In most cases, the residual nucleus is left in an excited level, inducing a prompt emission of one or more gamma-ray that can contribute to the background line spectrum.

- Electron capture taking place in the passive material or in the Ge detectors contribute to the background lines. When the electron-capture occurs in the Ge detector, the background lines energy is the energy of electron-capture decay transition added with that from the prompt de-excitation of the vacancy in the K-shell of the daughter nucleus.
- On the other hand, when it is in the BGO shield, the gamma-ray event is rejected if the K-shell energy of the product nucleus is higher than the energy threshold of the anticoincidence system (fixed at 80 keV for the SPI BGO shield).

  BGO has the advantage that atomic de-excitation, following K-shell EC decay of high-Z-nuclides, can be used as the veto-trigger. Recent studies (see [Truscott *et al.*,1996]) show that a significant reduction in the un-vetoed γ-rays flux is achieved when the threshold of the BGO is reduced from 100 keV to 80 keV. In this paper, we have not evaluted this contribution.

4. Secondary protons and neutrons interact with the passive materials surrounding the detectors and produce unstable nuclides that desintegrate via β^+ decay. The positron annihilation will produce two 511 keV photons in opposite directions. The background event occurs when one the 511 keV photon is completely absorbed in one detector and the other is not detected by the shield. When the daughter nuclide of the β^+ decay is produced in an excited state that decays in a short time compared with the coincidence time, in addition to a positron, these decays have one or more prompt gamma-rays. If the photon interacts in the shield and trigger the veto signal, these decays do not contribute to the background. Therefore the contribution of the β^+ decays nucleides depends strongly on their distribution with respect to the detectors and the shield.

3.2 RESULTS

In Table 3, the γ-ray yield of the different materials is given at the astrophysical target energy. The yields are expressed in γ production per second and per gram of material multiplied by a factor of 10^{-5}.

In Table 4, tacking into account the total mass of each material, we represent for each scientific target the total amount of γ-ray lines emitted inside the BGO shield. Of course this approach is only qualitative while we do not simulate the γ-ray transport. We simply multiplied the yield value by the mass value. Evidently the calculation of the detected γ-ray lines is more complex, since it depends on the spatial distribution of each material. This computation implies to take into account the different solid angle versus the detectors and the auto-absorption of each material. This work have been done only for the Al capsules, Be cryostat and the Ge detectors by using the CERN GEANT Monte Carlo software; the results are presented in section 4.

Table 3: γ-ray lines yields at specific energies of the passive materials inside the SPI BGO shield after 6 months on orbit (units are in $10^{-5}\gamma/s/g$).

Energy (keV)	477	847	1157	1173	1238	1274	1332	1809	6129
Al5083	0.4	0.05	1.1	0.0	0.0	10.7	0.0	1.2	1.1
Au4G	4.3	1.6	1.6	0.05	0.1	8.8	1.0	1.1	0.7
BeO	3.3	0.15	0.05	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.4
Ceramic	2.3	0.0	83.4	0.0	0.0	0.6	0.0	0.0	17.6
CuBe 2	0.0	8.0	15.2	2.1	4.5	0.3	12.5	0.0	0.05
Constantan	0.0	17.0	24.0	2.1	11.2	0.3	13.8	0.0	0.0
S 1810	0.05	82.0	34.3	0.25	2.6	0.6	0.45	0.0	0.2
S C18.8	0.0	84.8	32.2	0.2	2.4	0.5	0.5	0.0	0.2
S Z6 1704	0.0	73.2	30.5	0.1	1.5	0.5	0.2	0.0	0.1
PTFE	5.7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	352.2
Ta 6V	0.2	0.0	148.3	0.0	0.0	2.2	0.0	0.1	0.5
Vespel	10.3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	6.3

In Table 5, we represent the positron production in the different passive materials, these values can give us an idea of the 511 keV line production. Evidently, as the others γ-ray lines, we must take into account the mass distribution of the passive materials inside the cryostat to determinate with good accuracy the 511 keV line detected in the Ge.

4 Application to the calculation of the detected background lines

As it is shown in Table 3, all the materials inside the shield emit gamma-ray lines which can be detected in the Ge detectors. The probability that one of these gamma-ray lines is fully absorbed in Ge detector depends on the place where the decay occurs. Therefore it is important to modelize accurately the spatial distribution of the material.

Since in our geometrical model only the Al capsules, the Be cryostat, the Be cold plates, the Ge detectors and the BGO anticoincidence-shield have been described fairly accurately, we can thus use the GEANT Monte Carlo code to determinate their contribution to the background lines by generating uniformly in each concerned volume the β particles and gamma photons following the decays. Results are presented in Table 6.

4.1 Contribution of the Be cryostat and the Be cold plates

Table 5 shows that Be is a good candidate for a reduction of the 511 keV background line in Ge spectrometer, since it produces less β^+ nucleides than Al which is commonly used as cryostat. However it produces a 477 keV background line which is an astrophysical target for SPI. This line follows the electron-capture

Table 4: Total amount of γ-ray lines emitted at specific energies by the passive materials inside SPI BGO shield after 6 months on orbit (units are in $10^{-2}\gamma/s$).

Energy (keV)	477	847	1157	1173	1238	1274	1332	1809	6129
Al5083	0.8	0.1	2.2	0.0	0.0	21.9	0.0	2.5	2.5
Au4G	4.2	1.6	1.6	0.05	0.15	8.7	1.0	1.1	0.7
BeO	51.7	2.9	1.2	0.0	0.0	0.1	0.0	0.0	7.5
Ceramic	1.8	0.0	65.0	0.0	0.0	0.45	0.0	0.0	13.7
Cu Be	0.1	11.7	22.1	3.1	51.5	0.45	18.1	0.0	0.1
Constantan	0.0	2.1	3.0	0.25	1.45	0.0	1.7	0.0	0.0
S 1810	0.15	205.8	85.9	0.55	6.7	1.5	1.15	0.0	0.6
S C18.8	0.05	142.2	54.1	0.35	4.1	0.85	0.85	0.0	0.35
S Z6 1704	0.05	144.8	60.2	0.2	2.9	1.05	0.5	0.0	0.25
PTFE	6.5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	388.7
Ta 6V	0.35	0.0	215.2	0.0	0.0	3.15	0.0	0.2	0.7
Vespel	1.05	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.6

Table 5: β^+ emissivity for different materials.

Material	Mass (g)	$10^{-3}\beta^+/s/g$	β^+/s
Al5083	2033	2.52	5.12
Au4G	994	2.71	2.69
BeO	15359	0.06	0.99
Ceramic	782	3.79	3.12
CuBe 2	1454	7.13	10.37
Constantan	128	5.94	0.76
Steel 1810	2506	2.18	5.47
Steel C18.8	1676	2.05	3.44
Steel Z6CNU 17.04	1976	1.73	3.42
PTFE	1132	4.18	4.74
Ta 6V	1451	3.20	4.64
Vespel	104	4.06	0.42
Ge	17588	3.22	57.0

Table 6: The β decays and the induced background of passive materials present inside the shield. The Be cryostat and Be cold plates have a mass of 26585 g and that of Al capsules is 1914 g.

	β^+		β^-		EC	
Material	Activity (decays s^{-1})	count rate (cts s^{-1})	Activity (decays s^{-1})	count rate (cts s^{-1})	Activity (decays s^{-1})	count rate (cts s^{-1})
Al capsules	5.79	1.04	10.73	2.2	0.27	9. 10^{-2}
Be cryostat + cold plates	1.6	7.2 10^{-4}	275.37	8.14 10^{-2}	10.56	0.1

of the ^{7}Be (half-life of 53.3 days) produced through the reaction ^{9}Be(n,3n)^{7}Be. The calculated induced line intensity is 1.01 10^{-5}cts s^{-1} cm^{-3}. The spectrum of produced bacground lines is represented in figure 4

4.2 Contribution of the Al capsules

The most important background line produced by the Al capsules is the 844 keV line. This line is not astrophysically interesting but, is close to the 847 line emitted by the supernovae. This background line is generated through the reaction ^{27}Al(n,p)^{27}Mg(β^-)^{27}Al. To reduce this background line, we propose to use Be instead of Al.

Al produce also a 1809 keV background line. This radiation is emitted in the β^- decay of ^{26}Na produced by in the reaction ^{27}Al(n,2p)^{26}Na(β^-)Mg* or ^{26}Mg(n,p)^{26}Na(β^-)Mg*.

Table 4 shows a strong 1274 keV line emissivity of Al material, however the induced line by the Al capsules is weak since the annihilation photons coming from the β^+ decay of the ^{22}Na will trigger the veto shield most of time, and/or will interact with the Ge detectors.

Al material is an important source of β+, the Al capsules produces a 511 keV background line intensity of 4.2 10^{-5} cts s^{-1} cm^{-3}. The use of Be instead of Al will improve the SPI sensitivity at 511 keV.

The spectrum of produced bacground lines is represented in figure 5

4.3 The Germanium detectors

We have explained above that only electron capture and isomeric transitions in the Ge detectors can contribute to the background lines. However, since the detected line is the sum of the EC energy and the K-shell energy, the analysis is more complicated.The lines emitted at energies of astrophysical interest will be detected at another energy.
We count 132 decays s^{-1} by electron capture in the Ge detectors inducing 15.6 counts s^{-1}, see table 8 for the Ge detectors contribution at each astrophysical gamma ray line.

Table 7 and Table 8 give the calculated background lines intensities, the spectra of these events are represented in Figure 6.

5 CONCLUSION

The detailed study of the gamma ray lines from radioactive decays of materials inside the shield presented in this paper is a qualitative approach concerning their gamma ray line astrophysically interesting emissivity. It has led to a better choice of used materials for SPI. We can conclude that the use of steel pollutes the 846 keV (^{56}Co) and 1157 keV (^{44}Ti) lines. In the same way, the use of titanium (Ta6V) pollutes the 1157 keV (^{44}Ti) line and the use of PTFE the 6129

Table 7: γ-ray lines intensities from radioactive decays of materials present inside the shield. The Be cryostat and Be cold plates have a mass of 26585 g and that of Al capsules is 1914 g.

Material	Line (keV)	Induced Isotope	Half-life	Decay Mode	Branching Ratio	Emissivity (ph s^{-1} g^{-1})	Intensity (cts $s^{-1}cm^{-3}$
Be cryostat	478	^{7}Be	53.3 d	100% EC	10.4%	6.7 10^{-5}	11.4 10^{-6}
and cold plates	844	^{27}Mg	9.46 m	100% β^-	72%	0.59 10^{-6}	0.15 10^{-6}
Al capsules	847	^{56}Mn	2.579 h	100% β^-	56%	0.1 10^{-5}	8.5 10^{-5}
	1274	^{22}Na	2.6 a	90.5% β^+ 9.5% EC	99.94%	21.5 10^{-5}	0.15 10^{-5}
	6129	^{16}N	7.13 s	100% β^-	68%	0.1 10^{-5}	1.57 10^{-8}

Table 8: Intensity of the γ-ray lines following electron capture in the Ge. The 19 Ge detectors have each a volume of 174 cm^{-3}

Line (keV)	478	847	1157	1238	1274	1809
Intensity (10^{-6} cts s^{-1} cm^{-3})	5.7	105	5.7	3.1	0.67	0.54

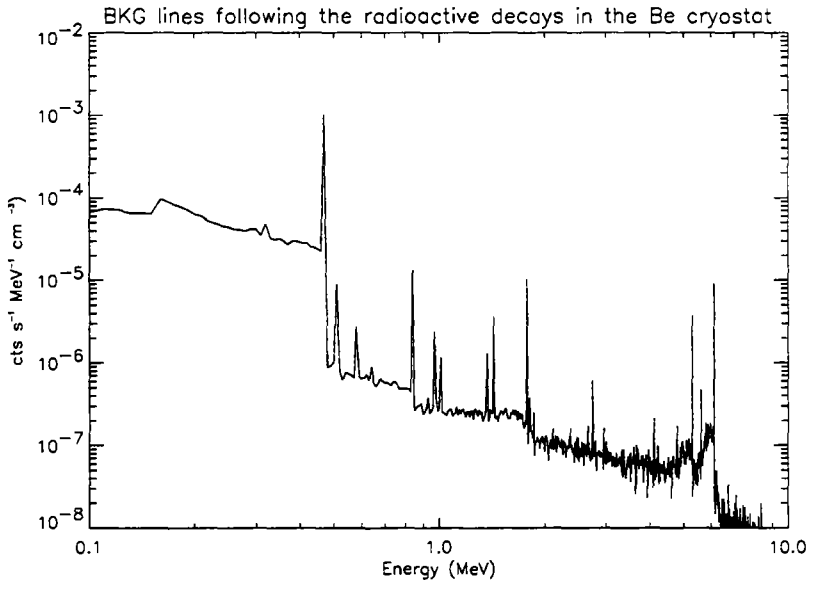

Figure 4: Background lines from radioactive decays of the Be cryostat and Be cold plates. The anticoincidence is ON and his threshold is fixed at 80 keV

keV ($^{16}O^*$) line. Concerning aluminium and steel, the effects of the different blendings seem to be marginal. This work allows to notice that the $^{16}O^*$, ^{44}Ti and ^{56}Co lines are the more polluted astrophysical targets. On the contrary the ^{26}Al line seems to be little disturbed by the passive materials activation

Concerning the 511 keV background line positron annihilation, Cu and Al are the most important sources of β^+. The use of these materials inside the shield of SPI is not recommended. The use of Be instead of Al for the capsules will improve the SPI sensitivity at 511 keV.

References

[Ber96] Bersillon, O. *et al.*, in 2nd Conference on Accelerator-Driven Transmutation technologies and Applications, Kalmar (1996).

[Lavigne98] J.M. Lavigne *et al.*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 60B (1998) 69-7

[Mahomey89] Mahomey *et al.*, 1989, Proc. of the conference of High Energy Radiation Background in space, Sanibel, Floride, November 3-5, 1987 by the American Institute of physics

[Meyer69] Meyer, J.-P. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 7, 1 (1969)

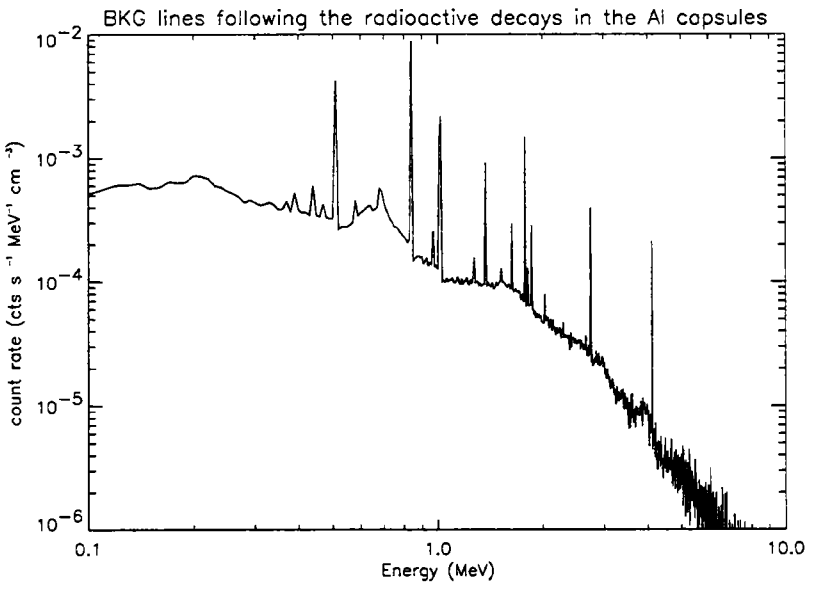

Figure 5: Background lines from radioactive decays of the Al capsules. The anticoincidence is ON and his threshold is fixed at 80 keV

[Truscott *et al.*,1996] Truscott *et al.*, 1996, "The Transparent Universe", Proceedings of the 2nd INTEGRAL Workshop, ESA

[Vedrenne98] Vedrenne *et al.*, 1998, "The SPI spectrometer for the INTEGRAL mission" in "Proc. of the Nordic Symposium in theorical high energy astrophysics : use of the spectrum X-gamma and INTEGRAL missions", Physica Scripta, Vol. T77, 35-38

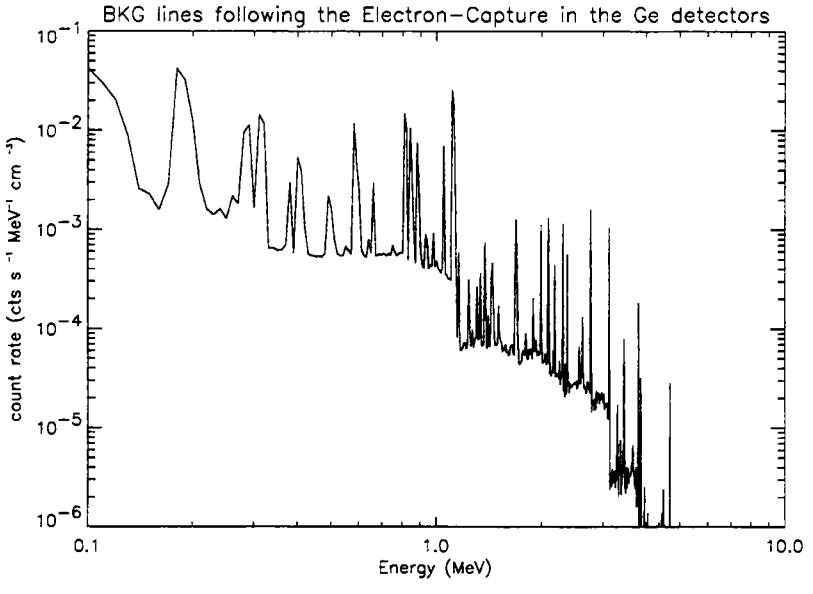

Figure 6: Background lines from radioactive decays of the Ge detectors. The anticoincidence is ON and his threshold is fixed at 80 keV

Table des figures

1.1 Les processus physiques produisant des raies gamma 8

2.1 Le modèle thermique et structurel du satellite *INTEGRAL* en cours de montage au centre technique (ESTEC) de l'ESA à Noordwijk (Pays-Bas). 17

2.2 Image des differents sous-systèmes de SPI 20

2.3 Plan détecteur de SPI 22

2.4 Schéma du masque codé de SPI 25

2.5 Projection d'une source au travers d'un masque codé 27

2.6 Modèle GEANT du plan de détection utilisé par [Kandel et al. 1996] dans les simulations d'efficacité. Les chiffres sont les numéros des détecteurs. 32

2.7 Efficacité globale de la matrice en germanium de SPI pour les événements simples et doubles. 33

3.1 Spectre de rayonnement diffus cosmique d'après une compilation des différentes données effectuée par [Mandrou et al. 1979] 38

3.2 Spectre des particules du rayonnement cosmique primaire détectées au niveau de l'orbite terrestre (les flux sont à diviser par cinq dans le cas des protons). Aux énergies inférieures à quelques gigaélectronvolts par nucléon, les spectres sont reproduits pour différentes phases du cycle solaire, sachant que les flux les plus intenses correspondent au minimum de l'activité solaire. 39

3.3 Taux de production de neutrons obtenus en bombardant des cibles de béryllium, d'étain, de plomb et d'uranium avec des protons d'énergies intermédiaires. Les cibles sont des cylindres, la première dimension donnée étant le diamètre et la deuxième dimension la longueur. La cible de béryllium est parallélépipèdique; données d'après [Fraser et al. 1983] et figure d'après [Martinez 1997]. 42

3.4 Taux de production de neutrons produits en cibles épaisses de béryllium, d'étain, de plomb et d'uranium avec des protons d'énergies intermédiaires. Les cibles sont identiques à celles évoquées en figure 3.3. 43

3.5 Exemple de schéma de désintégration β^- 47

3.6 Exemple de schéma de désintégration β^+ 49

3.7 Représentation schématique du système de code TIERCE 53

3.8 Projection plane d'une cascade intranucléaire simulée par la méthode de Monte Carlo, d'après [Bernardini et al. 1950] 56

4.1 Spectre de la composante photonique du bruit de fond de SPI avec et sans application des méthodes de réduction de bruit de fond (PSD et signatures énergétiques). La composante photonique provient du rayonnement de fuite à travers le blindage et du flux de photons du rayonnement cosmique diffus passant par l'ouverture du spectromètre SPI. Les valeurs numériques sont données dans [Jean 1996] 64

4.2 Variation du taux de production de neutrons et protons qui pénétrent sur la cible de germanium en fonction de l'épaisseur de BGO. Ces valeurs sont obtenues en simulant par HETC l'irradiation de protons de 1 GeV sur une cible cylindrique en BGO. (a) représente la production de neutrons d'énergie comprise entre 10 et 1000 MeV et (b) représente la production de neutrons et protons. 68

4.3 Variation en fonction de l'épaisseur de BGO du taux de production de particules β^+ dans la cible de germanium lorsqu'on irradie plusieurs cibles de BGO avec un flux de 1 proton s^{-1} cm^{-2} pendant 6 mois. L'énergie des protons est de 1 GeV, les valeurs sont calculées 1 seconde aprés la fin de l'irradiation 69

4.4 Coupe du modèle géométrique de SPI utilisé dans nos simulations TIERCE . . 71

4.5 Spectre des protons du rayonnement cosmique utilisé dans nos simulations obtenu à partir d'un tirage aléatoire suivant le spectre donné dans l'équation 4.2. . 72

4.6 Flux de protons de haute énergie (> 20 MeV) sortant du bouclier en BGO et irradiant la matrice des detecteurs en germanium de SPI. 73

4.7 Flux de neutrons sortant du bouclier en BGO et irradiant la matrice des detecteurs en germanium de SPI. 74

4.8 Spectre des neutrons à l'intérieur du bouclier en BGO de SPI estimé dans ce mémoire en utilisant TIERCE et par [Jean 1996] utilisant GCALOR 75

4.9 Spectre des neutrons à l'intérieur du bouclier en BGO de SPI estimé dans ce mémoire en utilisant TIERCE et par [Jean 1996] utilisant GCALOR (avec des protons cosmiques d'énergie inférieure à 3 GeV. 76

4.10 Modèle GEANT de SPI utilisé pour la simulation du tranport des particules β et des photons de désexcitation. 82

4.11 Sensibilité à 3σ pour l'observation des raies gamma fines d'une source ponctuelle située dans l'axe du spectromètre SPI avec et sans application des techniques de réduction de bruit de fond. 91

4.12 Comparaison de la sensibilité aux raies gamma fines de SPI obtenue dans nos calculs avec celle donnée dans [Jean 1996]. Les techniques de réduction de bruit sont appliquées dans les deux calculs. Le temps d'observation est le même. . . 92

Liste des tableaux

2.1 Caractéristiques principales des chaînes de désintégrations de radionucleides cosmiques propres à produire les raies gamma nucléaires les plus aisément détectables d'après [Prantzos 1996]. (a) durée de vie la plus longue dans le cas des chaînes à double décroissance. (b)estimation incertaine. Les énergies des raies déjà détectées sont en gras. 26

4.1 Nombre d'interactions nucléaires induites par les particules de haute énergie ($\geq$ 20 MeV). On a simulé 10^5 protons de 1 GeV sur une cible cylindrique en BGO de diamètre 20 cm derrière laquelle est placée un cylindre en germanium de même diamètre et d'épaisseur 6 cm. 67

4.2 Comparaison des taux de production de neutrons entre GCALOR et TIERCE. E est l'energie des protons qui bombardent une face de la cible de BGO, n le nombre de neutrons par proton incident qui sortent de l'autre face de la cible. . 78

4.3 Liste des isotopes interdits donnant des raies de bruit de fruits à des énergies correspondant aux énergies des raies d'intérêt astrophysique. Les isotopes apparaissant en italique sont les isotopes à grande période, nous pouvons les éliminer ainsi que leurs parents dans la liste des isotopes interdits. 84

4.4 Taux de décroissance β dans l'inox et le titane calculé pour un flux de protons de 1 proton s^{-1} cm^{-2} pendant 6 mois d'irradiation. 86

4.5 Comparaison du titane et de l'inox quant à leur production de raies gamma d'intérêt astrophysique. 87

4.6 Tableau récapitulatif des différences dans les hypothèses et résultats de calculs entre Jean(1996) et nos travaux 94

Bibliographie

[Audi et al. 1996] G. Audi, O. Bersillon, J. Blanchot et A. Wapstra, ICRM 95, Nucl. Inst. and Meth. A369, 511, 1996

[Atchison 1994] F. Atchinson, OCDE Specialist's Meeting Issy-les-Moulineaux, 30 May - 15 June (1994)

[Armstrong et al. 1977, 1972] T. W. Armstrong and K. C. Chandler, Radiation Shielding Information Center, HETC Monte Carlo Nucleon-Meson Transport Code, report CCC-178, ORNL (1977) et Nucl. Sc. Eng. 49 (1972) 110

[Atale 199] F. Atale, dans "Systèmes sous-critiques; caractérisation et influence de la source de neutrons sur la neutronique du réacteur", Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble (199)

[Barashenkov 1993] B.C. Barashenkov, Cross Sections of Interactions of Particle and Nuclei with Nuclei, JINR, Dubna, 1993

[Bernardini et al. 1950] G. Bernardini, E. Booth, S. Lindenbaum, Phys. Rev. 80 (1950) 905

[Bersillon et al. 1996] Bersillon O. et al.,1996, "TIERCE: A code System for particles and Radiation Transport in Thick targets", 2nd Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and applications, 3-7 June 1996, Kalmar, Sweden

[Bertini 1963] H.W. Bertini, Rapport ORNL-*3383* Monte Carlo Calculations on Nuclear Cascades (1963)

[Bertini 1969] H.W. Bertini, Phys. Rev. 188 (1969) 1711

[Carlson 1996] R.F. Carlson, Proton-Nucleus Reaction Cross Sections, Atomic Data and Nuclear Data Tables, **63** (1996) 94

[Chen et al. 1968] K. Chen et al., Phys. Rev. 166 (1968) 949; 176 (1968) 1208

[Chen 1996] Chen W. *et al*, Proceedings 2nd *INTEGRAL* Workshop "The transparent Universe", St Malo, France, 16-20 September 1996, ESA SP-382, p. 37, March 1997

[Cotin 1996] Cotin, SPI-NT-421-4058-CESR, 1996

[Daly 1988] Daly E.J., 1988, ESA Journal, Vol. 12, 229, communication privée

[Diehl et Timmes 1998] R. Diehl et Timmes, MPE Peprint 434 (1998)

[Dresner 1961] L. Dresner, ORNL-TM-196 (1961)

[Dostrovsky et al. 1958, 1959, 1960] I. Dostrovsky et al., Phys. Rev. 111 (1958) 1659; Phys. Rev. 116 (1959) 683; Phys. Rev. 118 (1960) 781

[Evans 1992] Evans, R.D., 1992, "The Atomic Nucleus", McGraw-Hill, New-York

[Fraser et al. 1983] J. S. Fraser et G. A. Bartholomew, Neutron Sources for Basic Physics and Applications, OECD/NEA Report (1983) 217

[GEANT] GEANT3.16 CERN Program Library Office

[Gerhels 1985] Gehrels, N., Nucl. Instr. and Meth. A329, 324, 1985

[Gruber et al. 1980] Gruber D.E et al., 1980, *Astrophys. J.* 240, L127

[Jean 1996] P. Jean, dans "*Etude des performances et modélisation de spectromètres gamma pour l'astrophysique nucléaire*", Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse (1996)

[Jean et al. 1996] P. Jean et al., 1996, SPIE conference Proceedings "Gamma-Ray and Cosmic-Ray Detectors, Techniques, and Missions", 2806, ed. B.D. Ramsey & T.A. Parnell, 457 (1996)

[José et Hernanz 1998] José et Hernanz, Ap. J. 494 (1998) 680

[Kandel 1997] Kandel B., SPI-CR-0-4103-CESR, Toulouse (1997)

[Kandel et al. 1996] Kandel B. et al., 1996, "The Transparent Universe", Proceedings of the 2nd INTEGRAL Workshop, ESA

[Lavigne et al. 1984] Lavigne J.M. et al, 1984, J. Geophys. Res. 89, 5636

[Lederer et al. 1978] Lederer, S.M., and Shirley, V.S, 1978, "Table of isotopes", 7th edition, John Wiley and Sons

[Limousin 1995] O. Limousin, "Test en accélérateur de particules à Saturne. Etude du bruit de fond sur le plan détecteur germanium du spectromètre d'*INTEGRAL*, Rapport de stage, CEA Saclay, Service Astrophysique (1995)

[Lingenfelter et al. 1977] Lingenfelter, R.E., et Ramaty, R., (1977), *Astrophys. J.* 211, L19

[Lockwood 1981] Lockwood J.A. et al. , 1981, *Astrophys. J.* 248, 1194

[Lyons 1986] Lyons L., 1986, "Statistics for nuclear and particle physics", ed. Cambridge University Press

[Mandrou et al. 1979] Mandrou P. et al, 1979, *Astrophys. J.* 230, 97

[Martinez 1997] E. Martinez, dans "*Etude des distributions en énergie des neutrons de spallation produits à 0° par des faisceaux de protons (0.8, 1.2, 1.6 GeV) et des deutons (1.2, 1.6 GeV)*", Thèse de l'Université de Caen (1997)

[Menard 1998] S. Menard, dans "*Production de neutrons en cible épaisse par un faisceau de protons de haute énergie*", thèse de l'Université Paris XI (1998)

[Meyer 1969] Meyer, J.-P. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 7, 1 (1969)

[Naya et al. 1996] Naya J.E. et al, Nature, 384, p. 44, 1996

[Powell et al. 1959] Powell C. F. et al., 1959, *The Study of the Elementary Particles by the Photographic Method*, Pergamon Press, London

[Prantzos 1996] Prantzos N., A&A Supp. Ser., 120, 303-310, 1996

[ramaty et al. 1975] Ramaty, R., Kozlovsky, B., et Lingenfelter, R.E., 1975, *Space Sci. Rev.*, **18**,341

[Rubbia et al. 1995] C. Rubbia et al., preprint CERN/AT/95-44(ET) (1995)

[Schönfelder et al. 1977] Schönfelder V. et al., 1977, *Astrophys. J.* 217, 306

[Schönfelder et al. 1980] Schonfelder V. et al., 1980, *Astrophys. J.* 240, 350

[Serber 1947a] R. Serber, Phys. Rev. 72 (1947) 1008

[Serber 1947b] R. Serber, Phys. Rev. 72 (1947) 1114

[Share et al. 1974] Share G.H. et al., 1974, *Astrophys. J.* 187, 511

[Staubert 1985] Staubert R., 1985, "19th International Cosmic Ray Conference". Papers, 3, 477

[Tranquille et al. 1992] Tranquille C., Daly E.J., 1992, ESA Journal, Vol. 16, 275

[Trombka et al. 1973] Trombka J.I. et al., 1973, *Astrophys. J.* 181, 737

[Trumper et al. 1978] Trümper et al., 1978, *Astrophys. J.* 236, L67

[Trueller et al. 1990] Tueller J. et al., Ap.J. 351, L41, 1990

[Weisskopf et al. 1987] V. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1987) 295

[Weisskopf 1937] V. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295

[White et al. 1977] White R.S. it et al., 1977, Astrophys. J. 218, 920

[Woosley et Timmes 1997] Woosley et Timmes, Ap. J. 481 (1997) L81

[Yariv et al. 1981] Y. Yariv and Z. Fraenkel, Phys. Rev. C 24 (1981) 488