



HAL
open science

Etude et validation d'un spectromètre gamma pour la mesure de la composition chimique des surfaces planétaires. Application à une mission vers Mercure.

Benoît Pirard

► To cite this version:

Benoît Pirard. Etude et validation d'un spectromètre gamma pour la mesure de la composition chimique des surfaces planétaires. Application à une mission vers Mercure.. Physique [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. NNT: . tel-00136703

HAL Id: tel-00136703

<https://theses.hal.science/tel-00136703>

Submitted on 15 Mar 2007

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

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

UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER

UFR PHYSIQUE, CHIMIE, AUTOMATIQUE

Thèse

pour l'obtention du grade de
Docteur de l'Université Toulouse III

Spécialité : Instrumentation Spatiale

Présentée et soutenue par

Benoît PIRARD

le 18 décembre 2006

**ETUDE ET VALIDATION D'UN SPECTROMÈTRE
GAMMA POUR LA MESURE DE LA COMPOSITION
CHIMIQUE DES SURFACES PLANÉTAIRES**

APPLICATION À UNE MISSION VERS MERCURE

Directeur de thèse : Dr. Claude d'Uston

JURY

Prof. P. von Ballmoos	Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements	Président
Dr J. Paul	Commissariat à l'Energie Atomique	Rapporteur
Dr E. Chassefière	Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)	Rapporteur
Prof. F. Rull Pérez	Université de Valladolid	Rapporteur
Prof. P. Leleux	Université Catholique de Louvain	Examineur
Dr F. Rocard	Centre National d'Etudes Spatiales	Examineur
Dr O. Gasnault	Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements	Examineur
Dr C. d'Uston	Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements	Directeur

Avant-propos

Le présent mémoire constitue une synthèse des travaux que j'ai réalisés pendant trois années au Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements et financés à la fois par le Centre National de la Recherche Scientifique et le Centre National d'Etudes Spatiales. A bien des égards il ne représente qu'une dimension de l'expérience que j'ai pu vivre. Il s'agissait en particulier de ma première implication dans un projet spatial.

Je tiens avant tout à remercier Messieurs Giovanni Bignami et Jean-André Sauvaud, respectivement directeur et directeur adjoint (et futur directeur) du CESR pour m'avoir permis de travailler dans les murs du laboratoire. Je remercie également Francis Rocard pour m'avoir supervisé en tant que responsable CNES.

J'adresse mes plus vifs remerciements à mon directeur de thèse, Claude d'Uston. Il m'a consacré beaucoup de temps, que ce soit pour les discussions scientifiques et techniques ou pour la relecture de tout ce que j'ai pu rédiger... Il a pu me guider et me conseiller tout en me laissant une grande autonomie dans les projets que j'avais à mener.

Je remercie également Messieurs Jacques Paul, Eric Chassefière et Fernando Rull pour avoir accepté d'examiner mon manuscrit en tant que rapporteurs, ainsi que Peter von Ballmoos pour avoir présidé le jury de soutenance.

Je suis très reconnaissant envers Olivier Gasnault pour ses conseils et sa disponibilité, envers Sylvestre Maurice pour ses encouragements, envers Jean-Jacques Thocaven, Driss Kouach et Marc Bouyé qui ont travaillé avec moi dans le cadre du projet MANGA et à qui j'ai emprunté beaucoup d'idées et de figures pour illustrer ce rapport.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance aux personnes avec qui j'ai collaboré Outre-Rhin et Outre-Québécois : Pierre Leleux et Johannes Brückner dont les apports furent déterminants dans la réalisation et la compréhension des tests d'irradiations, ainsi que Juan Cabrera qui m'a transmis le virus GEANT4.

Je remercie toutes les personnes du laboratoire qui m'ont un jour aidé sur le plan scientifique, informatique, technique ou administratif : Henry Barthe qui m'a fait un peu de place dans son bureau, Henry-Claude Seran qui m'a accompagné lors d'une campagne en accélérateur, Etienne Pallier pour ses petits-déjeuners, et bien d'autres encore...

Un grand merci à tous les intermittents de la recherche, doctorants, CDDs et stagiaires, non pas pour les échanges scientifiques extrêmement enrichissants mais pour les soirées organisées ou improvisées, du moins arrosées... Dans le désordre et sans les nommer par leurs éventuels surnoms : Pierre, Romain, Erwann, Michaël, Lionel, Christophe, Nicolas, Natacha, Mathieu, Patricia, Philippe, Sylvain, Vincent, Ludovic, Denis, Yannis, Gilles, Martin, Giovanni, William, Pierrick, Olivier, Francesca, Bénédicte, Yann, Mathieu et tous ceux que j'ai oubliés. J'espère également avoir bousculé leurs préjugés sur les us et coutumes du Plat Pays...

Merci à ma petite Val, à qui je dois tout et sans qui les choses auraient été bien différentes. Elle m'a épaulé durant ces trois années et m'a surtout libéré de beaucoup de contraintes dans les derniers mois de rédaction. Je lui rendrai la pareille dans moins de deux ans.

Enfin, mes pensées vont vers ma famille. Malgré la distance qui nous séparait, je me suis toujours senti très proche d'elle, en particulier dans les moments difficiles. La lecture de cette thèse leur permettra sans doute de comprendre un peu mieux ce que je suis venu faire à Toulouse pendant trois ans.

Table des matières

Avant-propos	3
Table des matières	5
Introduction	11
1 La spectroscopie de rayonnement gamma : principe et utilisation en planétologie	13
1.1 Le rayonnement gamma et la spectroscopie gamma	13
1.1.1 Le rayonnement gamma	13
1.1.2 La spectroscopie gamma : principe et applications	14
1.1.3 La spectroscopie gamma dans l'espace	16
1.2 Interaction du rayonnement gamma avec la matière	23
1.3 Fonctionnement des spectromètres gamma	26
1.3.1 Les semi-conducteurs	26
1.3.2 Les scintillateurs	29
1.3.3 Chaîne de mesure : du photon détecté au signal numérique	31
1.4 Caractérisation des performances d'un spectromètre	32
1.4.1 Réponse d'un détecteur à une source ponctuelle mono-énergétique	32
1.4.2 Efficacité de détection	35
1.4.3 Résolution en énergie	37
1.4.4 Rapport signal/bruit et notion de sensibilité	38
1.5 Emission de rayonnement γ d'une surface planétaire	40
1.5.1 Processus d'émission gamma dans un sol planétaire	40
1.5.2 Transport des photons gamma dans un sol planétaire	42
1.6 Détection en orbite du rayonnement gamma planétaire	43
1.6.1 Flux transmis de la surface planétaire au détecteur	43
1.6.2 Résolution spatiale et cartographie	45
1.6.3 Contribution des sources parasites dans le spectre	46
2 Etude d'un instrument de spectroscopie gamma dans le cadre d'une mission vers Mercure	49
2.1 L'exploration de Mercure : enjeux et missions à venir	49
2.1.1 Les enjeux scientifiques dans l'exploration de Mercure	49

2.1.2	Les futures missions d'exploration de Mercure	54
2.1.3	Objectifs scientifiques de la spectroscopie gamma	55
2.2	Comparaison des instruments MESSENGER/GRS, Bepi-Colombo/MGNS et MANGA	58
2.2.1	Comparaison des orbites autour de Mercure	58
2.2.2	Précision des mesures	59
2.2.3	Spectres synthétiques	62
2.3	Le projet MANGA	64
2.3.1	Contexte et évolution du projet	64
2.3.2	Présentation de l'instrument	66
2.3.3	Description du spectromètre gamma	67
2.4	Performances du spectromètre MANGA/GSH	70
2.4.1	Généralités sur les spectromètres à base de germanium	70
2.4.2	Analyse de l'efficacité de détection de MANGA/GSH	71
2.4.3	Champ électrique et déplétion dans un cristal HPGe coaxial	73
2.4.4	Résolution en énergie	76
2.4.5	Facteurs altérant la performance des détecteurs HPGe	78
2.5	Conclusion	80
3	Etude des dommages radiatifs dans les détecteurs de germanium	81
3.1	Interaction des radiations avec la matière	82
3.1.1	Interaction des particules chargées avec la matière	82
3.1.2	Interaction des neutrons avec la matière	85
3.2	Les dommages radiatifs et leurs effets dans les détecteurs de germanium	86
3.2.1	Sources de dommages radiatifs dans l'espace	86
3.2.2	Mécanismes de dommage dans les semi-conducteurs	86
3.2.3	Synthèse des études sur la dégradation des détecteurs HPGe	88
3.3	Caractéristiques des protons solaires	91
3.3.1	Prédiction de la fluence de protons solaires pour Bepi-Colombo	93
3.4	Tests d'irradiation	95
3.4.1	Conditions de test	95
3.4.2	Irradiations et recuits du détecteur 1	98
3.4.3	Irradiations et recuits du détecteur 2	107
3.4.4	Suivi de l'activation	109
3.5	Interprétation des résultats	112
3.5.1	Analyse de la perte d'efficacité	112
3.5.2	Prédiction de la dégradation des détecteurs HPGe en vol	112
3.6	Conclusion	116
3.6.1	Synthèse des études réalisées	116
3.6.2	Evaluation de la dégradation et scénario de recuit pour l'instrument MANGA	116

4 Etude du contrôle thermique cryogénique du détecteur HPGe	119
4.1 Refroidissement des détecteurs HPGe dans l'espace	120
4.2 Principes de la modélisation thermique des instruments spatiaux	121
4.2.1 Le découpage en noeuds thermiques	121
4.2.2 Echanges radiatifs	121
4.2.3 Echanges conductifs	122
4.2.4 Les apports et pertes de chaleur	123
4.2.5 Etablissement du modèle thermique et résolution des équations . .	124
4.3 Concept de refroidissement retenu pour la tête de détection gamma de l'instrument MANGA	126
4.3.1 Choix de la machine cryogénique	128
4.3.2 Modèle thermique simple de l'instrument	129
4.4 Tests réalisés sur la maquette thermique	135
4.4.1 Description de la maquette	135
4.4.2 Principaux résultats des tests effectués	136
4.5 Modèle numérique détaillé et comparaison avec les mesures expérimentales	138
4.6 Bilans thermiques pour l'instrument MANGA	141
4.7 Conclusion	144
 Conclusion générale	 145
 Bibliographie	 147
 Liste des figures	 159
 Liste des tableaux	 164
 Liste des publications	 169
 Annexes	 171
 A Raies d'émission gamma	 171
A.1 Sources de calibration utilisées en laboratoire	171
A.2 Principales raies de radioactivité naturelle	172
A.3 Raies de diffusion inélastique et de capture à la surface de Mercure	173
 B Simulations Monte-Carlo du transport des particules dans la matière	 175
B.1 Présentation de l'outil de simulation GEANT4	175
B.2 Architecture générale du code utilisé	176
B.2.1 Simulation de l'efficacité de détection du spectromètre MANGA/GSH179	
 C Analyse de la résolution spectrale d'un détecteur à scintillation	 183

D Conditions et résultats des tests d'irradiation (compléments)	187
D.1 Campagne 1 - détecteur 1	187
D.2 Campagne 2 - détecteur 1	189
D.3 Campagne 2 - détecteur 2	190
E Publication principale	191
Abstract (résumé en anglais)	203

Notations

Acronymes

CEB	:	Common Electronic Box ;
CERN	:	Centre Européen pour la Recherche Nucléaire ;
CESR	:	Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements ;
CNES	:	Centre National d'Etudes Spatiales (France) ;
CSR	:	Center for Space Radiations ;
DPU	:	Digital Process Unit ;
ESA	:	European Space Agency (Agence Spatiale Européenne) ;
FWHM	:	Full Width at Half Maximum (largeur à mi-hauteur) ;
FWTM	:	Full Width at Tenth Maximum (largeur au dixième de la hauteur) ;
GCR	:	Galactic Cosmic Rays (rayons cosmiques galactiques) ;
GRS	:	Gamma-ray spectrometer (spectromètre gamma) ;
GSH	:	Gamma Sensor Head (tête de détection gamma) ;
HPGe	:	High-Purity Germanium (germanium ultra pur) ;
JAXA	:	Japan Aerospace Exploration Agency (Japon) ;
MANGA	:	Mercury Analysis of Neutrons and GAMMA-rays ;
MLI	:	Multi-Layer Insulation (isolant thermique) ;
NS	:	Neutron Spectrometer (spectromètre neutron) ;
S/B	:	Rapport signal/bruit (SNR en anglais) ;
S/C	:	Spacecraft (satellite) ;
SPE	:	Solar Particle Event ;
STM	:	Structural and Thermal Model ;

Constantes et unités

c	=	$2.99792458 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	Vitesse de la lumière dans le vide ;
e	=	$1.60217653 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Charge de l'électron ;
eV	=	$1.60217653 \cdot 10^{-19} \text{ J}$	Electronvolt ;
h	=	$6.6260693 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$	Constante de Planck ;
k_b	=	$1.3806505 \cdot 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$	Constante de Boltzmann ;
m_e	=	$9.1093826 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	Masse de l'électron ;
m_p	=	$1.67262171 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$	Masse du proton ;
N_A	=	$6.0221415 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	Nombre d'Avogadro ;
r_e	=	$2.8179403 \cdot 10^{-15} \text{ m}$	Rayon classique de l'électron ;
UA	=	$1.49597870 \cdot 10^8 \text{ km}$	Unité astronomique (distance moyenne Terre-Soleil) ;
ε_0	=	$8.854187817 \cdot 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$	Permittivité électrique du vide ;
σ	=	$5.670400 \cdot 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$	Constante de Stefan-Boltzmann ;

Introduction

La spectroscopie de rayonnement gamma est une technique utilisée depuis plusieurs dizaines d'années en planétologie pour déterminer la composition chimique à la surface des corps planétaires ne présentant pas (ou peu) d'atmosphère comme la Lune, Mars, Mercure et bien d'autres corps du Système Solaire. Son principe consiste à mesurer les flux des raies gamma émises depuis la surface de la planète par des éléments naturellement radioactifs ou activés par le bombardement des particules du rayonnement cosmique. La détection d'un grand nombre de raies gamma à des énergies spécifiques dans le spectre révèle la présence à la surface d'éléments majeurs, mineurs ou traces. Pour un élément chimique donné, l'abondance peut être déterminée et même cartographiée à partir de la (des) raie(s) gamma correspondante(s), à condition que la précision soit suffisante.

Ces travaux de thèse traitent de l'étude et de la validation d'un spectromètre gamma pour la mesure de la composition chimique des surfaces planétaires. Ils ont été réalisés dans le cadre du projet MANGA (acronyme de Mercury Analysis of Neutrons and GAMma-rays). L'instrument MANGA, constitué d'un spectromètre gamma et d'un détecteur de neutrons, fut proposé en 2004 par le CESR pour être à bord de la mission Bepi-Colombo de l'ESA, destinée à explorer la planète Mercure.

Nos travaux ont porté dans un premier temps sur la caractérisation des performances du spectromètre gamma, dont le concept repose sur l'utilisation d'un cristal de germanium ultra-pur (HPGe) refroidi activement à température cryogénique. Nos études ont par la suite été axées sur deux aspects critiques liés à la spécificité des détecteurs de germanium et à la mission Bepi-Colombo : d'une part les dommages causés par les radiations et d'autre part le contrôle thermique cryogénique de l'instrument.

Bien que ce type d'instrument soit basé sur une technologie éprouvée, qu'il ait déjà été embarqué à bord de nombreuses missions spatiales et qu'il présente des performances de mesure inégalées, sa mise en oeuvre requiert néanmoins davantage de ressources (masse et puissance) que d'autres types de spectromètres. C'est principalement pour cette dernière raison que l'instrument MANGA ne fut pas retenu lors de la sélection finale, fin 2005.

Le présent mémoire comporte quatre chapitres. Le premier chapitre présente le principe de la spectroscopie gamma et son utilisation dans le cadre de l'exploration planétaire.

Après une brève synthèse sur les applications de la spectroscopie gamma, diverses notions sont rappelées concernant l'interaction des photons gamma avec la matière, le principe de leur détection et surtout, les différents paramètres utilisés pour caractériser la performance des spectromètres. La seconde partie du chapitre traite plus particulièrement de l'utilisation de la technique en planétologie.

Le second chapitre est consacré à la description de l'instrument MANGA. Les principales questions scientifiques liées à la planète Mercure sont synthétisées et les apports de la spectroscopie gamma sont discutés. Basée sur des simulations numériques, une comparaison de l'instrument MANGA avec d'autres concepts instrumentaux est faite en termes de précision dans la mesure des abondances chimiques. L'instrument MANGA, et plus précisément la tête de détection gamma, sont ensuite présentés et les principaux paramètres de performances sont passés en revue.

Le troisième chapitre présente une étude réalisée sur les effets des radiations dans les détecteurs de germanium. Après un rappel sur les mécanismes d'interactions des particules énergétiques avec la matière, une synthèse bibliographique est faite à propos de la dégradation des détecteurs HPGe due aux radiations. Nous présentons ensuite les investigations réalisées pour caractériser les effets particuliers des protons solaires dans le germanium. L'ensemble des études, tant expérimentales que numériques, sont décrites. Les résultats des tests sont interprétés et utilisés pour établir la stratégie de recuit d'un détecteur HPGe à bord d'une mission spatiale de longue durée.

Le quatrième chapitre traite du contrôle thermique de l'instrument. Un modèle thermique détaillé est présenté et confronté aux résultats obtenus lors de tests réalisés sur la maquette thermique. Le modèle est ensuite utilisé pour prédire précisément le comportement thermique de l'instrument en configuration de vol.

Une synthèse des travaux réalisés est enfin présentée. Si les études ont été effectuées dans le cadre du projet MANGA et de la mission Bepi-Colombo, elles auront contribué plus généralement à l'optimisation et à la validation d'un instrument de spectrométrie gamma à haute résolution et à faibles ressources pour l'étude des surfaces planétaires. Elles auront également permis d'améliorer la connaissance du comportement de cette technologie en environnement spatial.

Chapitre 1

La spectroscopie de rayonnement gamma : principe et utilisation en planétologie

Ce premier chapitre présente le principe de la spectroscopie gamma et son utilisation dans le cadre de l'exploration planétaire. La plupart des notions abordées sont essentielles à la compréhension des chapitres suivants.

Les deux premières sections présentent une introduction des notions de rayonnement γ et de spectroscopie γ , ainsi qu'un historique des divers instruments envoyés dans l'espace afin de détecter les rayons γ . La troisième section rappelle les processus d'interaction entre le rayonnement γ et la matière. La quatrième section traite du fonctionnement des deux principaux types de spectromètres (semi-conducteurs et scintillateurs) et des critères utilisés pour caractériser leur performance (efficacité, résolution, sensibilité). Les trois dernières sections du chapitre sont spécifiques à l'utilisation de la spectroscopie γ en planétologie. Elles traitent respectivement des processus à l'origine des raies d'émission γ dans les sols planétaires, de la détection en orbite des photons émis depuis la surface et des sources de bruit de fond dans les spectres mesurés.

1.1 Le rayonnement gamma et la spectroscopie gamma

1.1.1 Le rayonnement gamma

Le rayonnement γ , mis en évidence par le physicien français Paul Villard en 1900, se trouve à l'extrême du spectre électromagnétique, à des énergies au-delà de 10 keV. De même nature physique que le rayonnement X , il se distingue de ce dernier par son origine : un rayon γ est produit par une transition nucléaire tandis qu'un rayon X est émis lors d'une transition entre couches électroniques d'un atome.

Le tableau 1.1 reprend de manière synthétique les différentes *radiations nucléaires*, terme générique généralement employé pour désigner toute forme d'énergie émise lors d'un processus nucléaire : les radiations électromagnétiques, les particules chargées (principalement protons, électrons β^- , positrons β^+ , mésons, particules α et ions plus lourds) ou encore les particules non chargées (neutrons ou neutrinos).

Radiation	Masse au repos	Charge	Spin
α	4.00 uma	2e	0
β^- (négatron)	$5.48 \cdot 10^{-4}$ uma	-e	1/2
β^+ (positron)	$5.48 \cdot 10^{-4}$ uma	e	1/2
Proton	1.0073 uma	e	1/2
Neutron	1.0086 uma	0	1/2
γ (photon)	-	0	1
Neutrino	-	0	1/2

TAB. 1.1: Principaux types de radiations nucléaires [Eichholz et Poston, 1979].

Son pouvoir ionisant et sa capacité à pénétrer profondément dans la matière font du rayonnement gamma un moyen d'irradiation de choix, utilisé à diverses fins : traitement des tissus cancéreux (radiothérapie), stérilisation et hygiénisation de certains produits dans les domaines pharmaceutique et cosmétique, ionisation des aliments pour leur conservation, amélioration des plastiques ou encore étude du vieillissement et de la tenue aux radiations de certains matériaux pour des applications militaires, spatiales ou nucléaires.

De manière similaire au scanner à rayons X, des systèmes d'imagerie gamma ont été développés au cours des dernières années et sont utilisés pour rechercher des anomalies et défauts dans les pièces métalliques ou encore pour contrôler les conteneurs. En imagerie médicale, la *scintigraphie* et, plus récemment, la *tomographie par émission de positron* (ou TEP), permettent d'analyser la structure des tissus d'un organe dans lequel un marqueur radioactif a été injecté au préalable.

1.1.2 La spectroscopie gamma : principe et applications

La *spectroscopie de rayonnement gamma* consiste à mesurer l'énergie et à compter le nombre de photons γ émis d'un échantillon de manière naturelle (radioactivité) ou artificielle (durant ou après une irradiation par des neutrons ou des protons) pendant une durée donnée. A partir de l'histogramme enregistré ou *spectre*, il est alors possible d'identifier différents radioéléments (analyse qualitative) et de déterminer leur concentration (analyse quantitative) dans l'échantillon étudié.

La figure 1.1 montre un spectre de radioactivité naturelle d'une durée de 1000 secondes enregistré au laboratoire avec un détecteur de germanium ultra-pur. Les différentes raies observées proviennent toutes directement ou indirectement de la désintégration du potassium ^{40}K , de l'uranium ^{238}U et du thorium ^{234}Th . Les caractéristiques de ces raies (noyau émetteur, demi-vie, intensité) sont données en annexe A.

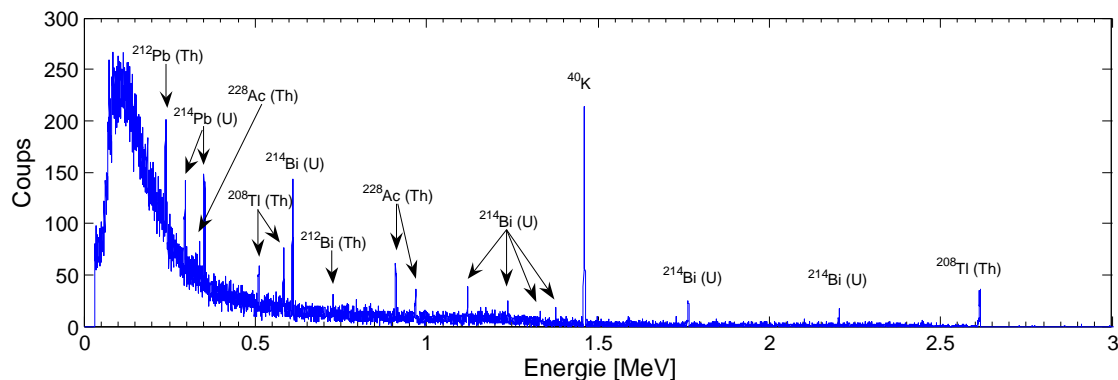


FIG. 1.1: Spectre gamma de 1000 s enregistré sans source de calibration avec un détecteur HPGe coaxial de 226 cm^3 au CESR le 16 février 2005. Toutes les raies observées (ainsi que le continuum) proviennent de la radioactivité naturelle, c'est-à-dire de la désintégration des éléments K, U et Th présents dans l'environnement du détecteur (essentiellement le sol et les murs).

La spectroscopie gamma est aujourd'hui utilisée pour identifier et quantifier les éléments radioactifs dans de nombreuses applications, pas uniquement dans la physique des hautes énergies. Citons en particulier :

- *La cartographie et la prospection de gisements en géophysique.* Depuis les années 70, la spectroscopie gamma est systématiquement utilisée dans des levés aériens ou in situ pour la cartographie géologique et la prospection minérale [Darnley, 1991]. La méthode repose sur la mesure des abondances absolues et relatives des radioéléments K, U et Th. Au départ utilisée exclusivement pour la recherche de gisements uranifères, la technique sert aujourd'hui à la prospection de nombreux autres minerais. Les trois radioéléments K, U et Th jouent en effet le rôle d'indicateurs géochimiques en étant associés aux éléments recherchés de manière directe (U, Th, Sn, W, Nb, Zr et terres rares) ou indirecte (minéralisation de Au, Ag, Hg, Co, Ni, Bi, Cu, Mo, Pb ou Zn).
- *La protection de l'environnement.* De la même manière, la spectroscopie gamma permet d'analyser et de cartographier la pollution produite par des sites nucléaires (stockage de déchets, centrales, etc.) ou à la suite d'essais ou d'incidents nucléaires (fusion du réacteur de Tchernobyl en 1986, écrasement de la sonde soviétique Cosmos 954 à propulsion nucléaire en 1978 dans le nord du Canada).

- *La datation d'échantillons.* La désintégration du césium ^{137}Cs ($E=661$ keV, $T_{1/2}=30$ ans) provenant des activités nucléaires (retombées radioactives à la suite d'essais ou d'accidents depuis les années 50) peut être utilisée pour la datation d'échantillons sur de courtes durées. Requérant un spectromètre de haute résolution et un très faible niveau de bruit de fond, cette technique est couramment utilisée dans l'étude de la sédimentation, de l'érosion des sols [Reyss *et al.*, 1995] ou encore comme méthode de datation des vins [Hubert *et al.*, 2001].
- *L'analyse non destructive de la composition chimique.* Les méthodes *NAA* (Neutron Activation Analysis) et *PIGE* (Proton Induced Gamma Emission) permettent de mesurer de manière non destructive les concentrations de plusieurs dizaines d'éléments chimiques dans divers matériaux (roches, minéraux, sols, produits industriels, etc.).

1.1.3 La spectroscopie gamma dans l'espace

Les débuts

Bien avant que l'on puisse détecter les rayons gamma d'origine cosmique, plusieurs travaux scientifiques (Feenberg et Primakov en 1948, Hayakawa et Hutchinson en 1952, Morrison en 1958, etc.) avaient démontré que plusieurs processus devaient être à l'origine d'émissions gamma dans l'univers, en particulier les interactions des rayons cosmiques avec la matière des gaz interstellaires, les explosions de supernovae et les interactions des électrons avec les champs magnétiques (phénomène de Bremsstrahlung). Parce que le rayonnement gamma d'origine cosmique est absorbé par l'atmosphère terrestre, il a fallu attendre les débuts de l'ère spatiale pour le détecter. Les questions fondamentales qui ont motivé le développement de l'astronomie γ concernent d'une part l'origine du rayonnement γ cosmique et d'autre part la nucléosynthèse au sein des étoiles.

Le tableau 1.2 liste les principales missions spatiales passées, présentes et futures comportant des instruments de spectroscopie gamma. Cette liste n'est pas exhaustive et ne reprend pas les instruments embarqués à bord de fusées ou de ballons stratosphériques.

Les sections suivantes présentent un bref historique de la spectroscopie γ dans les domaines de l'astronomie et de la planétologie. Notons que plusieurs synthèses, très complètes, ont été publiées sur le sujet, en particulier les ouvrages de [Laurent et Paul, 1998] et [Fichtel et Trombka, 1997].

Mission et instrument	Année [†]	Référence	Type de détecteur [‡]	Application [‡]
Explorer XI	1961	[Kraushaar <i>et al.</i> , 1965]	CsI:TI + NaI:TI (sci.)	A
Ranger 3-5	1962	[Arnold <i>et al.</i> , 1962]	CsI:TI	A+P (Lune)
Vela (12 satellites)	1963-70	[Klebesadel <i>et al.</i> , 1973]	CsI:TI (sci.)	M
Luna 10 et 12	1966	[Vinogradov <i>et al.</i> , 1967]	NaI:TI (sci.)	P (Lune)
OSO-3	1967	[Kraushaar <i>et al.</i> , 1969]	CsI:TI + NaI:TI (sci.)	A
Apollo 15 et 16	1971-72	[Harrington <i>et al.</i> , 1974]	NaI:TI (sci.)	P (Lune)
SAS-2	1972	[Oegelman <i>et al.</i> , 1975]	Chambre à étincelles	A
Mars 4 et 5	1973	[Surkov <i>et al.</i> , 1981]	CsI:TI (sci.)	P (Mars)
OSO-7	1974	[Higbie <i>et al.</i> , 1972]	NaI:TI + CsI:Na (sci.)	A
COS-B	1975	[Evans <i>et al.</i> , 1980]	Compteur proport.	A
Pioneer Venus Orbiter	1978	[Evans <i>et al.</i> , 1981]	CsI:TI (sci.)	A (GRB)
Venera 11-14 / KONUS, SIGNE-2	1978-81	[Chambon <i>et al.</i> , 1979]	NaI:TI (sci.)	A (GRB)
ISEE-3 (ou ICE)	1978	[Ogilvie <i>et al.</i> , 1978]	HPGe (sem.)	A
HEAO-3 / HRGRS	1979	[Mahoney <i>et al.</i> , 1980]	HPGe (sem.)	A
SMM / GRS	1980	[Chupp, 1988]	NaI:TI + CsI:Na (sci.)	A (Soleil)
Phobos 1 et 2 / APEX	1988	[Surkov <i>et al.</i> , 1989]	CsI:TI (sci.)	P (Mars)
GRANAT / SIGMA	1989	[Paul <i>et al.</i> , 1991]	NaI:TI (sci.)	A
GRO / OSSE	1991	[Schönfelder, 1990]	NaI:TI (sci.)	A
WIND / TGRS	1994	[Owens <i>et al.</i> , 1991]	HPGe (sem.)	A
Mars Observer / GRS	1992	[Boynton <i>et al.</i> , 1992]	HPGe (sem.)	P (Mars)
Mars 96 / HGRS	1996	[Mitrofanov <i>et al.</i> , 1996]	2 HPGe (sem.)	P (Mars)
NEAR	1996	[Trombka <i>et al.</i> , 1997]	BGO (sci.)	P (Eros)
Lunar Prospector / GRS	1998	[Feldman <i>et al.</i> , 2004]	BGO (sci.)	P (Lune)
HETE / FREGATE	2000	[Atteia <i>et al.</i> , 1995]	NaI:TI (sci.)	A
Mars Odyssey / GRS	2001	[Boynton <i>et al.</i> , 2004]	HPGe (sem.)	P (Mars)
INTEGRAL / SPI	2002	[Vedrenne <i>et al.</i> , 2003]	19 HPGe (sem.)	A
HESSI	2002	[Lin <i>et al.</i> , 1998]	9 HPGe (sem.)	A (Soleil)
MESSENGER / GRS	2004	[Gold <i>et al.</i> , 2001]	HPGe (sem.)	P (Mercure)
DAWN / GRaND	2006	[Prettyman <i>et al.</i> , 2006]	CZT (sem.) + BGO (sci.)	P (astéroïdes)
AGILE	2006	[Tavani <i>et al.</i> , 2006]	Si (sem.)	A
SELENE	2007	[Hasebe <i>et al.</i> , 1999]	HPGe (sem.)	P (Lune)
Chandrayaan-1 / HEX	2007	[Goswami <i>et al.</i> , 2005]	CZT (sem.)	P (Lune)
GLAST / LAT	2007	[McEnery <i>et al.</i> , 2004]	CsI:TI (sci.)	A
Bepi-Colombo / MGNS	2013	[Schulz et Benkhoff, 2006]	LaBr ₃ :Ce (sci.)	P (Mercure)

[†] Année de lancement de la mission. [‡] Sci. : scintillateur ; Sem. : semi-conducteur.

A : astronomie ; P : planétologie ; M : militaire.

TAB. 1.2: Principales caractéristiques des missions spatiales passées, futures ou en opération comportant des instruments de spectroscopie gamma.

L'astronomie γ

En 1961, le spectromètre à bord de la mission spatiale *Explorer XI* [Kraushaar *et al.*, 1965] détecta les premiers photons gamma d'origine cosmique, une vingtaine au total. Quelques années plus tard, les missions *Ranger* [Arnold *et al.*, 1962] [Metzger *et al.*, 1964] destinées à l'exploration de la Lune permirent la découverte du *fond cosmique diffus*. Vers la fin des années 60, les satellites *Vela*, à l'origine conçus pour des applications militaires, détectèrent les premiers *sursauts* γ , flashes de brève durée (quelques secondes à quelques jours) dont l'origine n'est pas encore totalement élucidée à l'heure actuelle. En 1967, le détecteur à bord de la mission *OSO-3* (Orbiting Solar Observatory) [Kraushaar *et al.*, 1969] détecta plusieurs centaines de photons γ de très haute énergie ($E > 100$ MeV), complétant ainsi les premières observations faites par *Explorer XI*.

Durant les années 70, les instruments embarqués à bord de ballons stratosphériques permirent pour la première fois la détection d'une raie γ d'origine galactique. Provenant du centre galactique, cette raie fut d'abord mesurée à une énergie de 476.26 keV [Johnson *et al.*, 1972] puis à 530.10 keV [Haymes *et al.*, 1975] avant d'être identifiée comme la raie d'annihilation à 511 keV grâce à des détecteurs de germanium embarqués à bord d'un vol ballon [Alberhe *et al.*, 1981].

Par la suite, la mission *OSO-7* mesura les premières raies en provenance d'un sursaut solaire ainsi que les raies d'annihilation à 511 keV et de capture ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$ à 2.223 MeV. Lancées respectivement en 1972 et 1975, *SAS-2* (Small Astronomy Satellite) et *COS-B* furent les deux premières missions entièrement dédiées à l'astronomie gamma. Elles confirmèrent les découvertes précédentes sur le fond diffus et détectèrent plusieurs sources γ ponctuelles dont les pulsars du Crabe et de Vela. La faible résolution angulaire de leurs instruments ne permit cependant pas d'identifier précisément la position des sources.

En 1979, le spectromètre à base de germanium sur la mission *HEAO-3* (High-Energy Astronomy Observatory) [Mahoney *et al.*, 1980] détecta la raie de l'aluminium ${}^{26}\text{Al}$ à 1.809 MeV, première trace de radioactivité extrasolaire et de la nucléosynthèse d'éléments lourds dans l'Univers actuel. En 1980, l'instrument GRS à bord *SMM* (Solar Maximum Mission) identifia lors d'une éruption solaire les isotopes ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$ et ${}^{56}\text{Fe}$ [Murphy *et al.*, 1990] et fournit des mesures très précises de raies extrasolaires.

Les années 90 furent marquées par les résultats de deux missions majeures : *CGRO* (Compton Gamma Ray Observatory) et *GRANAT* qui établirent la cartographie du ciel dans la bande d'énergie de 10 keV à plus de 10 GeV. En particulier, GRANAT/SIGMA a cartographié le centre galactique avec une résolution angulaire sans précédent autour de 100 keV, dévoilant la diversité des sources ponctuelles ainsi que leur variabilité temporelle. L'instrument GRO/COMPTEL a établi une cartographie de l'émission des principales raies nucléaires comme ${}^{26}\text{Al}$ et ${}^{44}\text{Ti}$. La première carte du ciel à 511 keV a été obtenue par GRO/OSSE. L'instrument GRO/EGRET a quant à lui dévoilé le ciel des hautes énergies, de 20 MeV à 30 GeV.

La mission *RHESSI* (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) a été lancée par la NASA en février 2002 et a pour but d'étudier les phénomènes énergétiques générés par le Soleil (processus d'accélération des particules, éruptions solaires, etc.). Le satellite comporte un seul instrument de spectroscopie "X dur" et gamma (énergies de 3 keV à 20 MeV environ), pointant en permanence le Soleil et composé de 9 détecteurs de germanium ultra-purs refroidis activement à température cryogénique. Le pouvoir imageur de l'instrument est obtenu par un système de collimateurs en rotation autour de l'axe de visée.

Lancée fin 2002, la mission *INTEGRAL* (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) constitue l'un des moyens les plus performants mis à la disposition de l'astronomie gamma. Le satellite comprend deux télescopes aptes à mesurer les photons gamma de moyenne énergie (20 keV - 10 MeV) émis par les objets célestes : IBIS fournissant des images à haute résolution angulaire et SPI chargé de la spectroscopie gamma à très haute résolution spectrale. IBIS comprend deux plans détecteurs de grande surface : le plan détecteur supérieur ISGRI est une caméra gamma de nouvelle génération, faite d'une nappe de semi-conducteurs CdTe qui lui confère une très bonne résolution spatiale et lui permet de localiser les sources avec une précision supérieure à celle du télescope SIGMA à bord de GRANAT. L'instrument SPI est quant à lui composé d'une matrice hexagonale de 19 détecteurs semi-conducteurs de germanium couvrant une surface utile de 500 cm². Les détecteurs germanium sont montés dans un cryostat qui les maintient à la température de 85°K par une combinaison de dispositifs réfrigérants actifs et passifs. Ils confèrent à SPI un pouvoir de résolution spectrale 15 fois meilleur que celui du spectromètre OSSE à bord du satellite CGRO. Pour permettre la localisation précise des sources dans son champ de vue, l'instrument SPI comporte un masque codé, système déjà éprouvé sur l'instrument GRANAT/SIGMA. Notons enfin que la mission INTEGRAL inclut également deux instrument moniteurs : JEMC-X et OMC, opérant respectivement dans la bande des rayons X et dans le domaine visible.

Deux nouvelles missions d'astronomie γ devraient être lancées dans les prochaines années : *AGILE* et *GLAST*. *AGILE* (Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero) est une mission de l'Agence Spatiale Italienne dédiée à la détection de photons γ dans la plage d'énergie 30 MeV - 50 GeV. D'une taille modeste en comparaison aux autres observatoires spatiaux, cette mission aura la possibilité d'observer sur un large champ de vue, ce qui est idéal pour la découverte et le suivi d'un grand nombre de sources gamma (noyaux actifs de galaxies sursauts gamma, etc.). La mission *GLAST* (Gamma-ray Large Area Space Telescope) sera le prochain observatoire de la NASA dédié à l'étude du rayonnement gamma de haute énergie (20 MeV à 300 GeV). Dotée d'un grand champ de vue et d'un dispositif expérimental hérité des détecteurs de particules des grands accélérateurs, la charge utile principale du satellite, le télescope LAT (Large Area Telescope), offrira des performances bien supérieures à celles du télescope EGRET à bord de la mission CGRO. La charge utile comportera également plusieurs détecteurs de sursauts gamma (GBM) sensibles de 20 keV à 25 MeV.

Enfin, les télescopes γ du futur utiliseront sans doute le concept de lentille γ , déjà validé lors d'un vol ballon avec le projet *CLAIRE* [von Ballmoos *et al.*, 2004]. Ce concept, consistant à placer une lentille de Laue en amont du système de détection, devrait permettre d'augmenter significativement la surface de collection et le rapport S/B.

La spectroscopie γ dans l'exploration des planètes

Dans le domaine de la planétologie, c'est également au début des années 60 que furent proposés les premiers instruments de spectroscopie gamma et neutron [Lingenfelter *et al.*, 1961] [van Dilla *et al.*, 1962] [Arnold *et al.*, 1962].

C'est grâce aux missions *Apollo 15* et *16*, en 1971 et 1972, que la spectroscopie gamma se révéla comme une technique utile et fiable pour la détermination de la composition chimique élémentaire des surfaces planétaires [Reedy, 1978]. Les spectromètres à bord des deux missions, à base d'iodure de sodium (scintillateur), collectèrent des spectres couvrant plus de 20 % de la surface lunaire dont l'analyse permit de déterminer les abondances de divers éléments chimiques comme le magnésium, le potassium, le fer, le titane et le thorium. Plus récemment, en 1998, la mission *Lunar Prospector* emporta un spectromètre à base de BGO (scintillateur) et permit de cartographier la totalité de la surface lunaire [Lawrence *et al.*, 1999] [Lawrence *et al.*, 2002] [Prettyman *et al.*, 2002]. Le spectromètre de neutrons associé révéla la présence très probable d'hydrogène dans les cratères polaires [Feldman *et al.*, 2001].

Lancée en 1995, la mission *NEAR* (Near Earth Asteroid Rendezvous) rencontra l'astéroïde Eros en 2001. Son spectromètre gamma, de conception semblable à celui des missions *Apollo* (avec un système d'anticoïncidence en BGO), recueillit des données sur la composition chimique de l'astéroïde [Trombka *et al.*, 2000] [Trombka *et al.*, 2001].

L'exploration de Mars au moyen de la spectroscopie gamma, bien que considérée depuis plus d'une trentaine d'années [Metzger et Arnold, 1970], ne connut de réel succès que très récemment. Les missions soviétiques *Mars-5* [Surkov *et al.*, 1981] [Vinogradov *et al.*, 1976] et *Phobos* (1 et 2) [d'Uston *et al.*, 1989] [Surkov *et al.*, 1989], comprenant des spectromètres à base d'iodure de césium (scintillateur), collectèrent peu de données quantitatives. Plus ambitieuse, la mission américaine *Mars Observer* embarqua en 1992 un spectromètre de haute résolution à base de germanium ultra-pur (HPGe), mais se solda par un échec lors de l'insertion orbitale autour de Mars. Lancée trois ans plus tard, *Mars 96*, mission russe comportant deux détecteurs HPGe, connut également un sort tragique. C'est à partir de 2002, avec l'instrument GRS à bord de *Mars Odyssey* [Boynton *et al.*, 2004], qu'il fut possible de mesurer la composition chimique de la planète rouge. La figure 1.2 illustre la sonde Mars Odyssey ainsi que l'instrument GRS placé au bout d'un mât de 6 mètres.

Le spectromètre gamma GRS à base de HPGe est en fonction depuis le mois de février 2002 et a collecté des spectres de haute résolution. Leur analyse a permis d'identifier

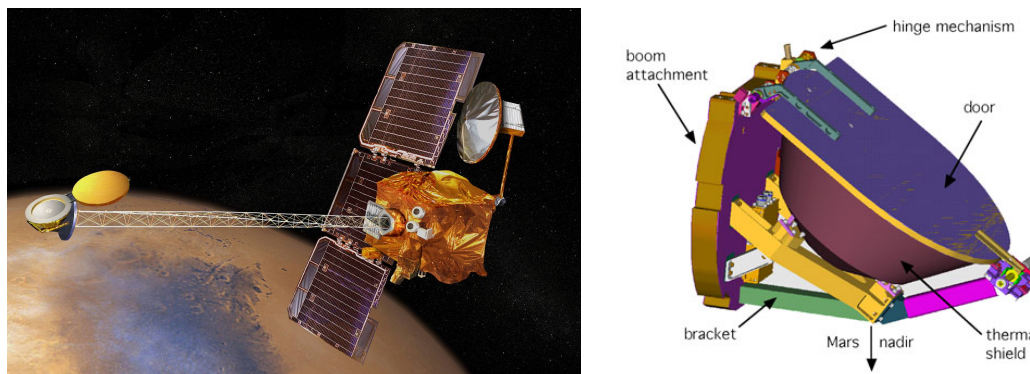


FIG. 1.2: Sonde Mars Odyssey et instrument GRS [Boynton *et al.*, 2004].

plus de 334 raies gamma, provenant de la planète mais aussi de l'activation du détecteur. Parmi les raies provenant de la surface de planète, une soixantaine ont une statistique suffisante et sont utilisées pour l'analyse scientifique. La figure 1.3 montre à titre d'exemple la carte de l'abondance du fer établie à partir des mesures de Mars Odyssey/GRS. Le fer, responsable de la couleur rouge de la planète, est un des éléments les plus abondants. Sur la carte, les concentrations de fer sont systématiquement plus élevées dans l'hémisphère nord (terrains plus jeunes et plus bas en altitude) que dans le sud (régions plus anciennes). Des cartes d'abondances de plusieurs autres éléments ont déjà été publiées pour (H, Si, Cl, K et Th) ou devront bientôt l'être (Ca, Al, O, S et U).

Plusieurs instruments de spectroscopie γ , actuellement en croisière interplanétaire ou sur le point d'être lancés, devront fournir dans le futur des mesures précises de la composition chimique en surface de divers corps du Système Solaire. La mission japonaise SELENE (SELenological ENgineering Explorer) [Sasaki *et al.*, 2003], dont le lancement est prévu en 2007, comportera le premier spectromètre γ à haute résolution destiné à l'exploration de la Lune. D'une sensibilité bien meilleure que celle des instruments à bord des missions Apollo et Lunar Prospector, SELENE/GRS devrait permettre de cartographier précisément les abondances de nombreux éléments (O, Mg, Si, S, K, Ca, Ti, Fe, Th et U) sur la totalité de la surface lunaire et ainsi apporter des informations essentielles à la compréhension de l'origine et de l'évolution de la Lune.

La mission lunaire indienne *Chandrayaan-1* [Goswami *et al.*, 2006], prévue pour un lancement en 2007, comportera un spectromètre de rayons X de haute énergie à base de CdZnTe (semi-conducteur), dédié à la détection des émissions dues à la radioactivité naturelle (chaînes de décroissance de ^{238}U et ^{232}Th) dans la plage d'énergie de 20 à 250 keV. L'objectif scientifique principal sera l'analyse du transport des éléments volatils à la surface de la Lune via la raie à 46.5 keV de ^{210}Pb , produit de la désintégration de l'élément gazeux ^{222}Rn . Il est également prévu de cartographier les abondances de l'uranium et du thorium, en particulier dans les régions polaires.

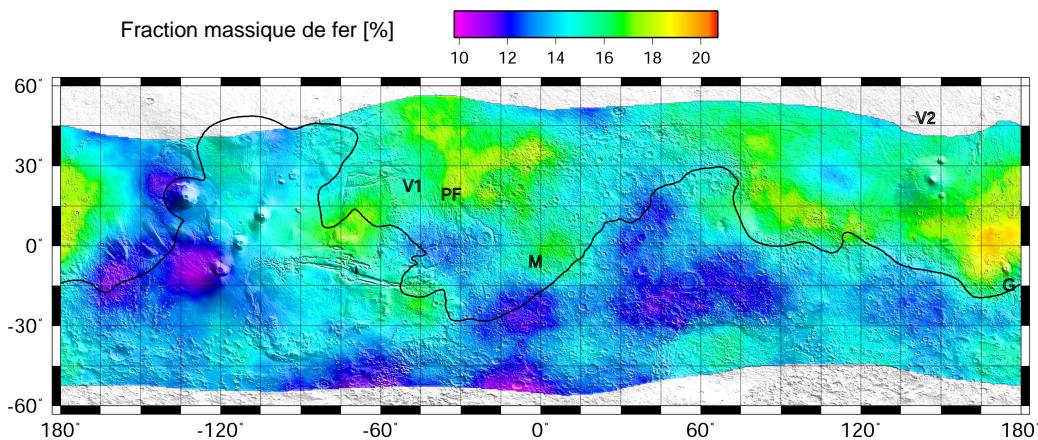


FIG. 1.3: Carte de l'abondance du fer sur Mars pour des latitudes moyennes (50° S à 45° N) établie à partir des données de Mars Odyssey/GRS. Les régions polaires n'ont pas été cartographiées essentiellement parce que la mesure de l'abondance du fer y est peu précise étant donné les grandes quantités de glace d'eau présentes dans le sol. Les inscriptions sur la carte indiquent les positions des cinq landers ayant atterri avec succès sur le sol martien : Viking 1 (VL1), Viking 2 (VL2), Pathfinder (PF), Spirit au cratère Gusev (G) et Opportunity dans Meridiani Planum (M). Source : <http://grs.lpl.arizona.edu/home.jsp>.

La mission DAWN sera également lancée en 2007 vers les deux corps les plus importants de la ceinture d'astéroïdes, Vesta et Cérés. L'objectif de la mission est la compréhension des conditions et des processus présents lors de la formation du Système Solaire. La charge utile comprendra un spectromètre gamma et neutron, GRaND, dont le concept est en partie hérité de Lunar Prospector.

La planète Mercure devra être explorée par les sondes MESSENGER en 2011 et *Bepi-Colombo* une dizaine d'années plus tard. Les spectromètres gamma et neutrons à bord des deux sondes devront apporter des données scientifiques importantes sur les processus de formation et d'évolution de Mercure et de l'ensemble des planètes telluriques.

Remarquons que, bien qu'ils aient été initialement développés de la même manière et à la même période (début de l'ère spatiale), les instruments destinés à l'astronomie et à la planétologie se sont progressivement différenciés dans leurs concepts parce les objectifs scientifiques mais également les contraintes sur les ressources sont très différents. Divers systèmes ont été développés en astronomie γ (anti-coïncidences complexes, télescopes Compton, à modulation d'ouverture, lentilles gamma, etc.) afin d'augmenter la résolution angulaire et/ou le rapport S/B. Les instruments à bord de sondes interplanétaires sont quant à eux plus limités en ressources et leur conception est restée plus traditionnelle. Notons enfin qu'en planétologie, les spectromètres γ sont généralement couplés à des détecteurs de neutrons : les deux types de mesures sont en effet complémentaires dans la détermination de la composition chimique des surfaces planétaires.

1.2 Interaction du rayonnement gamma avec la matière

Lorsqu'ils traversent la matière, les photons γ peuvent subir différents types d'interactions en fonction de leur énergie et du milieu en présence (densité, type d'atome, etc.) : l'*effet photoélectrique*, la *production de paires* électron-positron, la *diffusion Compton* (dite aussi *inélastique* ou *incohérente*), la *diffusion Rayleigh* (dite aussi *élastique* ou *cohérente*), la *photodésintégration* ou encore la *diffusion nucléaire résonante* (ou *effet Mössbauer*). Parmi ces processus, seuls les trois premiers sont significatifs et décrits ci-dessous.

L'effet photoélectrique

Dans une collision photoélectrique, le photon incident cède totalement son énergie E_γ à un électron fortement lié de l'atome cible. Le photoélectron est éjecté avec une énergie cinétique

$$E_e = E_\gamma - L_e \quad (1.1)$$

Où L_e est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Le niveau d'énergie vacant (généralement dans une couche K ou L) est alors rempli à partir de niveaux supérieurs via des transitions (émissions X caractéristiques ou électrons d'Auger). La section efficace de cette interaction dépend du numéro atomique de la cible (c'est-à-dire de la taille du nuage électronique) et de l'énergie du photon incident :

$$\sigma_{EP} = C \cdot \frac{Z^4}{E_\gamma^3} \quad (\text{où } C \text{ est une constante}) \quad (1.2)$$

L'effet photoélectrique est prépondérant pour les rayons γ de basse énergie ($E \leq 0.2$ MeV).

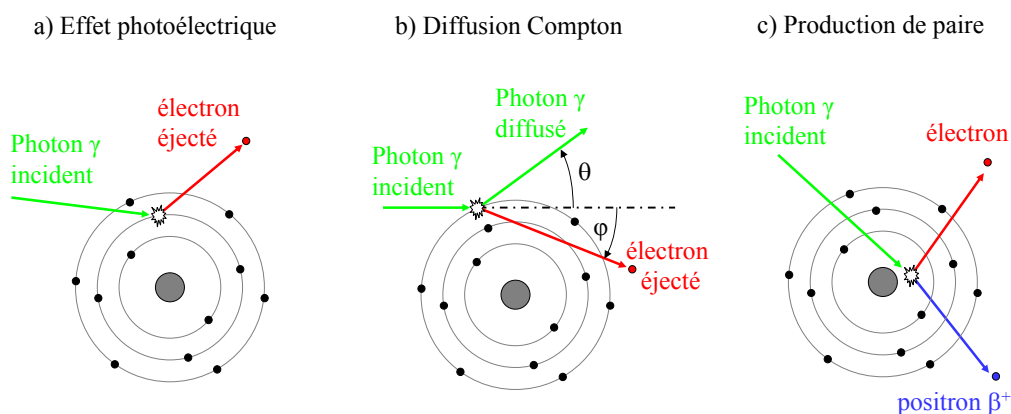


FIG. 1.4: Principales interactions des photons γ avec la matière.

La diffusion Compton

Il s'agit de l'interaction d'un photon d'énergie E_γ avec un électron libre ou peu lié (énergie de liaison $L_e \ll E_\gamma$). L'interaction, bien qu'inélastique au sens strict, peut être décrite comme une collision élastique (figure 1.4 b), où l'électron recule avec une énergie cinétique E_e et le photon gamma est diffusé avec une énergie E'_γ . Les deux grandeurs E'_γ et $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$ peuvent se calculer par les relations de conservation :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e \cdot c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.3)$$

Où m_e est la masse au repos de l'électron ($m_e \cdot c^2 = 511$ keV) et θ l'angle de diffusion du photon gamma, mesuré par rapport à sa direction d'incidence.

La probabilité pour un photon de subir une diffusion Compton augmente linéairement avec le nombre Z d'électrons disponibles par atome cible.

La production de paire

Dans un champ électrique comme celui d'un noyau atomique, un photon gamma peut être totalement absorbé et son énergie partiellement réémise sous forme d'une paire électron-positron. Cette conversion requiert que l'énergie E_γ du photon incident soit supérieure au seuil de $2 \cdot m_e \cdot c^2 = 1022$ keV. L'énergie résiduelle $E_\gamma - 1022$ keV se retrouve sous forme d'énergie cinétique répartie entre les deux particules. La section efficace de ce processus σ_{PP} augmente proportionnellement avec le carré du nombre atomique Z et avec l'énergie E_γ du photon incident.

Section efficace d'interaction et coefficient d'atténuation

La probabilité pour un photon incident de déposer partiellement ou totalement son énergie dans la matière par un processus donné peut être exprimée par une *section efficace atomique* exprimée en cm^2 ou en barns. La probabilité totale σ pour qu'un photon d'énergie donnée soit absorbé par un atome peut être exprimée par la somme des sections efficaces σ_{EP} , σ_{DC} et σ_{PP} définies pour chaque processus d'interaction (respectivement l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paire) :

$$\sigma = \sigma_{EP} + \sigma_{DC} + \sigma_{PP} \quad (1.4)$$

La probabilité d'interaction du photon peut aussi être exprimée macroscopiquement par le *coefficient d'atténuation linéaire*, μ (en cm^{-1}), produit de la section efficace par la densité atomique n_a (en cm^{-3}) :

$$\mu = \sigma \cdot n_a = \sigma \cdot \frac{\rho \cdot N_A}{M_{mol}} \quad (\text{avec de même } \mu = \mu_{EP} + \mu_{DC} + \mu_{PP}) \quad (1.5)$$

Où ρ et M_{mol} sont la masse volumique et la masse molaire du matériau considéré et N_A le Nombre d'Avogadro.

Notons qu'il est également pratique de définir un *coefficient d'atténuation massique* $\mu' = \mu/\rho$ exprimé en cm^2/g . La figure 1.5 illustre le détail des principales contributions dans le coefficient d'atténuation massique des photons γ dans le cas du germanium.

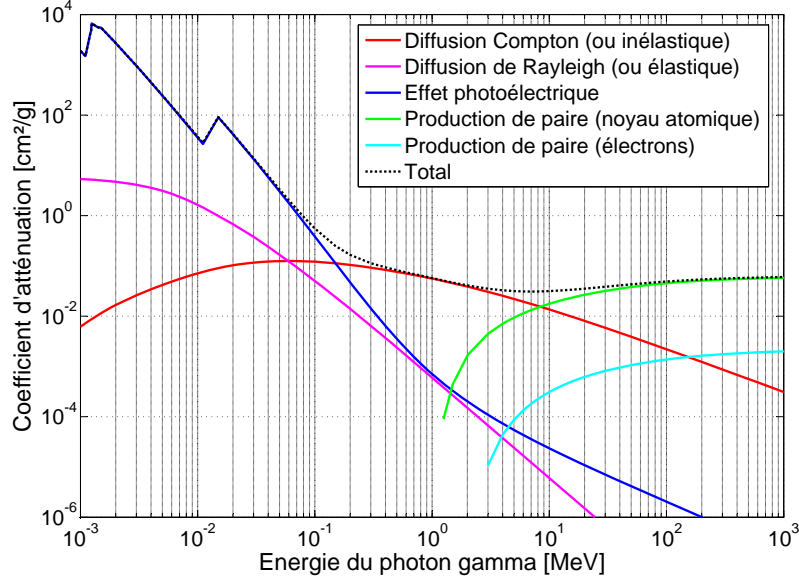


FIG. 1.5: Atténuation des photons γ dans le germanium (source : www.physics.nist.gov).

Considérant un faisceau parallèle de photons incidents sur un matériau d'épaisseur x (en mm), la relation entre le flux transmis et le flux incident est une simple loi d'atténuation exponentielle :

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (1.6)$$

On appelle *longueur d'atténuation*, notée $x_{1/2}(E)$ (en cm), l'épaisseur de matériau telle que le flux de photons transmis est divisé par deux par rapport au flux incident :

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu} \quad (1.7)$$

D'après cette relation, la longueur d'atténuation dans le germanium est de 0.4 mm à 50 keV et de 4 cm à 8 MeV. Ainsi, pour pouvoir détecter avec une statistique raisonnable des photons γ ayant une énergie de plusieurs MeV, un détecteur à base de germanium devra avoir typiquement une épaisseur de plusieurs centimètres.

Dans le cas d'un milieu contenant plusieurs éléments chimiques ayant une distribution homogène, le coefficient d'atténuation total est la somme des coefficients μ_i des différents éléments :

$$\mu = \sum_i \mu_i \quad \text{et} \quad \mu' = \sum_i w_i \cdot \mu'_i \quad (\text{avec } w_i = \frac{\rho_i}{\rho}) \quad (1.8)$$

1.3 Fonctionnement des spectromètres gamma

Le principe de la détection d'un photon gamma repose sur la mesure de l'énergie qu'il a cédée (partiellement ou totalement) au matériau sensible via un des mécanismes d'ionisation considérés précédemment.

Cette section présente les deux principaux types de détecteurs utilisés en spectroscopie gamma dans le domaine d'énergie de 100 keV à 10 MeV : les *scintillateurs* et les *semi-conducteurs*. Un aperçu général est également donné de la chaîne électronique permettant de traiter le signal, de l'impulsion électrique générée dans la partie sensible à l'acquisition du spectre gamma.

1.3.1 Les semi-conducteurs

Dans un solide cristallin, les électrons ne peuvent occuper que des niveaux d'énergie situés à l'intérieur de bandes permises comme les bandes de valence et de conduction. Par définition, le passage des électrons de la bande de valence à celle de conduction est systématique pour un conducteur et impossible pour un isolant ; dans le cas intermédiaire, dit semi-conducteur, cette transition n'a lieu que suite à une excitation (agitation thermique ou particule ionisante). L'écart entre bandes de valence et de conduction, noté E_g , est typiquement de l'ordre de l'électronvolt pour un semi-conducteur.

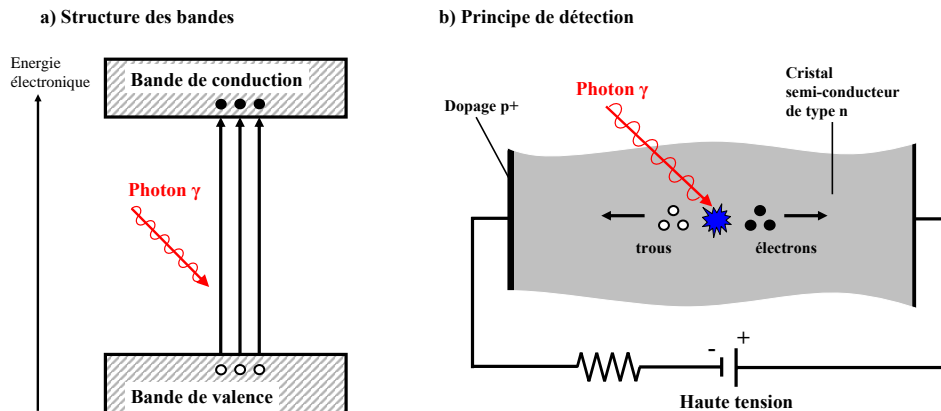


FIG. 1.6: Principe du semi-conducteur : structure des bandes et fonctionnement.

Si un champ électrique est appliqué dans le semi-conducteur, les électrons présents dans la bande de conduction (et les trous correspondants dans la bande de valence) deviennent mobiles et créent un courant. Le dépôt d'une quantité d'énergie E_γ par un rayonnement ionisant peut se traduire par la création d'un nombre proportionnel de paires électrons-trous :

$$N_{eh} = \frac{E_\gamma}{W_{eh}} \quad (1.9)$$

Où W_{eh} est l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou. Afin de drainer les porteurs de charge jusqu'aux bornes du semi-conducteur (électrodes de collecte) sans recombinaison, il est nécessaire de former une zone désertée de tout porteur libre. Ce type de zone, dite *zone de déplétion*, est obtenue avec les semi-conducteurs par une polarisation inverse des jonctions PN ou PIN.

Le tableau 1.3 liste les principales propriétés des semi-conducteurs les plus couramment utilisés. Parmi ceux-ci, le germanium possède la bande interdite la plus étroite et permet de créer le plus grand nombre de porteurs de charge pour un dépôt d'énergie donné, minimisant ainsi la fluctuation statistique dans la mesure. Par ailleurs, seul le germanium peut être utilisé avec des volumes importants (plusieurs dizaines de cm^3). Sa densité et son nombre atomique élevés en font le semi-conducteur le plus approprié pour la détection des rayonnements ionisants dans une plage d'énergie allant de la dizaine de keV à la dizaine de MeV. Notons que les semi-conducteurs composés comme CdTe, CdZnTe ou AsGa sont utilisés plus spécifiquement pour la détection de rayonnement X de haute énergie (ou gamma de basse énergie).

Matériau	Si	Ge	AsGa	CdTe	HgI ₂
Nombre atomique Z	14	32	31, 33	48, 52	80, 53
Masse volumique ρ [g/cm^3]	2.33	5.32	5.328	6.06	6.3
Longueur d'atténuation $x_{1/2}$ [cm] à 662 keV	3.83	1.83	1.82	1.50	1.20
Energie de la bande interdite E_g [eV]	1.12	0.66	1.424	1.56	2.13
Energie par électron-trou W_{eh} [eV]	3.61	2.98	4.8	4.43	4.22
Masse effective des électrons m_e^*/m_e	0.26	0.12	0.067	0.11	0.002
Masse effective des trous m_h^*/m_e	0.36	0.21	0.45	0.40	0.6
Mobilité des électrons μ_e [$\text{cm}^2/\text{V}/\text{s}$]	1500	3900	8500	1050	15000
Mobilité des trous μ_h [$\text{cm}^2/\text{V}/\text{s}$]	450	1900	400	100	8000

Toutes les valeurs indiquées correspondent à la température ambiante (300°K), à l'exception du germanium pour lequel $T=80^\circ \text{K}$.

TAB. 1.3: Propriétés des matériaux semi-conducteurs [Fichtel et Trombka, 1997].

Si une faible largeur de bande interdite permet de mesurer l'énergie de la particule incidente avec le plus de précision, elle requiert cependant une température de fonctionnement suffisamment basse afin de minimiser les effets dus à l'agitation thermique comme le bruit sur le signal et l'augmentation du courant de fuite. Dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque, la concentration d'électrons dans la bande de conduction (ou de trous dans la bande de valence) peut s'exprimer en fonction de la température et des propriétés du matériau [Ngô et Ngô, 1998] :

$$n_{eh} = \frac{N_{eh}}{V} = 2 \left(\frac{k_b \cdot T}{2\pi \cdot \hbar^2} \right)^{3/2} (m_e^* \cdot m_h^*)^{3/4} \exp \left[\frac{E_g}{2 \cdot k_b \cdot T} \right] \quad (1.10)$$

La figure 1.7 illustre la variation de la densité d'électrons dans la bande de conduction (ou de trous dans la bande de valence) avec la température du semi-conducteur et en

l'absence de champ électrique. D'une manière générale, la densité d'électrons (et donc la conductivité) dans un semi-conducteur augmente avec la température pour atteindre une valeur comparable à celle des métaux ($n_{eh} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$). Il existe cependant des différences notables entre semi-conducteurs : si la densité de porteurs est de l'ordre de 10^9 cm^{-3} dans le cas du silicium à température ambiante, elle est de 10^{12} cm^{-3} pour le germanium. La température de fonctionnement d'un semi-conducteur sera fonction du type de matériau, du volume sensible et du niveau de bruit (ou de courant de fuite) accepté. Dans le cas d'un détecteur de germanium de 100 cm^3 , un dépôt d'énergie ionisante de 1 keV génère en moyenne 3.3 paires électrons-trous par cm^3 . D'après la figure 1.7, il apparaît nécessaire de refroidir un tel détecteur à moins de 100°K pour avoir un rapport signal/bruit suffisant.

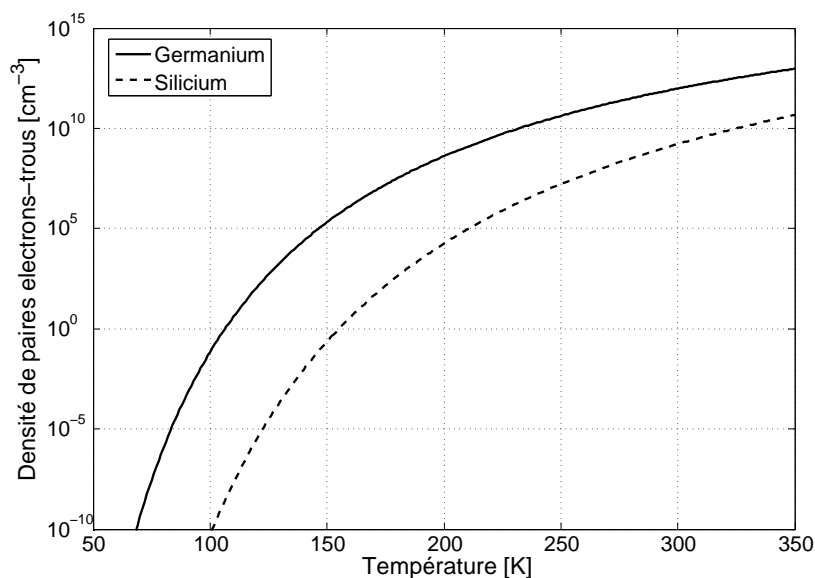


FIG. 1.7: Densité intrinsèque de porteurs de charge en fonction de la température pour les semi-conducteurs Ge et Si.

Par ailleurs, même si la température du semi-conducteur est suffisamment basse pour que les fluctuations dues à l'agitation thermique soient négligeables par rapport au signal utile, ce dernier reste sujet aux fluctuations de type statistique. L'énergie E_γ déposée par une radiation ionisante dans le cristal semi-conducteur sert d'une part à briser des liaisons covalentes et d'autre part à exciter des modes de vibration (ou à créer des phonons) dans le réseau cristallin. Dans le second cas, il existe une fluctuation statistique pour laquelle la variance $\sigma_{N_{eh}}^2$ sur le nombre de paires électrons-trous est donnée par la distribution de Poisson :

$$\sigma_{N_{eh}}^2 = F \cdot N_{eh} \quad (1.11)$$

Où F , appelé *facteur de Fano* [Fano, 1947], mesure l'importance relative entre les deux modes de transfert d'énergie et varie entre 0 (uniquement des ruptures de liaisons) et 1 (uniquement des modes de vibration). Pour le germanium et le silicium la valeur de F

est estimée entre 0.05 et 0.06 [Pehl et Goulding, 1970] [Owens, 1985]¹.

Une description plus approfondie des détecteurs de germanium ultra-pur, de type n et de géométrie coaxiale sera donnée au chapitre suivant (section 2.4.1).

1.3.2 Les scintillateurs

La *scintillation* est un phénomène de fluorescence consistant en l'émission prompt ou retardée de photons visibles (voire infrarouges ou ultraviolets) dans un matériau excité par un photon gamma ou une particule énergétique. Les matériaux scintillateurs sont généralement séparés en deux catégories : les scintillateurs organiques (sous forme cristalline, plastique ou en solution liquide) et les scintillateurs inorganiques utilisés sous forme de monocristaux. Les premiers, caractérisés par une réponse très rapide, sont généralement utilisés pour la spectroscopie β et la détection de neutrons tandis que les seconds, possédant un rendement lumineux élevé et une meilleure efficacité (densité et nombre atomique Z élevés), sont préférés pour la spectroscopie gamma.

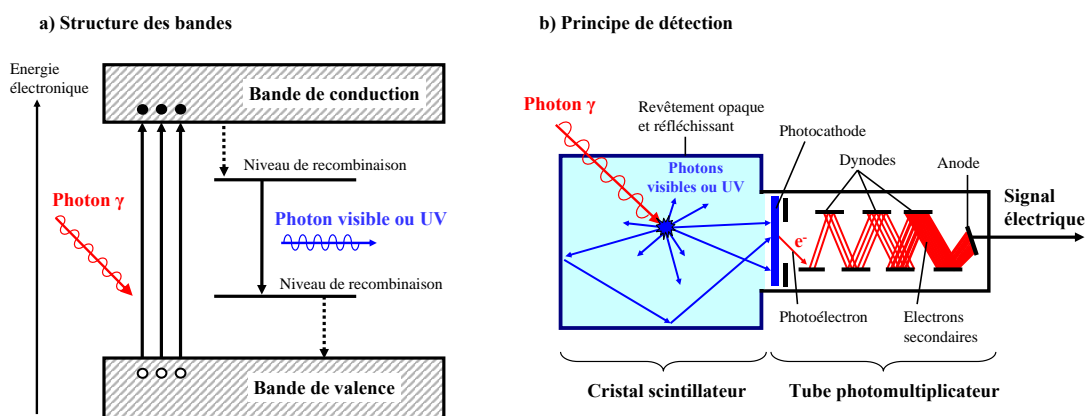


FIG. 1.8: Principe du scintillateur : structure des bandes et fonctionnement.

Tout comme pour les semi-conducteurs, la théorie des bandes des solides cristallins peut être utilisée pour expliquer la scintillation des cristaux inorganiques (figure 1.8). L'absorption d'un photon gamma génère un électron primaire très énergétique et une vacance dans une couche profonde de la structure électronique. La présence dans le cristal d'une espèce dite luminescente introduit des niveaux d'énergie dans la bande interdite qui permettent la désexcitation par l'émission de photons visibles ou ultraviolets. Notons que l'espèce luminescente est généralement un ion dopant dans le cristal (scintillateur extrinsèque) comme dans le cas du NaI:Tl ou, plus rarement, un constituant du cristal (scintillateur intrinsèque ou auto-activé) comme dans le cas du BGO.

¹Cette valeur du facteur de Fano est en accord avec la théorie et bon nombre de mesures expérimentales. Il est à noter cependant que certaines références ont évalué le facteur allant de 0.11 à 0.13 [Bilger, 1967] [Goulding et Landis, 1982].

Pour constituer un système de détection, le cristal scintillateur doit être couplé à un dispositif sensible permettant de collecter les photons de scintillation. Ce dispositif, généralement un tube photomultiplicateur (figure 1.8) ou une photodiode, doit avoir une excellente sensibilité dans la plage de longueurs d'onde d'émission du scintillateur. Le cristal scintillateur doit être recouvert d'un revêtement réfléchissant les photons de scintillation et empêchant l'entrée de lumière extérieure.

Le tableau 1.4 présente les propriétés de certains scintillateurs inorganiques, utilisés traditionnellement (NaI:Tl, CsI:Tl, BGO) ou développés récemment (LaBr₃:Ce, LaCl₃:Ce). D'une manière générale, les scintillateurs se distinguent des semi-conducteurs par une réponse plus rapide mais possèdent une mauvaise résolution en énergie due au faible nombre de photoélectrons générés, entraînant une plus grande fluctuation statistique. A titre d'exemple, l'absorption d'un photon de 1 MeV ne produit que quelques milliers d'électrons pour les meilleurs scintillateurs alors qu'il en génère environ $3 \cdot 10^5$ dans le cas du germanium.

Matériau	NaI:Tl ^a	CsI:Tl ^a	BGO ^{a,b}	LaCl ₃ :Ce ^c	LaBr ₃ :Ce ^c
Dopage			-	10 % Ce	0.5 % Ce
Nombre atomique effectif Z_{eff}	51	54	75	59.5	46.9
Masse volumique ρ [g/cm ³]	3.67	4.51	7.13	3.86	5.29
Long. d'attén. $x_{1/2}$ [cm] à 662 keV	2.5	2.0	1.0	2.4	2.00
Pic d'émission λ_{max} [nm]	415	550	505	350-430	358-385
Indice de réfraction $n(\lambda_{\text{max}})$	1.85	1.79	2.15	~1.9	1.88
Rendement lumineux [‡] [ph/MeV]	38000	64800	8200	50000	63000
Hygroscopicité	oui	légère	non	oui	oui
Résolution intrinsèque $\frac{\Delta E}{E}$	5.9 %	3.8 %	11.3 %	1.4 %	1.2 %

^a Références : [Fichtel et Trombka, 1997] et [Knoll, 1989]. ^b Formule chimique : Bi₄Ge₃O₁₂.

^c Références : [Shah *et al.*, 2003a], [Shah *et al.*, 2003b] et [van Loef *et al.*, 2002].

TAB. 1.4: Propriétés des principaux (ou nouveaux) scintillateurs inorganiques utilisés en spectroscopie gamma.

Les nouveaux matériaux scintillateurs comme le LaBr₃:Ce ou le LaCl₃:Ce (tableau 1.4) présentent une résolution intrinsèque proche des limites théoriques [Weber, 2004], bien meilleure que tous les matériaux utilisés traditionnellement (NaI:Tl, CsI:Tl, BGO). Ces scintillateurs de nouvelle génération, dont le développement et la commercialisation sont encore limités, seront sans doute très utilisés dans le futur. Une analyse de la résolution en énergie pour des spectromètres scintillateurs à base de tels matériaux est présentée en annexe C.

Enfin, une comparaison entre un spectromètre scintillateur LaBr₃:Ce et un semi-conducteur à base de germanium est réalisée au chapitre suivant (section 2.2) en termes de précision dans la mesure.

1.3.3 Chaîne de mesure : du photon détecté au signal numérique

Comme il a été vu précédemment, les semi-conducteurs et les scintillateurs se distinguent par la conversion de l'énergie libérée par le photon gamma incident. Dans un cas comme dans l'autre, il s'agit de collecter, au moyen d'une haute tension, une quantité de charges électriques proportionnelle à l'énergie déposée par le photon γ . La figure 1.9 présente la chaîne de traitement de ce signal dans le cas d'un spectromètre semi-conducteur de type HPGe. Comme l'indique la figure, le cristal de germanium peut être assimilé à une diode du point de vue électrique : il s'agit en effet d'une jonction PIN polarisée en inverse, caractérisée comme toute autre diode par un courant de fuite, une résistance, etc. Notons que le fonctionnement de la chaîne de détection pour un scintillateur est tout à fait similaire à celui présenté à la figure 1.9.

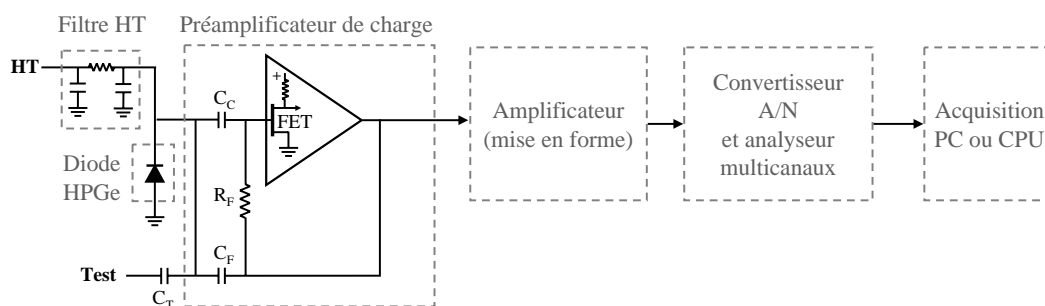


FIG. 1.9: Schéma de la chaîne électronique et traitement du signal pour un spectromètre gamma de type HPGe.

Les porteurs de charge sont collectés par un *préamplificateur de charge* dont les fonctions essentielles sont la conversion de la charge en tension électrique, l'amplification du signal et sa mise en forme. L'amplitude du signal en tension généré en sortie du préamplificateur est donné par :

$$V_{out} = \frac{Q}{C_F} = \frac{1}{C_F} \cdot \frac{E_\gamma \cdot e}{W_{eh}} \quad (1.12)$$

Où C_F (en Farad) est la capacité de contre-réaction et Q (en Coulombs) la quantité de charges libérées par le semi-conducteur ou le photomultiplicateur (voire la photodiode) dans le cas d'un scintillateur. Le niveau de sensibilité sur la tension de sortie du préamplificateur varie généralement de 0.01 à 10 mV/keV. Le niveau de bruit généré varie quant à lui de 0.1 keV à 1 keV selon que le préamplificateur est refroidi ou non. Le préamplificateur de charge constitue un élément important dans la chaîne de détection car il conditionne généralement les performances de l'ensemble. Outre le bruit, les paramètres de linéarité et de stabilité (en fonction de la température) sont importants.

Le signal en tension est ensuite traité par l'*amplificateur principal* (ou amplificateur de mise en forme) où il est mis en forme et amplifié de manière à optimiser le rapport S/B. La mise en forme du signal se fait avec au minimum une différenciation et une

intégration et résulte en une impulsion courte en comparaison au temps de descente du préamplificateur. L'amplificateur doit répondre aux mêmes exigences que celles requises pour le préamplificateur en ce qui concerne le bruit, la linéarité et la stabilité.

L'analyse de l'amplitude de l'impulsion est effectuée par un *analyseur multi-canaux*. Le choix du nombre de canaux nécessaire pour l'acquisition dépend de la résolution du détecteur et de la plage d'énergie que l'on désire analyser. Pour un détecteur de germanium, la haute résolution en énergie requiert généralement un codage sur 13 bits (8192 canaux) ou 14 bits (16384 canaux) pour couvrir une plage de 0 à 8 MeV.

Associé à l'analyseur, un processeur (PC d'acquisition ou DPU à bord du satellite) enregistre l'événement en incrémentant le canal correspondant. Le spectre ainsi collecté est analysé directement (acquisition en laboratoire) ou subit une phase de compression et de transmission (mesure en orbite). In fine, il s'agit pour l'utilisateur de calibrer le spectre en énergie (conversion canal-énergie), soit à partir de raies présentes dans le spectre, soit à partir d'une loi de calibration préétablie.

Notons enfin qu'à côté de la chaîne qui vient d'être décrite, il existe une série de mesures permettant de contrôler les performances du détecteur. Dans le cas d'un détecteur de germanium, il s'agit en particulier de mesurer la température et le courant de fuite de la diode afin d'étalonner la réponse de la chaîne électronique en générant un signal test simulant une impulsion provenant du semi-conducteur.

1.4 Caractérisation des performances d'un spectromètre

La qualité d'un spectromètre gamma est liée à sa capacité d'une part à détecter des raies parfois peu intenses (critère d'efficacité) et d'autre part à les distinguer entre elles (critère de résolution). Cette section présente les différents critères généralement utilisés pour caractériser et comparer les performances des spectromètres.

1.4.1 Réponse d'un détecteur à une source ponctuelle mono-énergétique

La figure 1.10 illustre la réponse simulée d'un spectromètre semi-conducteur à base de germanium ultra-pur (ou *HPGe* pour *High-Purity Germanium*) dans le cas d'une source de rayons γ ponctuelle et mono-énergétique de 4 MeV ². La géométrie de simulation (dimension du détecteur et position de la source) est présentée sur la partie gauche de la figure. La simulation de type Monte-Carlo a été faite avec l'outil GEANT4 [Agostinelli *et al.*, 2003], décrit en annexe B. Le spectre illustré représente le nombre de coups collectés par canal en fonction de l'énergie, la largeur des canaux étant de 1 keV. Notons que pour être vraiment représentatif d'une mesure expérimentale, le spectre simulé devrait prendre en compte l'effet de résolution (élargissement des pics).

²L'énergie de 4 MeV a été choisie arbitrairement à titre d'illustration et ne correspond pas à une raie d'émission particulière.

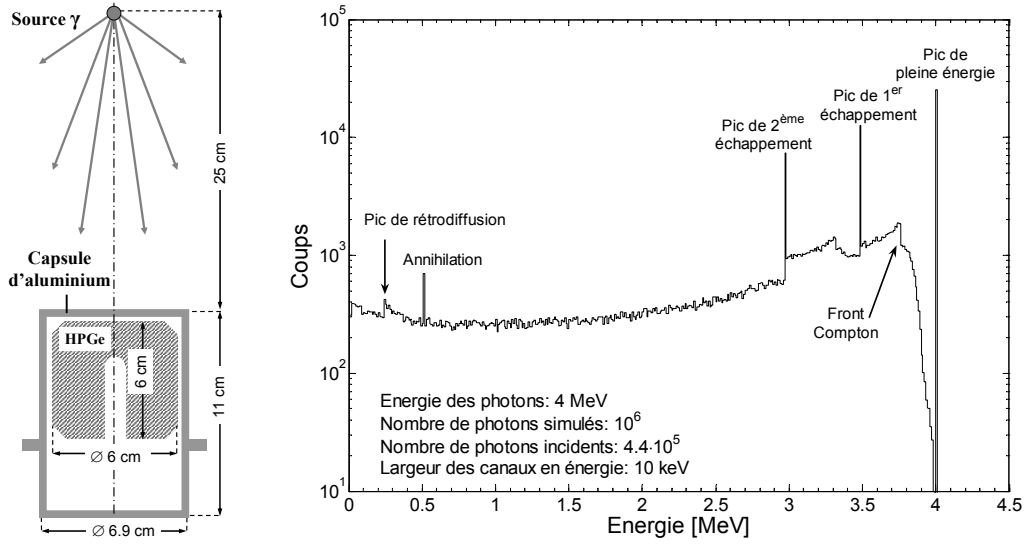


FIG. 1.10: Spectre simulé pour un détecteur HPGe coaxial de 6 cm de hauteur et de diamètre, exposé à une source ponctuelle de photons gamma de 4 MeV.

Plusieurs structures particulières peuvent être observées dans le spectre et correspondent à une combinaison des trois processus d'interaction décrits à la section 1.2 (effet photoélectrique, diffusion Compton et production de paire) :

- Le *pic de pleine énergie* à l'énergie $E_{PPE} = E_\gamma$ est la signature des photons γ ayant déposé totalement leur énergie dans la partie sensible du détecteur, soit par effet photoélectrique, soit par une combinaison des trois processus.
- Le *continuum Compton* correspond aux photons ayant déposé partiellement leur énergie dans le détecteur via une diffusion Compton. Ce continuum s'étend de 0 keV à une énergie maximale, appelée *front Compton*, correspondant à la rétrodiffusion du photon γ (angle de diffusion $\theta = 180^\circ$) :

$$E_{FC} = E_\gamma - \frac{2 \cdot E_\gamma \cdot m_e \cdot c^2}{2 \cdot E_\gamma + m_e \cdot c^2} = \frac{2 \cdot E_\gamma^2}{2 \cdot E_\gamma + m_e \cdot c^2} \quad (1.13)$$

- Le *pic de rétrodiffusion* correspond à la collection d'un photon rétrodiffusé dans les matériaux entourant le germanium (dans ce cas il s'agit de la capsule d'aluminium). Son énergie est donnée par :

$$E_{RD} = \frac{2 \cdot E_\gamma \cdot m_e \cdot c^2}{2 \cdot E_\gamma + m_e \cdot c^2} \quad (1.14)$$

- Les *pics de premier et second échappements*, positionnés respectivement aux énergies $E_{P1E} = E_\gamma - 511$ keV et $E_{P2E} = E_\gamma - 1022$ keV, correspondent au cas où le photon γ primaire a subi une matérialisation en une paire électron-positron. Etant donné leur faible parcours, les deux particules sont arrêtées dans la matière du détecteur, déposant leur énergie cinétique ($E - 1022$ keV). L'annihilation du positron qui s'ensuit donne naissance à deux photons de 511 keV pouvant être collectés ou non. Le dépôt total d'énergie dans le détecteur sera respectivement égal à E_γ , $E_\gamma - 511$ keV ou $E_\gamma - 1022$ keV si les deux photons sont collectés, si un seul est collecté ou si aucun des deux n'est collecté.
- Le *pic d'annihilation* des positrons, positionné à une énergie $E = 511$ keV, correspond à la détection d'un photon provenant de l'annihilation d'un positron dans un élément autre que la tête de détection, comme la capsule entourant le cristal, etc.

D'autres structures secondaires apparaissent également dans le spectre, notamment le front Compton du pic de premier échappement, et les continuums Compton double et triple, situés entre le front Compton principal et le pic de pleine énergie. La figure 1.11 illustre la *matrice de réponse* du détecteur et constitue une généralisation à toute la gamme d'énergie du spectre discuté précédemment.

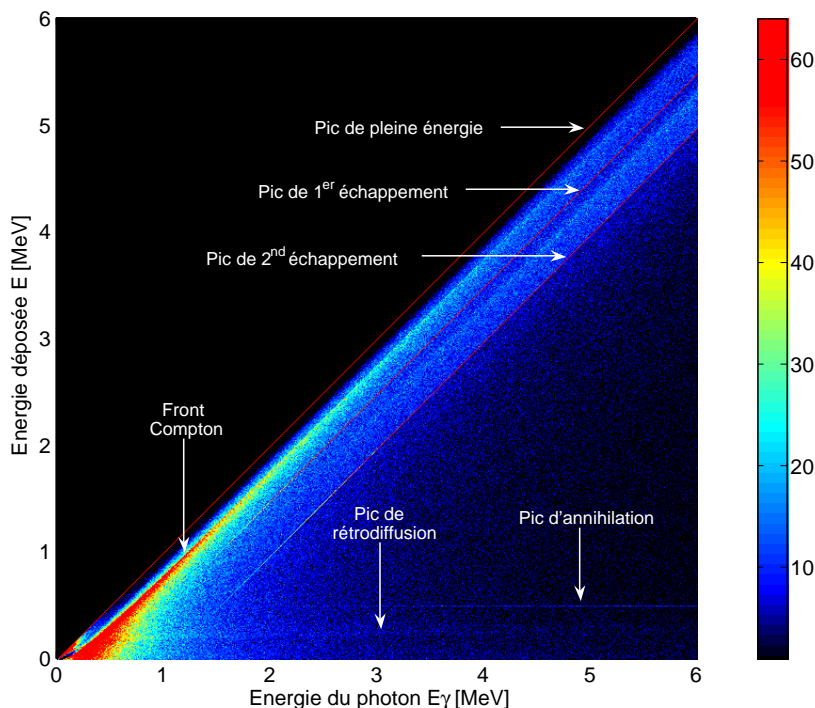


FIG. 1.11: Matrice de réponse du détecteur HPGe défini à la figure 1.10. L'échelle de couleurs (unités arbitraires) illustre le nombre de coups par canal d'énergie d'une largeur de 10 keV.

1.4.2 Efficacité de détection

Cas d'une source ponctuelle à distance finie

L'*efficacité absolue* d'un détecteur, notée ε , est le rapport du nombre de coups mesurés dans le pic de pleine énergie, N_S , au nombre total de photons émis depuis la source en direction du détecteur, N_γ . Cette efficacité absolue varie en fonction de l'énergie et peut être exprimée comme suit :

$$\varepsilon(E) = \frac{N_S}{N_\gamma} = \frac{4\pi \cdot N_S}{I_\gamma \cdot \Omega_d \cdot \Delta t} \quad (1.15)$$

Où Ω_d est l'angle solide du détecteur vu depuis la source et I_γ (en photons/s) est l'intensité de la source, liée à l'activité A (en Becquerel³) et au rendement Y_γ (en %) :

$$I_\gamma = A \cdot Y_\gamma \quad (1.16)$$

La notion d'efficacité absolue, définie par rapport au pic de pleine énergie, peut être étendue aux autres structures observées dans le spectre. Les efficacités totale, du pic de premier échappement et du pic de second échappement sont ainsi définies respectivement comme le rapport du nombre total de coups, du nombre de coups dans le pic de premier échappement et du nombre de coups dans le pic de second échappement au nombre de photons incidents sur le détecteur. La figure 1.12 illustre la variation de ces efficacités en fonction de l'énergie pour un HPGe coaxial de 60 mm de diamètre et de hauteur dans sa capsule d'aluminium.

Il est également d'usage de définir l'*efficacité relative* d'un détecteur, notée ε_{rel} (en %), définie par rapport à l'efficacité absolue d'un détecteur de NaI:Tl cylindrique de 3 pouces (76 mm × 76 mm) et mesurée dans des conditions bien précises : source ponctuelle placée sur l'axe de symétrie du détecteur et à 25 cm de celui-ci. L'efficacité relative à une énergie de 1.33 MeV⁴ est alors donnée par :

$$\varepsilon_{rel} = \frac{N_S}{I_{60Co} \cdot 4\pi \cdot \Delta t \cdot 1.2 \cdot 10^{-3}} \quad (1.17)$$

Cas d'une source étendue et très éloignée

Si la source n'est pas ponctuelle mais étendue et si la dimension du détecteur est négligeable par rapport à la distance de la source ($\Omega_d \rightarrow 0$ sr) comme dans le cas d'une surface planétaire vue depuis l'orbite, la définition de l'efficacité donnée précédemment est peu pratique. Il est préférable de caractériser la probabilité de détection en fonction de la direction d'incidence des photons, comme schématisé à la figure 1.13.

³Un Becquerel correspond à une désintégration par seconde.

⁴Dans la caractérisation de la performance des spectromètres gamma, la résolution FWHM est généralement mesurée à l'énergie de 1.33 MeV (seconde raie du radionucléide ⁶⁰Co) [ANSI/IEEE Std 325-1996, 1997].

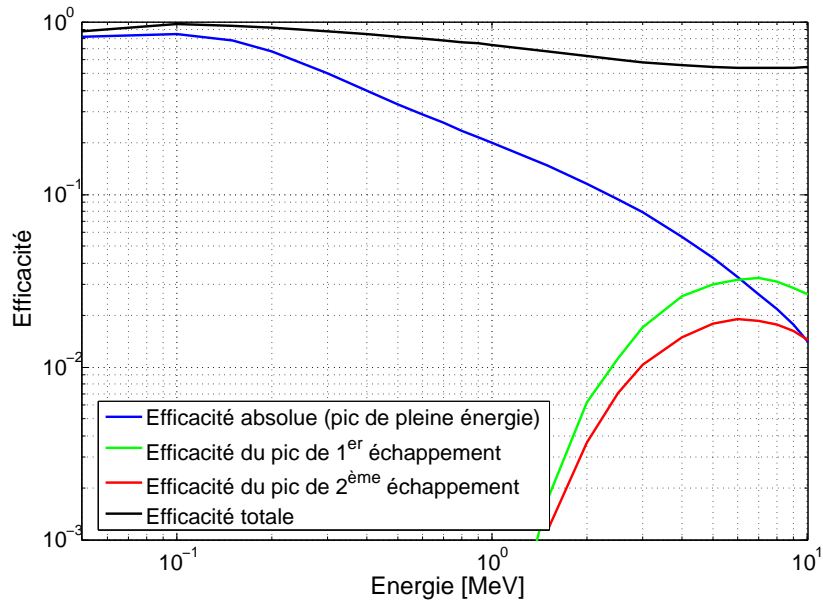


FIG. 1.12: Efficacité de détection en fonction de l'énergie des photons γ pour le détecteur HPGe défini à la figure 1.10.

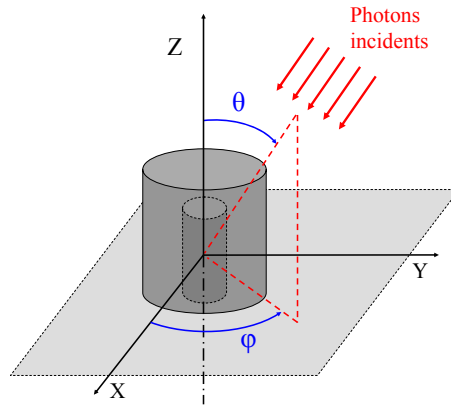


FIG. 1.13: Dépendance angulaire de l'efficacité de détection : définition des angles θ et φ .

Pour un flux parallèle de photons provenant d'une direction (θ, φ) , la probabilité de collecte est donnée par le produit de l'efficacité $\varepsilon_d(\theta, \varphi)$ et de la surface projetée du détecteur $S_d(\theta, \varphi)$.

Le nombre de coups dans le pic de pleine énergie dans le cas d'une distribution de photons d'intensité $\phi_\gamma(\theta, \varphi)$ (en photons/cm²/sr) et dont l'étendue correspond à un angle solide

Ω_γ est donné par la relation :

$$N_S = \Delta t \cdot \int_{\Omega_\gamma} \phi_\gamma(\theta, \varphi) \cdot S_d(\theta, \varphi) \cdot \varepsilon_d(\theta, \varphi) \cdot d\Omega \quad (1.18)$$

L'efficacité de détection est quant à elle donnée par :

$$\varepsilon = \frac{N_S}{N_\gamma} = \frac{\int_{\Omega_S} \phi_\gamma(\theta, \varphi) \cdot S_d(\theta, \varphi) \cdot \varepsilon_d(\theta, \varphi) \cdot d\Omega}{\int_{\Omega_\gamma} \phi_\gamma(\theta, \varphi) \cdot S_d(\theta, \varphi) \cdot d\Omega} \quad (1.19)$$

Une illustration de la variation angulaire de l'efficacité et de la surface projetée est donnée dans le chapitre 2 (section 2.4).

1.4.3 Résolution en énergie

La résolution en énergie mesure la capacité d'un détecteur à séparer les raies dans le spectre. La *résolution FWHM*⁵, δE (exprimée en keV), est la pleine largeur du pic mesurée à mi-hauteur (figure 1.14).

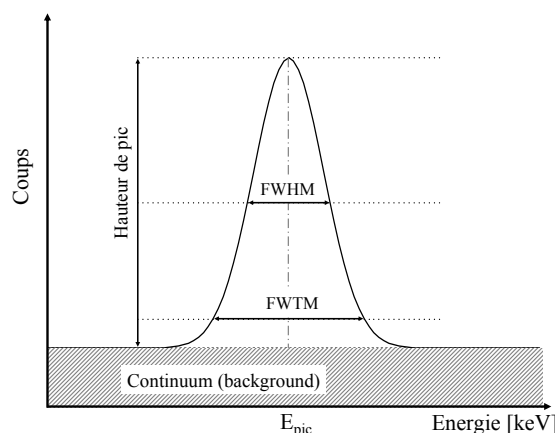


FIG. 1.14: Définition de la résolution pour un pic parfaitement gaussien.

Dans le cas idéal, la forme du pic est parfaitement gaussienne, et la résolution est liée à l'écart-type $\sigma(E)$ de la distribution :

$$\delta E = \sqrt{8 \ln 2} \cdot \sigma_E = 2.35 \cdot \sigma_E \quad (1.20)$$

Notons qu'il est d'usage de définir une résolution relative R (exprimée en %) comme étant le rapport de la résolution FWHM à l'énergie du pic :

$$R(E) = \frac{\delta E}{E} \quad (1.21)$$

⁵ Abréviation de full width at half maximum.

Tout comme l'efficacité, la résolution δE varie avec l'énergie des photons gamma. Que ce soit pour les scintillateurs ou les semi-conducteurs, la résolution est la somme de plusieurs contributions comme la fluctuation statistique, le bruit de l'électronique, la dispersion dans la collecte des charges (semi-conducteur) ou des photons (scintillateur), etc.

Afin de caractériser la forme du pic, il est également d'usage de spécifier la pleine largeur au dixième de la hauteur du pic, notée FWTM⁶. Dans le cas d'un pic gaussien, la résolution FWTM est reliée à l'écart-type $\sigma(E)$ et à la résolution FWHM par :

$$FWTM = \sqrt{8 \ln 10} \cdot \sigma(E) = 1.823 \cdot \delta E \quad (1.22)$$

Notons enfin que dans la pratique la forme des pics n'est pas toujours parfaitement gaussienne. Pour un détecteur HPGe de type n endommagé par les radiations par exemple, une dissymétrie significative peut apparaître sous la forme d'une queue exponentielle à basse énergie. Dans ce cas, la mesure du rapport $\frac{FWHM}{FWTM}$ permet de juger de l'écart par rapport à la gaussienne parfaite.

1.4.4 Rapport signal/bruit et notion de sensibilité

Supposons un pic isolé dans une certaine région du spectre (figure 1.15). L'excès de coups par rapport au continuum constitue le signal utile et est mesuré par l'aire du pic, notée N_S (en coups). En tenant compte de l'efficacité du détecteur, il est ainsi possible d'évaluer le flux émis par la source.

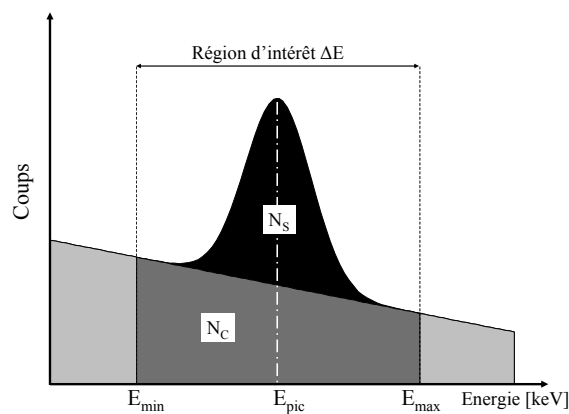


FIG. 1.15: Analyse d'un pic isolé : rapport S/B.

L'aire du pic N_S est obtenue par la soustraction du nombre de coups dans le continuum N_C au nombre total de coups N_{TOT} mesurés sur un intervalle d'énergie $[E_{min}, E_{max}]$ appelé *région d'intérêt*. La qualité du signal se mesure par le *rapport signal sur bruit*

⁶ Abréviation de full width at tenth maximum.

$\frac{N_S}{N_B}$ (appelé aussi *signification statistique*) où la grandeur N_B représente l'amplitude des fluctuations de bruit de fond et s'exprime comme suit :

$$N_B = \sigma(N_{TOT} - N_C) = \sqrt{(N_C + N_S) + N_C} \quad (1.23)$$

Afin de maximiser le rapport S/B, la largeur ΔE de la région d'intérêt doit être choisie de manière optimale : suffisamment large pour intégrer tout le signal utile et assez étroite pour minimiser l'intégration du bruit du continuum. Elle dépend de la résolution en énergie :

$$\Delta E = E_{min} - E_{max} = G \cdot \delta E \quad (1.24)$$

Où le facteur G est en pratique pris égal à 2 ou 3.

Les nombres de coups N_S et N_C peuvent être décomposés comme suit :

$$N_S = \phi_\gamma \cdot \Omega_\gamma \cdot S_d(E) \cdot \varepsilon_d(E) \cdot \Delta t \quad (1.25)$$

$$N_C = C(E) \cdot G \cdot \delta E(E) \cdot \Delta t \quad (1.26)$$

Où ϕ_γ (en photons/cm²/sr) est l'intensité de la source pour la raie γ considérée, S_d et ε_d la surface effective et l'efficacité du détecteur et $C(E)$ (en coups/MeV/s) le taux de comptage dans le continuum. Les deux dernières équations permettent de détailler le rapport signal sur bruit :

$$\frac{S}{B} = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + 2 \cdot N_C}} = \frac{\phi_\gamma \cdot \Omega_\gamma \cdot S_d \cdot \varepsilon_d}{\sqrt{\phi_\gamma \cdot \Omega_\gamma \cdot S_d \cdot \varepsilon_d + 2 \cdot C \cdot G \cdot \delta E}} \cdot \sqrt{\Delta t} \quad (1.27)$$

Pour un flux de photons gamma et un niveau de continuum donnés, le rapport S/B varie proportionnellement à la racine du temps d'observation. La relation montre aussi que le signal mesuré sera d'autant plus précis que l'efficacité du détecteur est élevée. De plus, dans le cas où le niveau de continuum est très important par rapport au flux de raies γ , la résolution constitue un ingrédient majeur du rapport S/B étant donné qu'elle détermine la largeur de la région d'intérêt.

Pour une précision de mesure (rapport S/B) fixée, il est possible, à partir de la relation (1.27), de définir la sensibilité de l'instrument comme le flux ϕ_γ minimum qui puisse être détecté :

$$\phi_{\gamma,min} = \frac{(S/B)^2 + (S/B) \cdot \sqrt{(S/B)^2 + 2 \cdot C \cdot G \cdot \delta E \cdot \Delta t}}{2 \cdot \Omega_d \cdot S_d \cdot \varepsilon_d \cdot \Delta t} \quad (1.28)$$

Notons que si les processus de création et de transport des photons γ sont connus avec précision, cette notion de sensibilité peut être exprimée en termes d'abondance d'un élément chimique donné dans l'échantillon étudié.

1.5 Emission de rayonnement γ d'une surface planétaire

1.5.1 Processus d'émission gamma dans un sol planétaire

L'émission de raies γ dans les sols planétaires est due à la *radioactivité naturelle* ou *induite* (figure 1.16). Dans le premier cas, il s'agit de la désexcitation de radionucléides dont la demi-vie est supérieure ou du même ordre de grandeur que l'âge du Système Solaire. Dans le second cas, il s'agit de désexcitations (promptes ou retardées) de noyaux instables créés par le bombardement des particules énergétiques du rayonnement cosmique d'origine galactique et, dans une moindre mesure, d'origine solaire. Les paragraphes suivants détaillent les trois principales sources à l'origine de l'émission de raies gamma dans un sol planétaire.

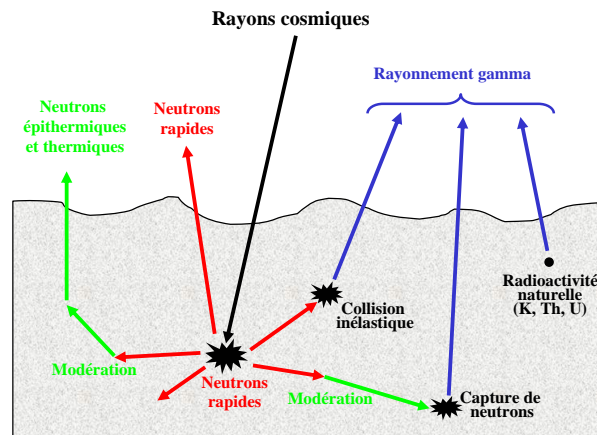


FIG. 1.16: Principe d'émission gamma dans un sol planétaire.

Notons qu'aux raies gamma s'ajoute un *continuum planétaire* constitué de photons qui sont créés lors de processus non nucléaires comme le Bremsstrahlung (électrons de haute énergie accélérés dans le champ électrique d'un noyau) ou la désintégration des pions neutres π^0 (produits par les rayons cosmiques dans la matière) et surtout de photons dont l'énergie a été altérée à la suite de processus de diffusion dans le sol ou l'atmosphère de la planète. Ces photons ne possèdent pas (ou plus) la signature de l'élément émetteur et sont donc peu utiles pour la spectroscopie.

Radioactivité naturelle

Parmi tous les éléments potentiellement radioactifs, les seuls observables sont ceux dont la demi-vie est comparable à l'âge du Système Solaire (environ $4.6 \cdot 10^9$ ans). Il s'agit principalement des chaînes de désintégration du thorium ^{232}Th (demi-vie $T_{1/2} = 14.05 \cdot 10^9$ ans) et de l'uranium ^{238}U ($T_{1/2} = 4.47 \cdot 10^9$ ans) qui aboutissent au plomb, ainsi que le potassium ^{40}K ($T_{1/2} = 1.25 \cdot 10^9$ ans), sans filiation. Une liste des raies γ de radioactivité naturelle est donnée en annexe A.

Emission induite par le rayonnement cosmique galactique

La majorité des raies γ produites dans une surface planétaire sont provoquées par le bombardement permanent du rayonnement cosmique galactique (GCR). Ce dernier est constitué de particules (87 % de protons, 12 % de particules alpha et 1 % de noyaux plus lourds) accélérées en dehors du Système Solaire. L'énergie de ces particules dans le Système Solaire interne est typiquement de l'ordre du GeV/nucléon et leur flux est isotrope.

L'interaction des particules du rayonnement cosmique avec la matière planétaire génère de nombreuses particules secondaires (nucléons, mésons et noyaux résiduels). Parmi celles-ci, les neutrons sont à la source de la majorité des réactions nucléaires et donc de l'émission de raies gamma. Les processus nucléaires par lesquels les neutrons peuvent provoquer l'émission de raies γ sont généralement classés en trois catégories :

- *Les processus inélastiques.* Ces réactions impliquent principalement des *neutrons rapides*⁷, dont l'énergie est supérieure au premier niveau excité du noyau concerné (généralement de l'ordre du MeV). Ces réactions sont dans la plupart des cas des diffusions inélastiques ($n, n\gamma$) et plus rarement de type ($n, x\gamma$) où x est un proton ou une particule alpha.
- *Les réactions de capture.* Celles-ci impliquent principalement des *neutrons thermiques*⁷ ou *épithermiques*⁷ et sont telles que les noyaux formés ont une énergie d'excitation de plusieurs MeV et se désexcitent en émettant plusieurs photons gamma. Les facteurs majeurs qui régulent la population de neutrons thermiques (et donc le flux de photons gamma émis par capture) sont d'une part la présence d'éléments légers (comme l'hydrogène et dans une moindre mesure le carbone) qui modèrent les neutrons énergétiques à des énergies dites thermiques, et d'autre part la présence d'éléments présentant des sections efficaces de capture élevées (comme le fer, le titane, le manganèse, le chlore, ou encore le gadolinium et le samarium). Contrairement aux photons gamma produits par des réactions de diffusions inélastiques, le flux de photons créés par capture de neutrons est fortement dépendant de la composition élémentaire du sol de la planète.
- *Les réactions d'activation.* Il s'agit en réalité des réactions de désintégration des nucléides instables produits par les deux premiers types de réactions.

Les principales raies γ de réactions inélastiques et de capture ainsi qu'une estimation des flux émis de la surface de Mercure ont été listés en annexe A.

⁷Suivant leur énergie, les neutrons ont des comportements physiques différents lorsqu'ils traversent la matière. Ils sont généralement divisés en trois domaines d'énergie [Feldman *et al.*, 1993] : les rapides pour $E > 10$ keV, les épithermiques pour 0.3 eV $< E < 10$ keV et les thermiques pour $E < 0.3$ eV. Notons que ces limites en énergie varient d'une référence à l'autre.

Notons enfin que des raies gamma peuvent être produites lors de réactions de très haute énergie, dites de *spallation* ($p, x\gamma$), impliquant directement les particules du rayonnement cosmique. Les sections efficaces de ces réactions sont cependant mal connues, ce qui leur donne peu d'intérêt pour la détermination des abondances chimiques [Reedy, 1978].

Emission induite par les protons solaires

Au même titre que les particules du rayonnement cosmique galactique, les particules énergétiques en provenance du Soleil (essentiellement des protons) peuvent générer des photons gamma. Ces particules associées à des événements sporadiques (éruptions solaires) satureront généralement les détecteurs pendant plusieurs jours à cause de leur flux très important et produisent peu de photons gamma à la surface de la planète. Les raies gamma émises par des éléments excités suite au bombardement de particules solaires sont donc difficilement détectables, à l'exception de quelques radionucléides dont la demi-vie dépasse la durée de l'événement comme ^{22}Na ($T_{1/2} = 2.6$ ans) ou ^{26}Al ($T_{1/2} = 7 \cdot 10^5$ ans).

1.5.2 Transport des photons gamma dans un sol planétaire

En fonction de son énergie, de sa direction et de sa profondeur d'émission, un photon gamma aura une probabilité plus ou moins importante de s'échapper de la surface planétaire sans avoir subi de changement d'énergie et de direction.

Le flux de photons gamma d'une énergie donnée s'échappant de la surface, noté Φ_p (en $\text{photon}/\text{cm}^2/\text{s}$), peut être exprimé comme suit :

$$\Phi_p = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} L_p \cdot \sin \lambda \cdot d\lambda \quad (1.29)$$

Où L_p est la radiance (exprimée en $\text{photon}/\text{cm}^2/\text{sr}/\text{s}$) de la surface planétaire.

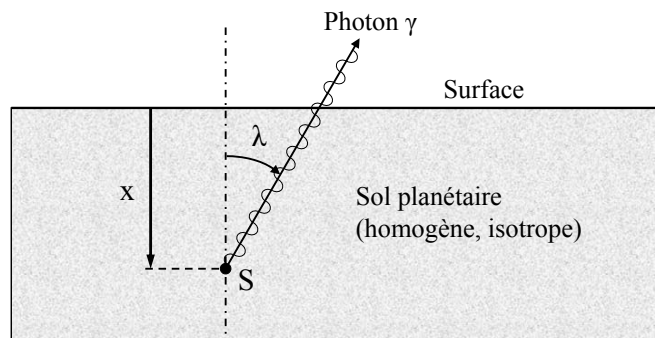


FIG. 1.17: Transport des photons γ dans un sol planétaire.

L_p est donnée par la relation suivante [Reedy, 1978] [Evans *et al.*, 1993] :

$$L_p = \int_0^\infty \frac{J_\gamma(x) \cdot \exp\left[\frac{-\mu \cdot x}{\cos \lambda}\right]}{4\pi \cdot \cos \lambda} \cdot dx \quad (1.30)$$

Où $J_\gamma(x)$ est l'intensité de la source de photons (en photon/cm³/s) à une profondeur x (en cm) dans le sol planétaire, λ est l'angle mesuré par rapport la verticale et μ le coefficient d'atténuation linéaire en cm⁻¹ (défini par la relation 1.8).

Supposant que la production de photons J_γ et le coefficient d'atténuation μ sont indépendants de la profondeur x , la radiance L_p est constante et le lobe d'émission de type lambertien :

$$L_p = \frac{J_\gamma}{2\pi \cdot \mu} \quad \text{et de là} \quad \Phi_p = \frac{J_\gamma}{\mu} \quad (1.31)$$

Cette dernière hypothèse n'est en général valable que pour l'émission due à la radioactivité naturelle dans un milieu homogène. Dans la majorité des cas (émissions induites par les rayons cosmiques), la densité de protons et de neutrons secondaires, et par conséquent la production de photons J_γ , dépendent de la profondeur dans le sol. Les travaux de [Gasnault, 1999] ont montré que le lobe d'émission est d'autant plus éloigné du cas lambertien que l'énergie des photons est grande. Les photons de plus haute énergie étant produits plus profondément dans le sol, ils ont davantage de matière à traverser pour des directions éloignées de la verticale ($\lambda \rightarrow 90^\circ$). L'écart par rapport à l'émission parfaitement lambertienne est ainsi caractérisé par un déficit de photons en direction de l'horizon.

1.6 Détection en orbite du rayonnement gamma planétaire

1.6.1 Flux transmis de la surface planétaire au détecteur

Supposant que les photons gamma émis depuis la surface de la planète ne subissent aucune altération (changement d'énergie ou de direction) jusqu'à leur détection en orbite (pas d'atténuation atmosphérique), le taux de photons collectés par le détecteur C_S (en coups/s) peut s'écrire comme suit :

$$C_S = \frac{N_S}{\Delta t} = \int_{S_p} S_d(\theta, \varphi) \cdot \varepsilon_d(\theta, \varphi) \cdot \frac{L_p \cdot \cos \lambda}{d^2} dS \quad (1.32)$$

Où S_d et ε_d sont respectivement la surface projetée et l'efficacité du détecteur dans la direction d'incidence du photon, L_p est la radiance de la surface (en photon/cm²/sr/s), dS un élément de surface de la planète et d sa distance au détecteur.

Les relations géométriques suivantes peuvent être déduites de la figure 1.18 :

$$\lambda = \psi + \theta \quad (1.33)$$

$$R_p \cdot \sin \psi = d \cdot \sin \theta \quad (1.34)$$

$$R_p \cdot \cos \psi + d \cdot \cos \theta = R_p + h_d \quad (1.35)$$

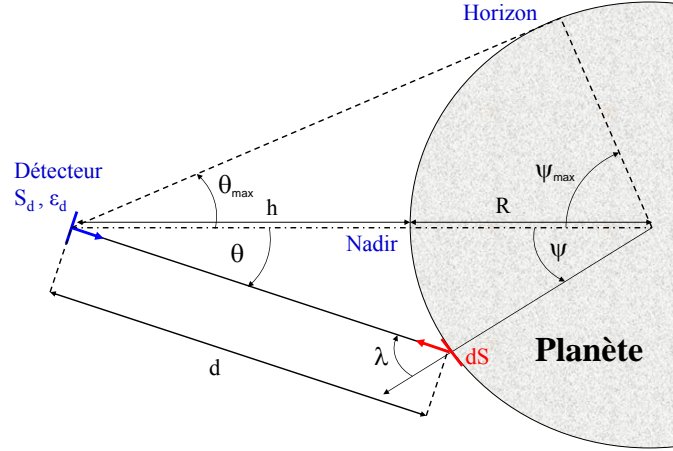


FIG. 1.18: Flux transmis de la planète au détecteur.

Où R_p et h_d sont respectivement le rayon de la planète et l'altitude de l'orbiteur. Notant de plus le changement de variable

$$dS = R_p^2 \cdot \sin \psi \cdot d\psi \, d\varphi \quad (1.36)$$

La relation (1.32) devient :

$$C_S = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_{max}} S_d(\theta, \varphi) \cdot \varepsilon_d(\theta, \varphi) \cdot L_p \cdot \sin \theta \cdot d\theta \quad (1.37)$$

Dans cette relation, $\theta_{max} = \arcsin \frac{R_p}{R_p + h_d}$ est le demi-angle de vue de la planète. Dans le cas où le facteur $S_d \cdot \varepsilon_d$ peut être considéré constant sur l'angle solide considéré (ce qui n'est rigoureusement vrai que pour un détecteur de géométrie sphérique), la relation (1.37) peut se simplifier fortement et il est possible de séparer les contributions propres au détecteur, à la surface planétaire et à l'orbite considérée :

$$C_S = \underbrace{\underbrace{\pi \cdot L_p}_{\Phi_p \text{ (planète)}} \cdot \underbrace{2 \cdot (1 - \cos \theta_{max})}_{F_C \text{ (orbite)}}}_{\text{Flux incident } \phi_\gamma} \cdot \underbrace{S_d \cdot \varepsilon_d}_{\text{Détecteur}} \quad (1.38)$$

Dans cette relation, F_C est appelé *facteur de conversion* et dépend de l'orbite et de la taille de la planète.

Rappelons enfin que les hypothèses menant à la relation (1.37) ne prennent pas en compte l'atténuation atmosphérique. [Gasnault, 1999] montre que dans le cas de Mars, si l'atmosphère est suffisamment fine pour transmettre une fraction significative de photons (de l'ordre de 30% à une énergie de 0.8 MeV), elle joue un rôle de pupille en éliminant les photons provenant de l'horizon.

1.6.2 Résolution spatiale et cartographie

Comme il a été vu précédemment, le flux de photons γ incidents sur un détecteur en orbite provient de toute la surface vue par celui-ci. La figure 1.19 illustre la fraction de flux de photons incidents sur un détecteur placé à 400 km au-dessus de la surface de Mercure en fonction de la distance au nadir. Cette illustration confirme la règle simple selon laquelle la résolution spatiale (pour un détecteur isotrope) est équivalente à l'altitude [Evans *et al.*, 1993]. Notons qu'un système de collimation, à l'image de ceux utilisés en astronomie gamma, pourrait être imaginé afin de limiter le flux de photons incidents à un angle solide restreint autour du nadir. Etant donné la forte pénétration des photons γ dans la matière, cela nécessiterait un apport de masse important.

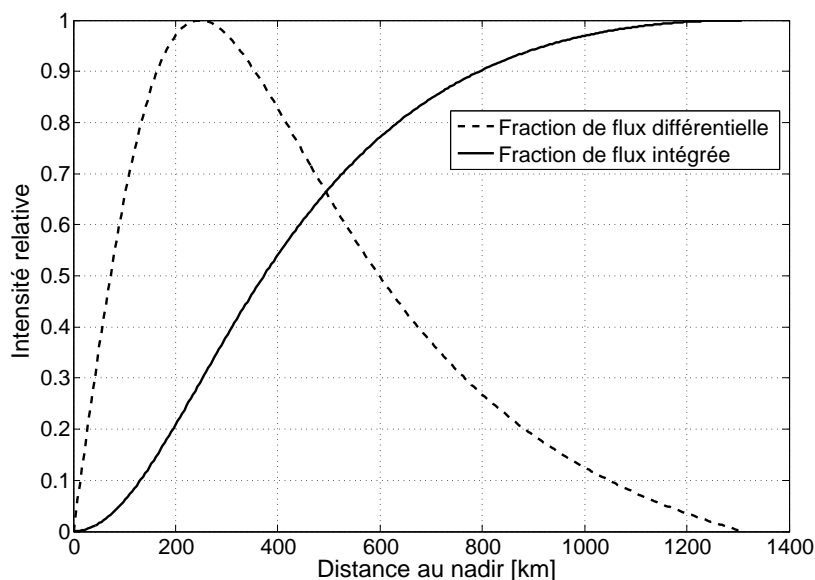


FIG. 1.19: Fraction de flux de photons incidents en fonction de la distance au nadir dans le cas d'un détecteur placé en orbite à 400 km autour de Mercure ($R_p = 2439$ km).

Les possibilités de cartographier les abondances chimiques de divers éléments dépendront de deux principaux facteurs :

- D'une part l'*orbite du satellite*. Si la taille minimale des pixels est dictée par l'altitude de survol, il s'agira également de couvrir la surface de la planète à toutes les latitudes. La meilleure orbite permettant une couverture globale est de type polaire, si possible avec une excentricité minimale ou du moins avec une ligne des apsides coïncidant avec l'équateur.
- Et d'autre part la *précision des mesures*. La taille des pixels dépendra également de la précision dans l'abondance mesurée, autrement dit du temps d'observation et de l'élément chimique considéré (cf. formule 1.27).

1.6.3 Contribution des sources parasites dans le spectre

La qualité de la mesure en spectroscopie gamma repose sur la capacité à isoler une raie du continuum et éventuellement des raies voisines. Suivant l'environnement dans lequel s'effectue la mesure, diverses sources (photons ou particules) peuvent contribuer au continuum ou générer des raies γ parasites dans le spectre⁸. Cette section présente les propriétés des principales sources indésirables rencontrées dans un environnement planétaire comme celui de Mercure, de Mars ou de la Lune, pour lequel la contribution des particules piégées est négligeable.

Contributions au continuum

Pour un spectromètre gamma placé en orbite autour d'une planète à quelques centaines de kilomètres d'altitude, les principales contributions au continuum dans le spectre sont :

1. Le *continuum γ planétaire*. Il représente généralement la source principale de bruit de fond [Gasnault, 1999]. De même origine que les raies γ , il s'agit de photons ayant perdu leur signature en énergie à la suite de processus de diffusion ou encore produits par Bremsstrahlung dans le sol planétaire. Le flux de continuum dépendra de la composition chimique globale. Dans le cas de Mercure, le flux de continuum émis par la surface peut être estimé par une loi en puissance :

$$\Phi_{CP}(E) = \pi \cdot L_{CP}(E) \simeq 5.5 \cdot E^{-1.26} \quad (1.39)$$

Où Φ_{CP} et E sont respectivement exprimés en photon/cm²/s/MeV et en MeV. Comme pour les raies d'émission provenant de la surface planétaire, la contribution du flux de continuum dans le spectre dépend des paramètres de l'orbite et de l'efficacité du détecteur (cf. équation 1.38).

2. *Les rayons cosmiques galactiques*. Il s'agit de particules de très haute énergie (de l'ordre du GeV/nucléon), en majorité des protons. Leur interaction avec la partie sensible des spectromètres gamma se traduit par une contribution sur la partie haute énergie du spectre ($E > 6$ MeV). Leur flux au voisinage de l'orbite terrestre peut être décrit par la distribution suivante [Castagnoli et Lal, 1980] pour la composante proton :

$$F_{GCR}(E) = F_n \cdot \frac{E \cdot [E + 2 \cdot m_p \cdot c^2] \cdot [E + 780 \cdot \exp(-2.5 \cdot 10^{-4} \cdot E) + \Phi]^{-2.65}}{[E + \Phi] \cdot [E + 2 \cdot m_p \cdot c^2 + \Phi]} \quad (1.40)$$

⁸Le signal engendré par ces sources parasites est parfois abusivement qualifié de *bruit de fond*, bien qu'il ne constitue pas un bruit au sens strict.

Où l'énergie cinétique des protons E et le flux F_{GCR} sont exprimés respectivement en MeV et en proton/cm²/s/MeV. Le facteur de normalisation F_n vaut $1.244 \cdot 10^6$ p/cm²/s/MeV. Le produit $m_p \cdot c^2$ vaut 938 MeV. Le terme Φ représente la modulation du flux avec l'activité solaire et vaut ~ 400 MeV en minimum solaire et ~ 900 MeV en maximum.

3. *Le fond cosmique diffus.* Il s'agit d'un rayonnement γ de nature isotrope, stable dans le temps et dont l'origine proviendrait de l'interaction du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire [Fichtel et Trombka, 1997]. Dans la plage de 0.1 à 100 MeV, son spectre peut être assimilé à une loi de puissance [Mandrour *et al.*, 1979] [Dean *et al.*, 1991] :

$$F_{FCD}(E) = 1.1 \cdot 10^{-2} \cdot E^{-2.3} \quad (1.41)$$

Où le flux F_{FCD} et l'énergie E s'expriment respectivement en photon/MeV/cm²/sr/s et en MeV, ce qui donne après intégration un flux total de 0.168 photon/cm²/sr/s.

4. *Les particules solaires.* Ces particules en provenance du Soleil sont en majorité des protons générés lors d'événements très brefs (cf. section 3.3) et contribuent peu au continuum dans les spectres gamma.

Contributions aux raies parasites

En ce qui concerne les raies parasites, elle proviennent avant tout de l'activation des matériaux de l'instrument et du satellite par les particules du rayonnement cosmique galactique, par les neutrons planétaires ou encore par les protons solaires. Cette contribution est très difficile à évaluer car elle nécessite une modélisation précise d'un grand nombre de réactions (réactions inélastiques, de capture, décroissance radioactive, etc.) ainsi que de l'instrument et des matériaux qui l'entourent. Dans une moindre mesure, des raies γ peuvent provenir de diverses sources célestes (supernovae, noyau galactique ou encore le Soleil). Toutes ces raies parasites peuvent interférer et parfois coïncider avec les raies d'origine planétaire. Il convient dès lors de choisir judicieusement les matériaux des éléments proches du détecteur. Sur Mars Odyssey par exemple, le titane a été préféré à l'aluminium pour la capsule contenant le cristal HPGe, de manière à permettre une mesure précise des raies de l'aluminium.

Chapitre 2

Etude d'un instrument de spectroscopie gamma dans le cadre d'une mission vers Mercure

Parmi les principaux objectifs scientifiques motivant l'exploration de la planète Mercure figure la détermination de sa composition chimique. La spectroscopie gamma et neutron est tout à fait appropriée à ce type d'analyse. C'est dans ce sens que le Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements a proposé l'instrument MANGA pour figurer dans la charge utile de la mission Bepi-Colombo de l'Agence Spatiale Européenne.

Ce chapitre présente l'instrument MANGA et plus précisément la tête de détection gamma, objet de nos études. La première section résume les principaux objectifs scientifiques de l'exploration de Mercure et l'apport particulier de la spectroscopie gamma. Dans la deuxième section, une comparaison est faite en termes de performance de mesure (résolution, efficacité, sensibilité) entre trois instruments : GRS sur la mission MESSENGER ainsi que MGNS et MANGA, tous deux envisagés sur la mission Bepi-Colombo. La troisième section présente le projet MANGA sous divers aspects : contexte et évolution, principes de l'instrument, etc. L'analyse des performances de la tête de détection gamma, composée d'un cristal de germanium ultra-pur, est l'objet de la quatrième section. Enfin, une synthèse est faite sur les choix de conception et les performances de l'instrument.

2.1 L'exploration de Mercure : enjeux et missions à venir

2.1.1 Les enjeux scientifiques dans l'exploration de Mercure

La planète Mercure constitue, à bien des égards, un cas extrême parmi les planètes telluriques. Par rapport à la Terre, Vénus ou Mars (tableau 2.1), elle est la planète la plus proche du Soleil, la plus petite, la plus dense ou encore celle dont la surface est la plus âgée. Son étude se révèle cruciale pour comprendre comment se sont formées et ont évolué l'ensemble des planètes telluriques, et en particulier la Terre.

	Mercure	Venus	Terre	Mars
Masse [10^{23} kg]	3.302	48.685	59.736	6.4185
Rayon moyen [km]	2440	6051.8	6371.0	3389.9
Densité moyenne [g/cm^3]	5.427	5.204	5.515	3.933
Rayon du noyau [km]	~ 1600	~ 3200	3485	~ 1700
Obliquité par rapport à l'orbite [deg]	~ 0.1	177.3	23.45	25.19
Période de rotation sidérale [jours]	58.646	-243.019	0.997	1.026
Période de révolution [jours]	87.969	224.701	365.257	686.960
Distance moyenne au Soleil [UA]	0.387	0.723	1.000	1.524
Excentricité de l'orbite	0.206	0.007	0.017	0.093
Inclinaison [deg]	7.005	3.394	0.000	1.850

TAB. 2.1: Comparaison des propriétés de Mercure à celles des autres planètes telluriques [de Pater et Lissauer, 2005].

A l'heure actuelle, encore très peu de données ont été recueillies sur Mercure. Si des cartographies de la planète ont été tentées par des astronomes célèbres aux XIX^e et XX^e siècles, ce n'est qu'en 1974, avec la sonde *Mariner 10*, que des détails du relief de la planète ont pu être révélés (figure 2.1).

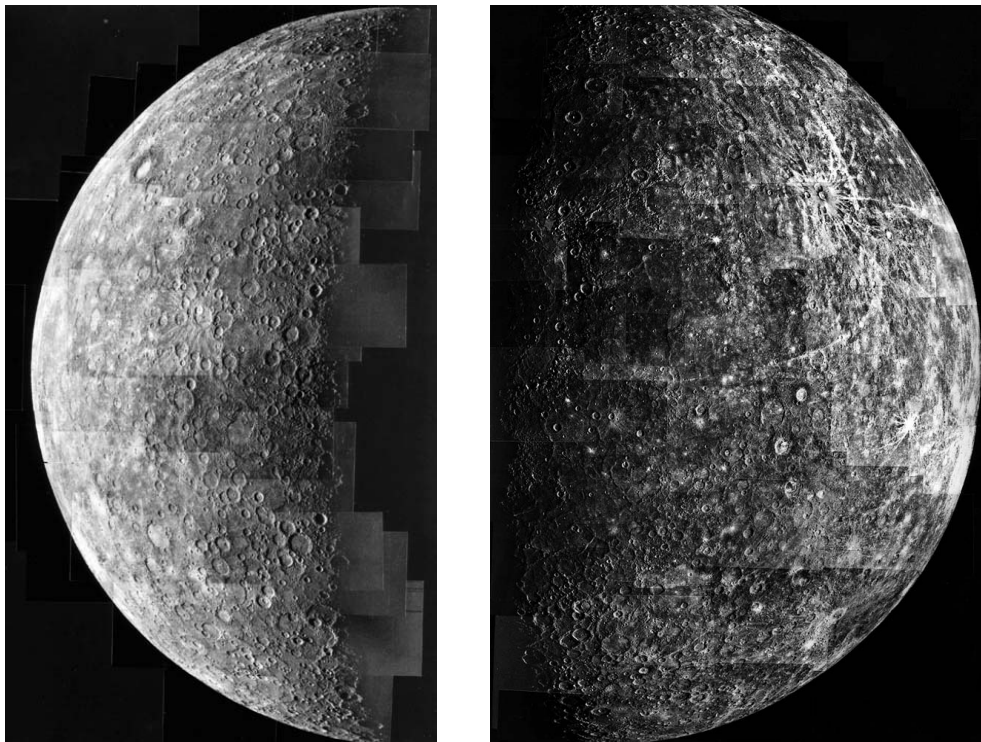


FIG. 2.1: Photographies prises par Mariner 10 lors de son survol de Mercure le 29 mars 1974. Les deux mosaïques comportent chacune 18 clichés pris durant les phases d'approche (droite) et d'éloignement de la planète (gauche).

Avec trois survols à quelques centaines de kilomètres de la planète (en mars 1974, septembre 1974 et mars 1975), la sonde a photographié environ 40% de la surface de Mercure et reste la seule mission à avoir approché Mercure. De vastes hauts plateaux cratérisés, sans doute parmi les plus anciens des planètes telluriques, couvrent la plus grande partie de la surface. Parmi ceux-ci, le bassin *Caloris*, large de 1300 km, constitue le plus grand cratère d'impact observé et a vraisemblablement été formé par la chute d'un corps d'une centaine de kilomètres quelques centaines de millions d'années après la formation de la planète. Des plaines, plus sombres et plus jeunes, ressemblant à celles de la Lune, ont également été observées par Mariner 10.

Des observations radar ont par ailleurs été réalisées à partir de 1991 depuis la Terre dans les longueurs d'ondes radio et infrarouge lointain (figure 2.2). Les signaux réfléchis de la région polaire nord de la planète (région non photographiée par Mariner 10) se sont révélés particulièrement intenses et dépolarisés par rapport aux autres régions de la planète. Les interprétations [Harmon et Slade, 1992] [Harmon *et al.*, 1994] [Slade *et al.*, 1992] suggèrent la présence de certains volatils, en particulier de glace d'eau dans des sites protégés comme le fond de certains cratères polaires, en permanence à l'ombre.

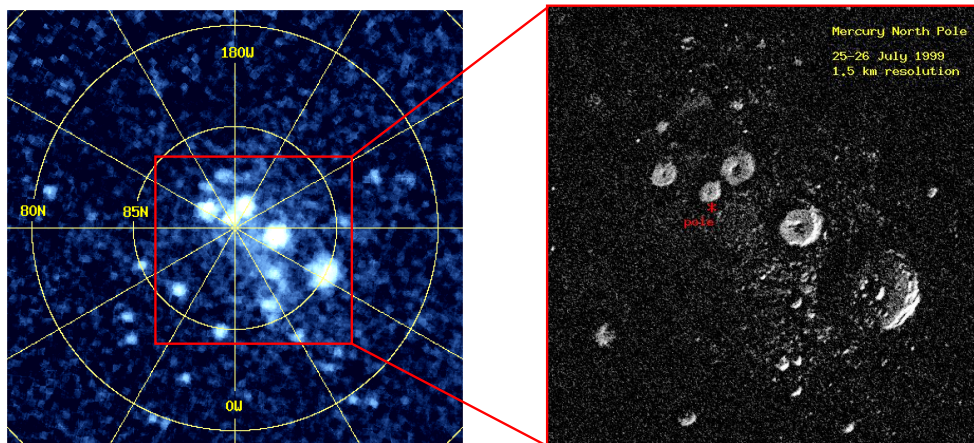


FIG. 2.2: Images radar du pôle nord de Mercure obtenue avec le radiotélescope d'Arecibo [Harmon, 1997] [Harmon *et al.*, 2001].

Les observations directes de Mercure depuis la Terre sont difficiles en raison de sa proximité au Soleil. Le seul moyen efficace d'étudier la planète (en particulier les régions polaires) au-delà des observations radar est d'envoyer des sondes spatiales équipées d'instruments d'imagerie et de spectrométrie dans diverses longueurs d'onde. Cet objectif devra être accompli dans le futur avec les missions MESSENGER et Bepi-Colombo, brièvement présentées dans la section suivante. Ces futures missions devront répondre à diverses questions scientifiques, pour certaines nées des survols de Mariner 10 ou des observations radar :

1. *La densité élevée.* Chacune des planètes telluriques est composée d'un noyau riche en fer, entouré d'un manteau composé de silicates et d'une croûte. La croûte s'est formée à partir des minéraux dont le point de fusion est plus bas que ceux du manteau, soit par un processus de différenciation durant la phase initiale de formation de la planète soit par le dépôt d'une grande quantité de matériaux fondus provenant du manteau. La mesure de la densité de la planète reflète ainsi les proportions du noyau (riche en fer), du manteau et de la croûte (riches en silicates). Dans le cas de Mercure, la densité non compressée¹ est de 5.3 g/cm^3 , ce qui est largement au-dessus de celle mesurée pour les autres planètes telluriques. Mercure devrait avoir un noyau représentant 65% de sa masse, ce qui est le double de la Terre.
2. *L'histoire géologique.* Les régions de Mercure photographiées par la sonde Mariner 10 montrent un terrain fortement cratérisé et ancien, semblable à celui de la Lune. Des plaines, plus jeunes et d'une couleur différente, s'étendent au milieu des cratères les plus anciens et semblent provenir d'épanchements volcaniques. Bien que l'hypothèse du volcanisme soit privilégiée, l'origine des plaines de Mercure reste incertaine et devrait être établie par l'analyse détaillée des formes de terrain. Contrairement à la Terre et à Vénus, peu d'indices semblent indiquer que les forces tectoniques aient remodelé la surface de Mercure. Sur la partie inconnue de la planète, à l'opposé du cratère le plus important, un soulèvement de la surface (ou *hummock*) pourrait s'être formé par un transport de l'énergie sismique libérée par l'impact. Une variété de mesures devrait permettre la détermination des processus ayant façonné la surface de la planète. En premier lieu viennent l'imagerie visible et l'altimétrie qui fourniront une cartographie et un relevé topographique détaillés de la surface, en particulier de la partie encore inobservée. Les techniques de spectrométrie visible-infrarouge, X et gamma permettront quant à elles de déterminer la composition minérale et élémentaire des roches composant la surface.
3. *La structure du noyau.* Un des résultats les plus surprenants obtenus par Mariner 10 fut la découverte d'un champ magnétique global, inexistant pour les autres planètes telluriques à l'exception de la Terre. L'existence d'un tel champ autour de Mercure n'est pas encore complètement confirmée et son origine encore moins clairement établie. Comme dans le cas de la Terre, ce champ pourrait provenir des mouvements dans la partie externe du noyau encore liquide. Cependant, étant donné la petite taille de Mercure, le noyau devrait être complètement solidifié à l'heure actuelle. Une autre explication consisterait en l'existence d'un champ rémanent, fossile du champ magnétique primordial de la planète. La présence ou non d'une partie liquide dans le noyau de la planète devrait être démontrée par la mesure précise du mouvement de balancement de la surface de la planète autour de son axe de rotation, réalisable au moyen des instruments d'altimétrie laser et de radioscience. Par ailleurs, le refroidissement et la contraction du noyau de la planète pourraient être à l'origine d'escarpements importants à la surface comme celui de *Discovery Rupes* observé par Mariner 10.

¹La densité non compressée équivaut à la densité qui serait mesurée en l'absence de contraction de la planète sous sa propre gravité.

4. *La nature de l'environnement magnétique.* L'environnement magnétique de Mercure semble être, d'après les mesures de Mariner 10, une réplique miniature de la magnétosphère terrestre. Comprendre la dynamique de sa magnétosphère, et en particulier l'influence de l'activité du Soleil (vent solaire et éruptions solaires), devrait amener à une meilleure compréhension des effets du Soleil sur le champ terrestre. Si en moyenne le champ magnétique de Mercure est de type dipolaire, la contribution due aux champs locaux piégés dans les roches (majoritaires sur Mars et la Lune) est inconnue. Les mesures faites en orbite avec un magnétomètre devraient permettre de caractériser en détail (intensités et variations spatiales) le champ magnétique de Mercure. Couplées à l'analyse des particules énergétiques, ces mesures devront établir l'influence du Soleil sur la dynamique de l'environnement magnétique de Mercure.
5. *Le dépôt de volatils aux pôles.* L'axe de rotation de Mercure est orienté presque perpendiculairement par rapport à son orbite autour du Soleil (voir tableau 2.1), ce qui signifie que les rayons solaires sont constamment en incidence rasante sur la surface des régions polaires. Certaines zones des régions polaires, comme l'intérieur des cratères, devraient être constamment à l'ombre et leur température si basse qu'elles pourraient abriter divers matériaux volatils. L'hypothèse la plus probable en cohérence avec les observations radar faites en 1991 est qu'il s'y trouve de la glace d'eau, provenant du dégazage de la planète ou du bombardement météoritique ou cométaire. D'autres matériaux comme certains sulfures sublimés des roches de la surface pourraient constituer les dépôts dans les cratères polaires. La détection de l'hydrogène (et donc de la glace d'eau) est réalisable au moyen des techniques de spectroscopie gamma et neutron. Le soufre est quant à lui détectable par spectroscopie ultra-violet. La vapeur éventuellement présente au-dessus des dépôts pourrait être analysée par un spectromètre de masse.
6. *L'origine des volatils constituant l'exosphère.* Contrairement aux autres planètes telluriques, Mercure est dénuée d'atmosphère. Elle n'est entourée que d'une très fine couche de gaz, appelée exosphère, dont les principaux constituants sont l'hydrogène, l'hélium, l'oxygène, le sodium, le potassium et le calcium. Les processus à l'origine de cette exosphère sont variés : il y a le vent solaire (H et He), la sublimation des éventuels dépôts de volatils (H et O) ou encore le dégazage des roches en surface (Na, P, O) suite à des impacts, suite au rayonnement solaire, suite au sputtering des ions solaires ou encore suite au dégazage de l'intérieur de la planète. La mesure de la composition précise de cette exosphère via les techniques de spectroscopie UV et spectrométrie de masse, en comparaison avec la composition de la surface, devrait permettre d'identifier les processus qui en sont à l'origine.

Parmi les questions concernant Mercure, certaines pourront être résolues en partie voire exclusivement par la mesure de la composition chimique élémentaire à la surface de la planète, réalisable avec la spectroscopie gamma. Les enjeux de la spectroscopie gamma dans le cadre de l'exploration de Mercure, et en particulier la possibilité de discriminer parmi les modèles de formation de la planète, seront discutés dans la suite (section 2.1.3).

2.1.2 Les futures missions d'exploration de Mercure

MESSENGER

La mission MESSENGER² est un projet mené en coopération par la NASA et le laboratoire APL³ de l'Université Johns Hopkins. Lancée en août 2004, la sonde devrait entrer dans sa phase opérationnelle en mars 2011, après un long voyage interplanétaire utilisant l'assistance gravitationnelle de la Terre (un survol), de Vénus (deux survols) et de Mercure (trois survols). La durée nominale de la phase d'opération est d'une année, soit deux jours solaires de Mercure.

	MESSENGER	Bepi-Colombo	
		MPO	MMO
Généralités			
Agence spatiale	NASA	ESA	JAXA
Date de lancement	3 août 2004		Août 2013
Insertion orbitale autour de Mercure	18 mars 2011		Août 2019
Durée nominale de la phase d'opération	1 an	1 an	1 an
Masse totale au lancement [kg]	1100		2300
Masse de la charge utile (totale) [kg]	50 (500)	50 (400)	41 (220)
Références	[Gold <i>et al.</i> , 2001] [Santo <i>et al.</i> , 2001] [Solomon <i>et al.</i> , 2001]	[Anselmi et Scoon, 2001] [Novara, 2002] [Schulz et Benkhoff, 2006]	
Caractéristiques de l'orbite autour de Mercure			
Altitude à l'apoastre [km]	15193	1500	12000
Altitude au périastre [km]	200	400	400
Période [heures]	12.0	2.3	9.2
Excentricité	0.74	0.16	0.67
Inclinaison [deg]	80	90	90
Latitude du périastre [deg]	60	0	0

TAB. 2.2: Informations synthétiques sur les missions MESSENGER et Bepi-Colombo.

La charge utile scientifique comporte sept instruments : un système imageur (MDIS), un spectromètre gamma et neutron (GRNS), un spectromètre X (XRS), un magnétomètre (MAG), un altimètre laser (MLA), un spectromètre balayant des longueurs d'onde de l'infrarouge à l'ultraviolet (MASCS), un spectromètre de particules énergétiques et plasma (EPPS) et un instrument de radioscience (RS). L'orbite autour de Mercure sera fortement elliptique : périastre et apoastre sont respectivement à 200 et 15000 km. Comme il sera illustré dans la suite (figure 2.3), le passage au périastre à une latitude Nord de 60° permet de survoler au plus près à la fois la région polaire nord et le bassin Caloris.

²Acronyme de MErcury Surface, Space ENvironment, GEochemistry and Ranging.

³Applied Physics Laboratory.

Bepi-Colombo

La mission Bepi-Colombo est une collaboration entre les Agences Spatiales Européenne (ESA) et Japonaise (JAXA), qui consiste à envoyer simultanément deux sondes autour de Mercure :

- MMO (Mercury Magnetospheric Orbiter), développé sous la responsabilité de la JAXA et dédié à l'étude du champ magnétique et de la magnétosphère de Mercure.
- MPO (Mercury Planetary Orbiter), développé par l'ESA et dédié entièrement à l'étude de la surface et de l'intérieur de la planète.

Le lancement de la mission, prévu en 2013, se fera avec une fusée Soyouz équipée d'un étage Fregat. La phase de croisière durera 6 ans et s'effectuera avec un module de propulsion électrique (SEPM) et avec l'assistance gravitationnelle de la Terre, de Vénus et de Mercure. L'insertion orbitale des deux sondes autour de Mercure se fera grâce à un module de propulsion chimique (CPM). Pour les deux orbiteurs, MMO et MPO, les orbites seront polaires avec un périastre à une altitude de 400 km placé sur l'équateur et tel que le passage au point subsolaire⁴ soit atteint au moment de l'aphélie de Mercure. Le périastre de MMO est à une altitude de 12000 km (ce qui correspond à une période orbitale de 9.2 heures) tandis qu'il est à 1500 km pour MPO (période de 2.3 heures).

La sonde MPO devra emporter une charge utile composée de 11 instruments : un altimètre laser (BELA), un accéléromètre (ISA), un magnétomètre (MERMAG-P), un spectromètre-imageur infrarouge (MERTIS), un spectromètre gamma et neutron (MGNS), un spectromètre X (MIXS) couplé à un moniteur solaire (SIXS), un instrument de radio-science (MORE), un spectromètre ultraviolet (PHEBUS), un ensemble instrumental comportant un spectromètre de masse et un analyseur de particules (SERENA), un ensemble spectromètre-imageur dans le domaine visible et infrarouge (SIMBIO-SYS). L'orbiteur MMO comporte cinq instruments : un analyseur de poussières (MDM), un magnétomètre (MERMAG-M/MGF), un analyseur de particules chargées et neutres (MPPE), un analyseur d'ondes plasma (PWI) et un spectromètre-imageur de sodium atmosphérique (MSASI).

2.1.3 Objectifs scientifiques de la spectroscopie gamma

Dans le cadre de l'exploration de Mercure, la détection des photons gamma émis par la surface devrait permettre de déterminer et de cartographier les abondances de certains éléments majeurs (comme O, Si, Fe, Ti, Mg, Al, Na, Ca) ou mineurs (H, C, S, U, Th, K). La connaissance de la composition de la surface à l'échelle globale devrait permettre de trancher parmi les différents modèles et hypothèses concernant les processus de formation et d'évolution de la planète. Par ailleurs, la cartographie des abondances chimiques devrait permettre :

⁴Le point subsolaire correspond au passage de la sonde sur la ligne Soleil-Mercure.

- De distinguer et caractériser d'éventuelles régions géochimiques à la surface de la planète ;
- De détecter des éléments volatils pouvant causer les échos radar anormaux observés dans les régions polaires ou se trouvant à l'origine d'un environnement exosphérique.

Dans ce qui suit, une brève synthèse est faite sur les divers scénarios concernant la formation et l'évolution de Mercure. Nous évaluons ensuite la possibilité qu'auraient les mesures faites par spectroscopie gamma de discriminer entre ces modèles.

Discrimination entre les modèles de formation de Mercure

Une des plus grandes questions à propos de Mercure est l'explication de sa densité moyenne particulièrement élevée ($\sim 5.3 \text{ g/cm}^3$) qui suggère un noyau métallique très important par rapport à la phase silicatée (manteau et croûte). Le rapport Fe/Si serait environ deux fois plus important que pour les autres planètes telluriques. Plusieurs modèles (tableau 2.3), basés sur différents scénarios de formation et d'évolution de la planète, ont été élaborés afin d'expliquer la taille importante du noyau métallique.

N°	Type de modèle	Référence
1	Composition météoritique (condritique)	[Morgan et Anders, 1980]
2	Condensation à l'équilibre chimique	[Basaltic Volcanism Study Project, 1981]
3	Idem 2 avec régions d'enrichissements	[Basaltic Volcanism Study Project, 1981]
4	Accrétion sélective	[Basaltic Volcanism Study Project, 1981]
5	Différencié par collision	[Basaltic Volcanism Study Project, 1981]
6	Différencié par vaporisation	[Fegley et Cameron, 1987]
7	Riche en réfractaires	[Goettel, 1988] [Brückner et Masarik, 1997]
8	Intermédiaire réfractaires - volatils	[Goettel, 1988] [Brückner et Masarik, 1997]
9	Riche en volatils	[Goettel, 1988] [Brückner et Masarik, 1997]

TAB. 2.3: Principaux modèles de composition chimique de la surface de Mercure (pour la plupart synthétisés dans [Lodders et Fegley, 2001]).

Les premiers modèles proposés (modèles 1 à 3) supposaient un équilibre chimique lors de la condensation de la nébuleuse initiale. Cependant, même en supposant que Mercure s'est formée dans une région éloignée de son orbite actuelle, ce type d'hypothèse ne peut expliquer totalement la densité observée. Trois scénarios sont actuellement privilégiés et permettent d'expliquer la densité de la planète. Le premier, appelé "accrétion sélective" (modèle 4), implique un enrichissement en fer dû à des processus mécaniques et dynamiques dans la partie la plus intérieure de la nébuleuse solaire initiale. Le second scénario (modèle 6) suppose qu'après son accrétion, Mercure a subi un intense bombardement solaire (photons et particules) dans la phase initiale de l'étoile, provoquant la vaporisation d'une partie du manteau de silicates. Le troisième scénario (modèle 5) suppose l'existence

d'un ou plusieurs impacts géants ayant eu lieu après un processus d'accrétion similaire à celui des autres planètes telluriques. Ces impacts auraient provoqué une perte significative du manteau de la planète. La surface actuelle serait ainsi composée de fragments de la collision et de résidus du corps impactant.

Enfin, notons que trois modèles (7 à 9) ont été dérivés des différents modèles existants et permettent de couvrir toute la gamme de compositions chimiques allant de l'extrêmement riche en volatils à l'extrêmement riche en réfractaires.

Le tableau 2.4 reprend les abondances élémentaires pour les modèles précités. Tous ces éléments ont une ou plusieurs raies gamma caractéristiques, la mesure de leur abondance par spectrométrie gamma se fera avec une précision dépendant de l'intensité de la raie émise depuis la surface, du temps d'observation, et des performances de l'instrument (résolution et efficacité).

Elément	1	2	3	4	5	6	7	8	9
H (en ppm)	1.79	-	-	-	-	-	-	-	-
O	45.06	44.96	45.58	45.48	45.40	43.75	43.81	45.34	42.89
Na	0.06	-	-	-	-	-	-	0.28	1.04
Mg	20.32	24.41	24.60	28.76	32.93	20.80	20.85	22.59	19.33
Al	3.39	5.08	3.81	2.49	-	9.58	8.80	2.96	1.73
Si	22.07	19.07	21.04	20.34	20.38	15.01	15.23	21.51	21.05
Ca	3.72	6.14	4.72	2.93	1.29	10.43	10.88	4.02	2.17
Ti	0.20	0.29	0.22	-	-	0.42	0.43	1.01	0.08
Cr	2.26	-	-	-	-	-	-	-	-
Mn	0.05	-	-	-	-	-	-	-	-
Fe	2.88	0.04	0.03	-	-	-	-	2.29	11.71
K (en ppm)	69.00	-	-	-	-	-	-	-	-
Th (en ppm)	0.034	0.190	0.140	0.120	-	0.401	-	-	-
U (en ppm)	0.034	0.053	0.040	0.026	-	-	-	-	-

TAB. 2.4: Fractions massiques des éléments chimiques (exprimées en % sauf indication) pour les différents modèles considérés dans le tableau 2.3.

Un simple calcul montre qu'une précision de 10% sur l'ensemble des abondances mesurée devrait permettre de discriminer parmi les différents modèles, en particulier entre les trois scénarios d'accrétion sélective (modèle 4), de collision (modèle 5) et de vaporisation (modèle 6). Dans les éléments majeurs, l'aluminium, le calcium, le titane et le fer apparaissent comme les plus discriminants. Bien que les abondances des éléments radioactifs K, Th et U n'aient pas été systématiquement considérées dans les différents modèles du tableau 2.4, leur mesure se révèle également très importante : le rapport K/U (ou K/Th), qui mesure l'importance des volatils par rapport aux réfractaires, donnera une information sur les conditions de température dans lesquelles s'est formée Mercure [Brückner et Masarik, 1997].

2.2 Comparaison des instruments MESSENGER/GRS, Bepi-Colombo/MGNS et MANGA

2.2.1 Comparaison des orbites autour de Mercure

La figure 2.3 montre une comparaison des orbites autour de Mercure des sondes MESSENGER et Bepi-Colombo MPO. Etant donné la forte excentricité de son orbite, MESSENGER ne reste qu'une très faible portion de temps à basse altitude (graphique de droite). A titre d'exemple, pour une année d'observation la sonde passera 317 heures sous une altitude de 800 km alors que Bepi-Colombo MPO en passera 3175.

Les couvertures de la planète sont très différentes pour les deux missions (graphique de gauche). Si Bepi-Colombo MPO permet une couverture relativement uniforme de Mercure avec une orbite polaire, peu excentrique et un périastre sur l'équateur, MESSENGER observera quasi exclusivement l'hémisphère nord.

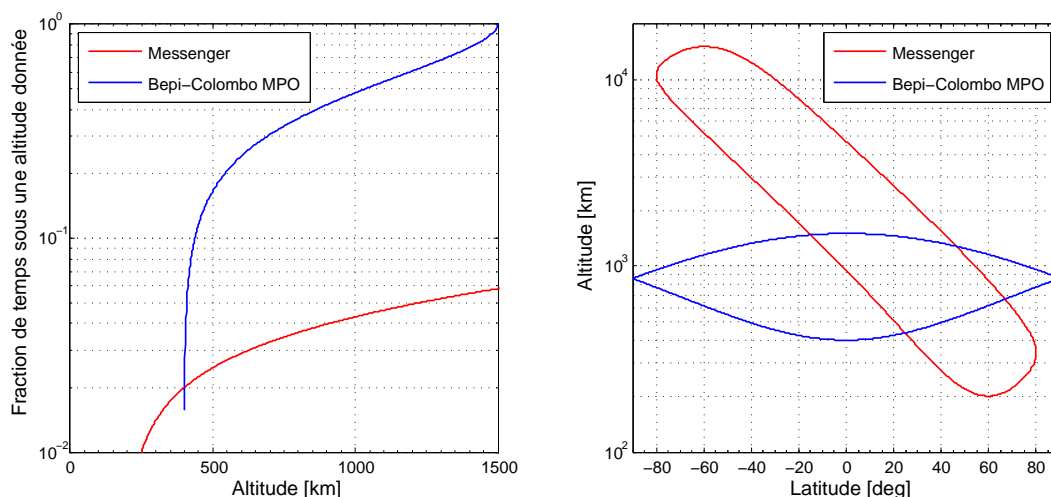


FIG. 2.3: Comparaison des orbites de MESSENGER et Bepi-Colombo MPO : temps de survol en fonction de l'altitude (gauche) et altitude en fonction de la latitude (droite).

Comme il a été vu en section 1.6.2, les possibilités de cartographier une surface planétaire dépendent à la fois de l'altitude de survol et de la durée d'observation. Dans le cas de Bepi-Colombo MPO, une division de la surface en pixels de $10^\circ \times 10^\circ$ (i.e. 425 km de côté à l'équateur) semblerait être un bon compromis. La figure 2.4 illustre l'altitude moyenne et le temps de survol par pixel en fonction de la latitude, pour Bepi-Colombo et MESSENGER, en prenant une durée d'opération de mission de 1 an autour de Mercure.

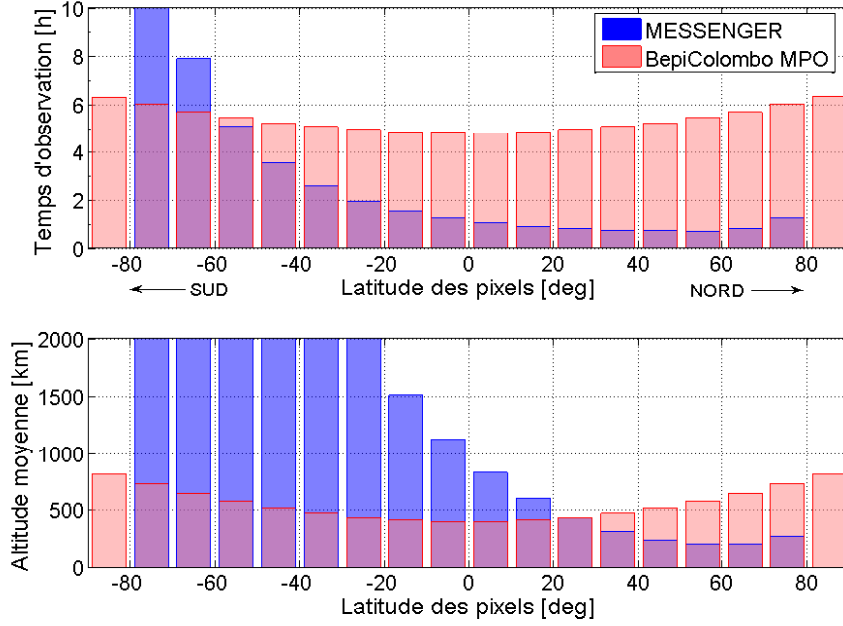


FIG. 2.4: Comparaison des orbites de Messenger et Bepi-Colombo MPO : altitude et temps de survol en fonction de la latitude pour des pixels de $10^\circ \times 10^\circ$.

2.2.2 Précision des mesures

Sur base des considérations faites dans le premier chapitre, il est possible d'évaluer la précision de mesure des spectromètres gamma à bord des futures missions vers Mercure. Le tableau 2.5 compare les niveaux de précision qui pourront être atteints par les instruments GRS à bord de MESSENGER, MGNS à bord de Bepi-Colombo ainsi que MANGA dans la mesure des abondances des éléments chimiques.

Rappelons que le calcul de la précision repose sur la formule simple suivante (cf. équation 1.27) :

$$\text{Précision} = \left(\frac{S}{B}\right)^{-1} = \frac{\sqrt{\Phi_\gamma \cdot S_d \cdot \varepsilon_d + 6 \cdot C \cdot \delta E}}{\Phi_\gamma \cdot S_d \cdot \varepsilon_d} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta t}} \quad (2.1)$$

Les flux considérés pour les raies de capture et de diffusion inélastique correspondent au modèle intermédiaire de [Brückner et Masarik, 1997] (modèle 8 du tableau 2.3). Les flux de raies de radioactivité naturelle ont été évalués simplement d'après la formule (1.31) en supposant des abondances de 20 ppm, 0.04 ppm et 0.02 ppm respectivement pour K, Th et U. Le niveau de continuum a quant à lui été évalué à partir des données de Mars Odyssey, suivant un ajustement par une loi en puissance de l'énergie :

$$C = V \cdot 0.133 \cdot E^{-1.37} \quad (2.2)$$

Où C est le taux de comptage (en coups/MeV/s), V le volume de détection (en cm^3) et E l'énergie (en MeV).

Les caractéristiques des orbites des deux missions, discutées dans la section précédente, ont été prises en compte pour le calcul du facteur de conversion, de l'angle de vue de Mercure et de la durée d'observation. Seule la partie d'orbite dont l'altitude de survol est inférieure à 800 km a été considérée. Les temps d'observation correspondants sont de 317 heures pour Messenger et 3175 heures pour Bepi-Colombo.

Chacun des trois instruments a été considéré avec la géométrie la plus simple (partie sensible uniquement), sans matériau environnant (anti-coïncidence, blindage, etc.). Il s'agit d'une sphère de LaBr de 8 cm de diamètre pour MGNS et de cylindres de HPGe de 5 cm et 6 cm (de diamètre ou de hauteur) respectivement pour MESSENGER/GRS et MANGA. Les volumes sensibles correspondants sont respectivement de 268 cm^3 , 100 cm^3 et 164 cm^3 . Pour chacun des instruments, le produit de l'efficacité de pic et de la surface effective a été calculé avec GEANT4 pour les différentes énergies et une distribution angulaire des photons correspondant à l'angle de vue moyen de Mercure. La figure 2.5 illustre les profils d'efficacité et de résolution pour les trois instruments.

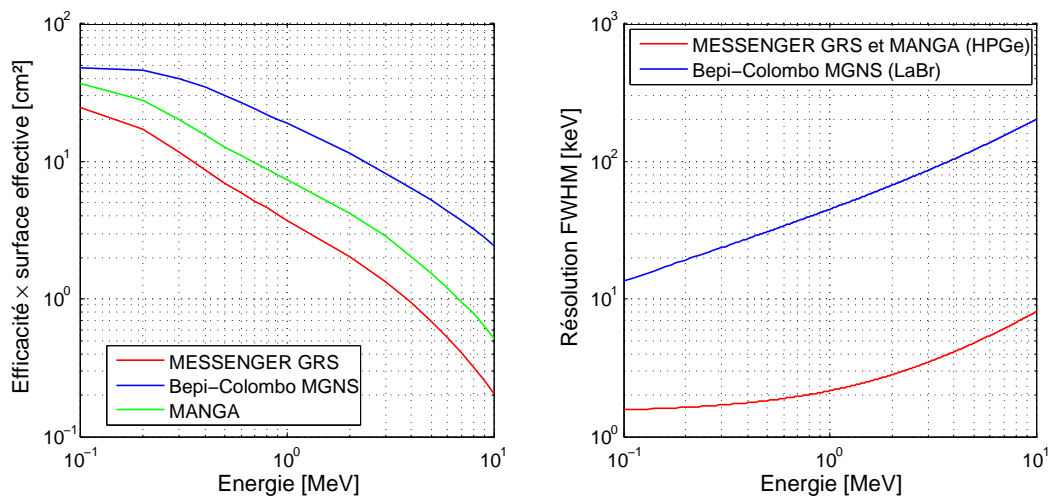


FIG. 2.5: Comparaison de la résolution et de l'efficacité de détection pour les instruments MESSENGER/GRS, Bepi-Colombo/MGNS et MANGA.

Le tableau 2.5 présente les précisions calculées pour les trois instruments et pour les raies principales des différents éléments chimiques considérés au tableau 2.4. Deux durées d'observation ont été considérées, l'une correspondant au temps total passé sous une altitude de 800 km (mesure globale de l'abondance) et l'autre au temps moyen de survol d'un pixel (cartographie de l'abondance).

Elément	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Fe	O	K	Th	U
Fraction de masse [% ou ppm] ^(a)	0.284	22.5	2.96	21.5	4.02	1.01	2.29	45.33	20	0.04	0.02
Raie γ principale [MeV]	0.440	1.369	1.014	1.779	3.737	6.762	0.847	6.129	1.461	2.615	0.609
Mode de production ^(b)	I.S.	I.S.	I.S.	I.S.	I.S.	N.C.	I.S.	I.S.	N.R.	N.R.	N.R.
Flux à la surface [ph/cm ² /min]	0.10	7.87	0.36	6.76	0.21	0.25	0.64	3.45	0.039	0.046	0.045
MESSENGER/GRS											
Résolution FWHM [keV]	1.79	2.40	2.16	2.66	3.95	5.92	2.05	5.51	2.46	3.21	1.90
Efficacité de pic \times surface [cm ²]	8.54	2.60	3.55	1.97	0.91	0.49	4.30	0.54	2.42	1.32	6.07
Coups dans la raie Cs [coups/s]	0.02	0.34	0.02	0.22	0.003	0.002	0.05	0.03	0.002	0.001	0.005
Continuum [coups/MeV/s]	40.1	8.5	12.8	5.9	2.1	0.9	16.3	1.1	7.7	3.5	25.6
Précision pour $\Delta t = 317$ h [%] ^(c)	4.2	0.2	1.9	0.2	6.8	8.9	1.0	0.8	20.1	24.2	11.3
Précision pour $\Delta t = 1$ h [%] ^(d)	75.1	3.3	34.2	4.2	120.4	157.8	18.1	13.9	358.5	430.4	201.1
Bepi-Colombo/MGNS											
Résolution FWHM [keV]	19.97	38.99	32.36	46.24	78.27	125.2	29.03	115.5	40.65	60.25	23.97
Efficacité de pic \times surface [cm ²]	29.18	12.93	16.03	10.71	6.29	4.11	18.25	4.41	12.34	8.13	23.10
Coups dans la raie Cs [coups/s]	0.04	1.45	0.08	1.03	0.02	0.014	0.17	0.22	0.007	0.005	0.015
Continuum [coups/MeV/s]	109.6	23.2	34.9	16.2	5.8	2.6	44.7	3.0	21.2	9.5	70.2
Précision pour $\Delta t = 3175$ h [%] ^(c)	2.5	0.05	0.9	0.07	2.6	2.9	0.5	0.2	9.7	10.3	6.4
Précision pour $\Delta t = 5$ h [%] ^(d)	62.3	1.3	23.9	1.7	64.7	72.0	12.6	5.2	245.5	258.5	160.7
MANGA											
Résolution FWHM [keV]	1.79	2.40	2.16	2.66	3.95	5.92	2.05	5.51	2.46	3.21	1.90
Efficacité de pic \times surface [cm ²]	13.96	4.77	6.33	3.72	1.84	1.05	7.51	1.15	4.48	2.58	10.25
Coups dans la raie Cs [coups/s]	0.02	0.54	0.03	0.36	0.006	0.004	0.07	0.06	0.003	0.002	0.007
Continuum [coups/MeV/s]	69.1	14.6	22.0	10.2	3.7	1.6	28.2	1.9	13.3	6.0	44.2
Précision pour $\Delta t = 3175$ h [%] ^(c)	1.2	0.05	0.5	0.06	1.6	2.0	0.3	0.2	5.3	6.0	3.2
Précision pour $\Delta t = 5$ h [%] ^(d)	31.3	1.2	13.1	1.5	40.5	50.0	7.0	4.5	132.7	150.1	81.4

^(a) Les fractions de masse sont exprimées en % sauf pour des trois éléments radioactifs, en ppm.

^(b) Abréviations : I.S. = diffusion inélastique ; N.C. = capture de neutron ; N.R. = radioactivité naturelle.

^(c) Temps total passé sous une altitude de 800 km pour une durée d'opération d'un an. Ceci correspond à une couverture globale de Bepi-Colombo (MGNS et MANGA) et une couverture de l'hémisphère nord uniquement pour MESSENGER.

^(d) Temps moyen d'observation d'un pixel de 10° (couverture globale pour Bepi-Colombo (MGNS et MANGA) et de l'hémisphère nord uniquement pour MESSENGER).

TAB. 2.5: Comparaison des performances de mesure des instruments MESSENGER/GRS, Bepi-Colombo/MGNS et MANGA.

Les niveaux de précision calculés amènent aux conclusions suivantes pour chacun des trois instruments :

- Les mesures faites par MESSENGER/GRS fourniront les premières évaluations de la composition élémentaire de la surface de Mercure. Leur précision devrait être suffisante pour discriminer parmi les différents scénarios de formation et d'évolution de la planète. Les possibilités de cartographier la surface de Mercure seront cependant très limitées et ne concerneront que l'hémisphère nord.
- L'instrument MGNS à bord de Bepi-Colombo, bien que bénéficiant d'une orbite beaucoup plus favorable, aura des performances très limitées étant donné sa faible résolution. Le niveau de précision attendu sur la mesure des abondances devrait être meilleur que celui de MESSENGER/GRS s'il est possible d'analyser les raies distinctement. Le principal apport scientifique de l'instrument sera sans doute la cartographie globale de la surface de Mercure, en particulier de l'hémisphère sud.
- Enfin, si un instrument tel que MANGA (spectromètre à haute résolution du même type que MESSENGER/GRS) avait été embarqué à bord de Bepi-Colombo, il aurait permis de mesurer la composition chimique de Mercure avec une précision deux fois supérieure à celles de MESSENGER/GRS et de MGNS sur la mesure des abondances chimiques.

Bien que basée sur des hypothèses simples, cette évaluation permet de comparer les performances des trois instruments suivant une même approche. Une comparaison plus précise de leurs performances impliquerait de prendre en compte leur géométrie détaillée (en particulier l'anticoïncidence de MESSENGER/GRS et de MGNS) ainsi que de calculer les diverses contributions au continuum et aux raies parasites.

2.2.3 Spectres synthétiques

L'évaluation de la précision faite précédemment ne prend en compte que le bruit dû au continuum (fluctuation statistique) mais pas les effets d'interférence entre raies. Cette dernière contribution peut généralement être négligée dans le cas d'un détecteur de haute résolution comme ceux à base de germanium, mais pas dans le cas d'un scintillateur. La figure 2.6 illustre ces considérations au travers de spectres synthétiques simulés pour les instruments MGNS et MANGA.

Les spectres synthétiques ont été calculés dans les mêmes conditions que le calcul des précisions : le niveau de continuum est évalué à partir des données de Mars Odyssey/GRS (équation 2.2), les performances instrumentales (résolution et efficacité) correspondent à celles de la figure 2.5. En ce qui concerne les raies γ , les 300 plus intenses ont été considérées [Masarik, 2004], leurs flux correspondent aux abondances du modèle intermédiaire de [Brückner et Masarik, 1997] (modèle 8 du tableau 2.3). L'effet de résolution a été simulé en convoluant l'ensemble du spectre (raies superposées au continuum) par

une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est identique à la résolution de l'instrument. Ces spectres mettent en évidence l'importance de la résolution en énergie et en particulier les limitations d'un détecteur à scintillation comme MGNS pour distinguer les raies même les plus intenses comme celles du magnésium et du silicium, du calcium, etc.

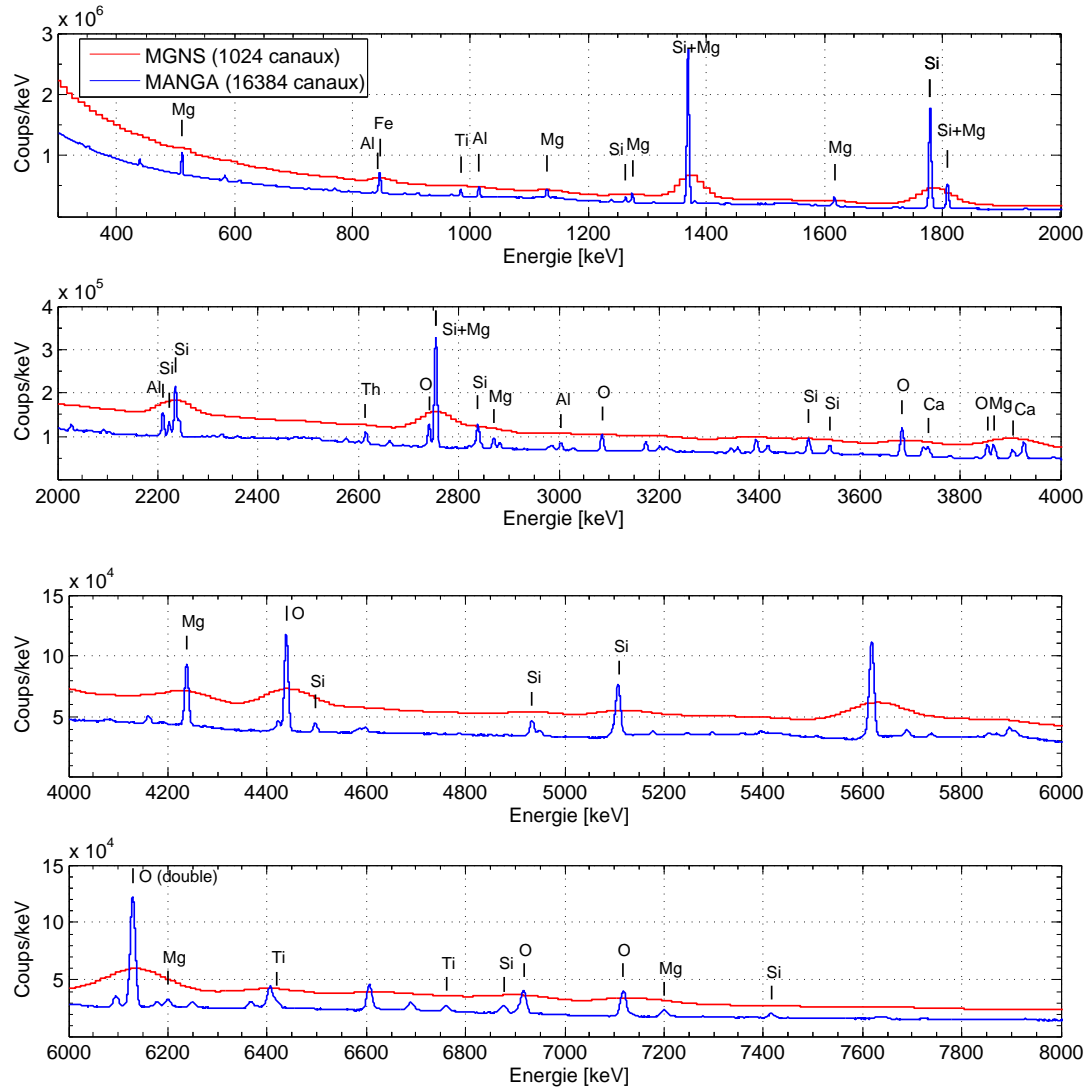


FIG. 2.6: Spectres synthétiques calculés pour les instruments Bepi-Colombo/MGNS et MANGA pour 3175 heures autour de Mercure (temps d'observation en-dessous d'une altitude de 800 km). Seules les 300 raies γ les plus intenses, tous modes de production confondus (capture, diffusion inélastique, radioactivité), ont été prises en compte. Les pics de pleine énergie les plus intenses sont annotés de l'élément correspondant.

2.3 Le projet MANGA

2.3.1 Contexte et évolution du projet

Le projet MANGA, acronyme de *Mercury Analysis of Neutrons and GAMMA-rays*, a été proposé en mai 2004 en réponse à l'appel d'offre fait par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) concernant la charge utile de Bepi-Colombo, mission d'exploration de la planète Mercure. Le projet a été dirigé par le CESR et développé en coopération avec une quinzaine de laboratoires étrangers, en particulier : l'Advance Research Institute for Science and Engineering de l'Université Waseda à Tokyo (Japon), l'Institut für Anorganische und Analytische Chemie de l'Université Johannes Gutenberg à Mayence (Allemagne), le groupe Space and Atmospheric Sciences du Los Alamos National Laboratory (USA), l'Institut de Recherche Spatiale (IKI) à Moscou (Russie) et le Centre for Space Radiation de l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université Catholique de Louvain (Belgique).

L'instrumentation proposée comportait un spectromètre de rayonnement gamma et un détecteur de neutrons et avait pour finalité de mesurer la composition chimique élémentaire de la surface de Mercure. L'instrument gamma, spectromètre de haute résolution utilisant un cristal de germanium ultra-pur (HPGe), devait permettre, par la mesure de raies γ , d'établir les cartes d'abondances chimiques de la totalité de la surface de Mercure pour les éléments principaux (O, Si, Fe, Ti, Mg, Al, Na et Ca) et certains éléments mineurs ou traces (H, C, S, U, Th et K). Le détecteur de neutrons devait permettre de compter les neutrons dans trois domaines d'énergies (thermique, épithermique et rapide) et détecter la présence d'éléments légers dans le sol, en particulier l'hydrogène. La mesure des spectres de neutrons est en outre utile dans l'évaluation des flux de photons générés par réactions nucléaires, en particulier par les réactions de capture.

L'instrument MANGA respecte l'ensemble des critères de performances scientifiques requises pour la mission Bepi-Colombo (tableau 2.6).

Spectromètre gamma
Plage d'énergie : 100 keV - 10 MeV
Résolution en énergie $\delta E < 1\%$ à 1 MeV
Efficacité de pic $\varepsilon > 3\%$ à 6 MeV
Spectromètre de neutrons
Plage d'énergie : 0 eV - 10 MeV
Séparation des 3 domaines : thermique, épithermique et rapide

TAB. 2.6: Performances requises pour le spectromètre gamma et neutron de la mission Bepi-Colombo (selon le document ESA-SCI-PB-RS-1156 "BepiColombo Science Requirements").

Parallèlement au projet MANGA, un détecteur à scintillation a été étudié par l'ESA [Collon *et al.*, 2006] et ensuite repris et proposé par l'IKI [Kozyrev *et al.*, 2006]. Son concept repose sur l'utilisation d'un nouveau type de scintillateur, le bromure de lanthane

(LaBr₃:Ce) dont la taille commercialisée reste limitée à quelques cm³ (à l'exception de quelques spécimens de laboratoire). Outre la difficulté de réaliser de grands cristaux de LaBr aux propriétés homogènes et de forme sphérique, ce concept de détecteur requiert plusieurs développements critiques liés à son utilisation dans l'espace et à la qualité des mesures scientifiques à réaliser. En ce qui concerne la résolution en énergie, le concept étudié par l'ESA ne respectera pas le critère de 1% à 1 MeV (cf. annexe C), même dans l'hypothèse la plus optimiste où un détecteur de grande taille aurait une résolution identique aux petits prototypes de laboratoire. Ainsi, s'il respecte les ressources allouées (masse et puissance), le concept de détecteur à base de LaBr ne pourra réaliser que partiellement les objectifs scientifiques établis pour la mission Bepi-Colombo, à savoir la cartographie et l'analyse fine des principaux éléments chimiques à la surface de Mercure afin de répondre aux questions fondamentales sur la formation de la planète.

A l'issue du processus de sélection de la charge utile de l'orbiteur Bepi-Colombo/MPO, les instruments MANGA et MGNS ont été considérés comme "pré-sélectionnés" et sujets à une étude de "faisabilité" d'une année. L'instrument MGNS, satisfaisant à l'allocation de ressources (masse, puissance), restait cependant la solution privilégiée par l'ESA malgré qu'il n'ait aucun héritage. L'étude de "faisabilité" concernant l'instrument MANGA, consistait à répondre aux points critiques identifiés par l'ESA, principalement :

- La consolidation des ressources ainsi que l'évaluation des modifications possibles de l'instrument afin de réduire celles-ci ;
- La caractérisation des performances du cryocooler, de sa fiabilité et des perturbations qu'il induit (vibrations, électromagnétisme) ;
- La tenue aux radiations du détecteur HPGe, en particulier par rapport aux protons solaires.

Des études ont donc été entreprises durant l'année 2005 par l'équipe du projet MANGA pour répondre à ces exigences. Deux séries d'essais ont été menées pour caractériser trois modèles de cryocoolers et une maquette thermique de la tête de détection gamma a été réalisée et testée (cf. chapitre 4). En ce qui concerne la tenue aux radiations, deux campagnes de tests ont été réalisées en accélérateur avec des protons de 50 à 60 MeV sur deux détecteurs HPGe, l'un qualifié pour des applications spatiales et l'autre de type commercial (cf. chapitre 3).

Si l'ensemble des études réalisées par l'équipe du projet MANGA sur l'espace de 9 mois se sont révélées concluantes, le comité de sélection de l'ESA rejeta l'instrument MANGA lors de la revue de faisabilité, principalement pour son inadéquation avec les ressources allouées⁵.

⁵D'autres raisons furent évoquées par l'ESA pour écarter l'instrument MANGA, en particulier les résultats négatifs obtenus lors de tests d'irradiations menés par l'équipe SCI-A sur un détecteur HPGe de type commercial ou encore la défaillance de 2 des 19 détecteurs à bord de la mission INTEGRAL, pourtant expliquée et évitable dans le futur.

2.3.2 Présentation de l'instrument

L'instrument MANGA est constitué de trois unités physiques distinctes :

- *La tête de détection gamma ou GSH (Gamma Sensor Head)*. La partie sensible est un cristal de germanium ultra-pur (HPGe) de type n et coaxial dont la hauteur et le diamètre extérieur sont de 6 cm. Le cristal est scellé sous vide dans une capsule d'aluminium, elle-même montée dans un cryostat et refroidie au moyen d'une machine cryogénique. Cette unité comporte également l'alimentation haute tension nécessaire à la polarisation de la diode de germanium, l'étage de préamplification et un dispositif de chauffage pour les phases de recuit.
- *La tête de détection neutron, dénotée NS (Neutron Spectrometer)*. Elle consiste en un assemblage de deux scintillateurs couplés à un même tube photomultiplicateur (concept "phoswich"). Le premier scintillateur est un cylindre de 10 cm de hauteur et de diamètre de plastique dopé au bore (BC454) et le second, de même diamètre et de 2 cm de hauteur, est constitué de verre dopé au lithium. Le concept est similaire, en plus simple, à celui du spectromètre de neutrons à bord de la mission DAWN [Prettyman *et al.*, 2006] et permet de discriminer les neutrons thermiques, épithermiques et rapides. Comme pour la partie GSH, la tête de détection neutron est accompagnée d'une alimentation haute tension et d'un préamplificateur.
- *Le boîtier d'électronique, CEB (Common Electronic Box)*. Il comporte cinq cartes électroniques compactes ayant chacune une fonction particulière : une carte d'alimentation haute tension pour le GSH, une carte contrôlant le cryocooler et le dispositif de recuit, deux cartes comportant l'électronique de traitement des signaux des détecteurs GSH et NS (amplification, mise en forme, conversion analogique-numérique), et enfin une carte principale permettant le stockage, la compression des données et la communication avec le processeur du satellite (TM/TC).

Au niveau de la configuration mécanique, la tête de détection des neutrons est montée sur le boîtier d'électronique. Ces deux unités sont découplées mécaniquement de la partie GSH (figure 2.7).

Le tableau 2.7 reprend les bilans de masse et de puissance de l'instrument MANGA. Bien que la conception de l'instrument, en particulier la tête de détection gamma, ait été optimisée pour limiter la masse et la consommation de puissance, celles-ci dépassent significativement les ressources allouées par l'ESA dans son appel d'offre⁶, à savoir une masse de 4.35 kg et une puissance de 3 W.

Des trois unités qui viennent d'être présentées, seule la tête de détection gamma, objet de nos études, sera décrite dans la suite.

⁶Les ressources allouées à l'instrument gamma et neutron ont été évaluées pour le concept MGNS (note technique "BepiColombo Payload Study Document", version 4.1).

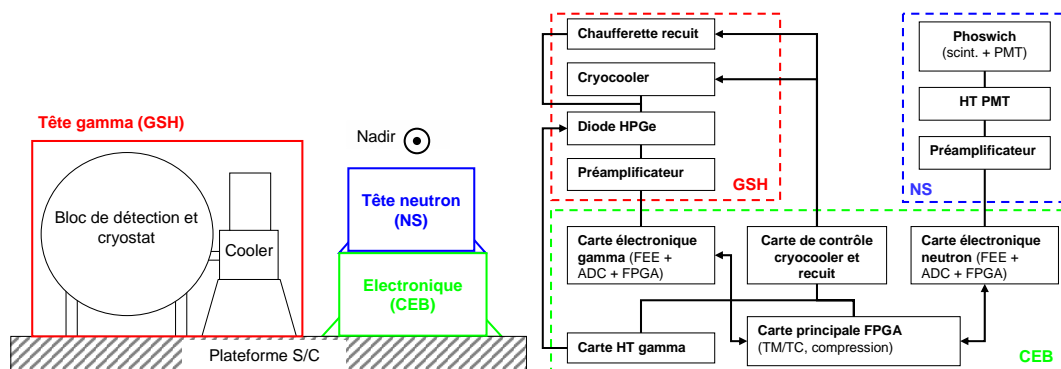


FIG. 2.7: Configuration générale de l'instrument MANGA : disposition sur le panneau du satellite et description des trois unités GSH, NS et CEB.

Sous-système	Masse [kg]	Puissance [W]		
		Nominal	Recuit	Refroidissement
Tête de détection gamma (GSH)	3.92	11.3	4.0	15.5
Tête de détection neutron (NS)	1.47	0.05	0	0
Boîtier d'électronique (CEB) et câblage	1.54	4.26	0.3	1.7
Total	6.93	15.6	4.3	17.2

TAB. 2.7: Synthèse des ressources requises pour l'instrument MANGA (fonctionnement nominal). Ce bilan ne comprend pas les éventuelles marges à prendre pour couvrir les incertitudes (respectivement de 5% et 10% sur la masse et la puissance).

2.3.3 Description du spectromètre gamma

La figure 2.8 et le tableau 2.8 présentent les différents éléments constituant l'instrument MANGA/GSH. La conception mécanique et thermique de l'instrument a été réalisée de manière à optimiser l'isolation thermique du coeur de l'instrument et ainsi minimiser la puissance à évacuer par le doigt froid et la plateforme de montage du satellite.

La tête de détection proprement dite (ou volume sensible) est un cristal de germanium ultra-pur, de type n et cylindrique de 6 cm de diamètre par 6 cm de hauteur. Ce cristal est scellé sous vide dans une capsule d'aluminium muni d'un système de "getter" permettant son dégazage lors des phases de recuit. La capsule est reliée au doigt froid de la machine cryogénique (ou cryocooler) au moyen d'une tresse en cuivre et est fixée mécaniquement à l'embase de l'enceinte par une couronne support et six pieds isolants en verre epoxy. Etant donné que le polissage de la capsule et son revêtement doré ne peuvent être garantis, deux capots en aluminium, polis et dorés, ont été prévus pour

recouvrir la capsule et minimiser les apports de chaleur par radiation.

Le bloc détecteur est entouré d'un écran thermique doré de chaque côté, fixé sur l'embase au moyen de trois lames en verre epoxy. Cet écran est constitué de trois éléments et troué au niveau de la partie haute et du capot pour permettre le passage du doigt froid du cryocooler, ainsi que sur sa partie basse pour le passage des câbles et des pieds supportant le détecteur.

L'enceinte (ou container) constitue le troisième étage thermique. Elle est fixée à l'interface de montage par quatre lames en verre epoxy et refroidie par le doigt froid du satellite. Elle est constituée de quatre éléments et également trouée pour le passage du doigt froid du cryocooler. Un logement a par ailleurs été prévu pour le préamplificateur sur la face extérieure de l'embase.

La machine cryogénique (modèle K508 de la marque Ricor) est fixée sur l'interface de montage (baseplate). De manière à faciliter l'évacuation de la chaleur du moteur, celui-ci est relié thermiquement à une plaque, elle-même fixée sur le support (baseplate).

Enfin, deux couvertures de MLI (non représentées sur la figure 2.8) entourent respectivement l'enceinte et le cryocooler pour les découpler de l'environnement thermique ambiant du satellite.

Elément	Matériau	Masse [g]	Revêtement
1 Bloc de détection (cristal encapsulé)	HPGe + aluminium	287	-
2 Couronne support détecteur	Aluminium	33	Dorure
3 Lames support détecteur (6 pièces)	Verre epoxy	2/p.	-
4 Ecran capsule	Aluminium	50	Dorure
5 Ecran connectique	Aluminium	30	Dorure
6 Ecran thermique - partie basse	Aluminium	74	Dorure
7 Ecran thermique - partie haute	Aluminium	52	Dorure
8 Ecran thermique - capot	Aluminium	17	Dorure
9 Lames support écran (3 pièces)	Verre epoxy	1.2/p.	-
10 Enceinte - embase	Aluminium	227	Dorure
11 Enceinte - partie basse	Aluminium	320	Dorure
12 Enceinte - partie haute	Aluminium	158	Dorure
13 Enceinte - capot	Aluminium	25	Dorure
14 Lames support enceinte (4 pièces)	Verre epoxy	2.7/p.	-
15 Baseplate (interface de montage)	Aluminium	362	Alodine
16 Connexion du doigt froid du cryocooler	Cuivre	20	Dorure
17 Cryocooler	-	450	-
18 Interface doigt froid satellite	Aluminium	31	Alodine
19 Plaque de thermalisation	Aluminium	44	Alodine
20 Capot préamplificateur	Aluminium	5.7	Dorure

TAB. 2.8: Description des éléments de l'instrument MANGA/GSH illustrés à la figure 2.8.

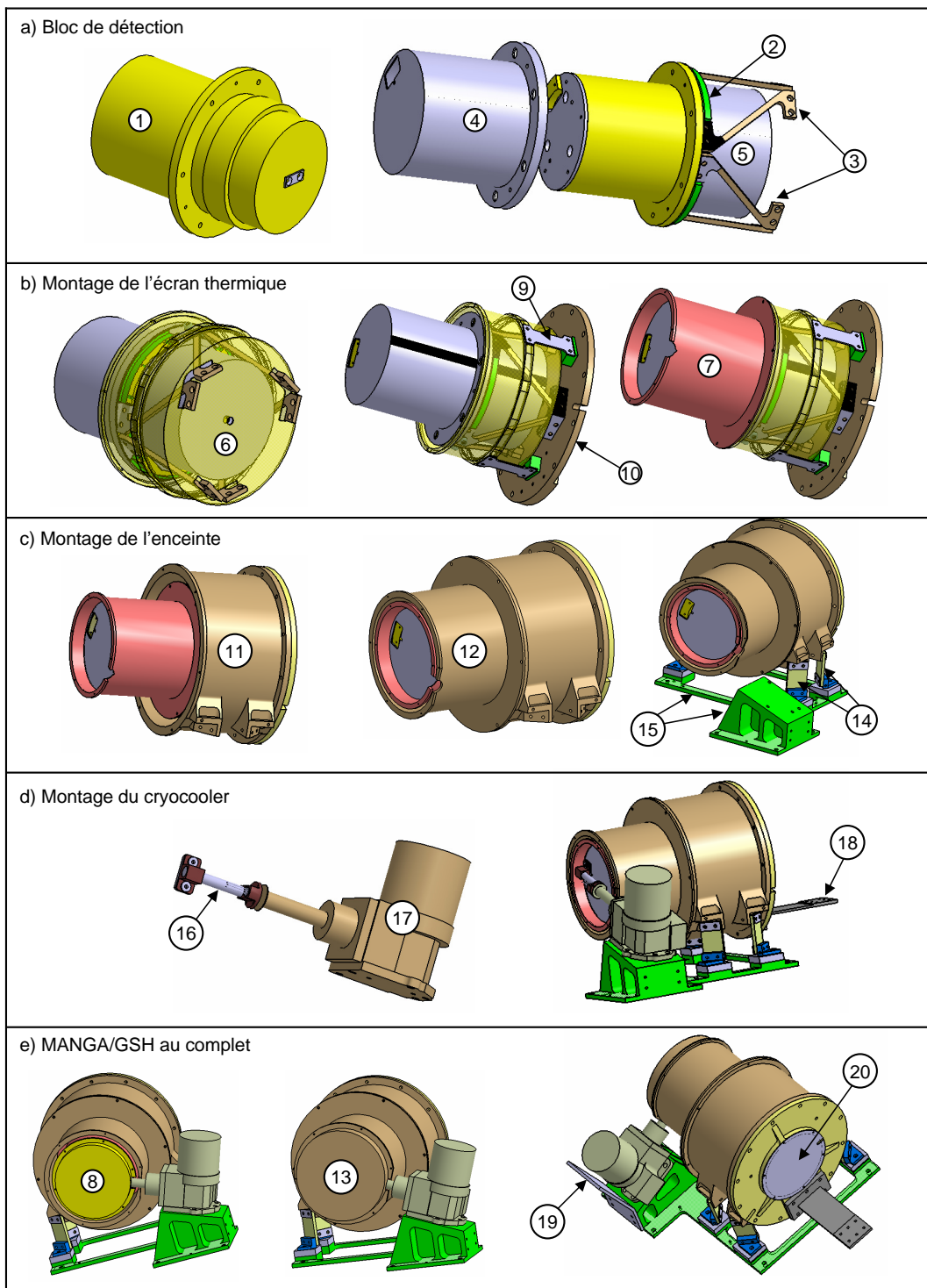


FIG. 2.8: Configuration de l'instrument MANGA/GSH.

2.4 Performances du spectromètre MANGA/GSH

2.4.1 Généralités sur les spectromètres à base de germanium

Le premier spectromètre fonctionnant au moyen d'un cristal de germanium fut développé au début des années 60 [Freck et Wakefield, 1962]. Etant donné la forte concentration d'impuretés de type p (de l'ordre de 10^{12} cm^{-3}) dans les cristaux fabriqués, il était nécessaire à l'époque de compenser celles-ci par la diffusion d'ions de lithium (dopants de type n) pour obtenir des volumes de détection importants (plusieurs dizaines de cm^3). Devant constamment rester à basse température afin de limiter la diffusion du lithium, ces détecteurs Ge(Li) restaient cependant difficiles à manipuler. Ils furent remplacés dès le début des années 70 par les détecteurs de germanium ultra-purs, dénotés HPGe, dont le taux d'impuretés était de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} .

Les détecteurs de germanium sont des semi-conducteurs ayant une structure PIN où la majeure partie du volume est de type intrinsèque (I). La diode semi-conductrice est polarisée en inverse, ce qui a pour conséquence de vider la partie intrinsèque de tous les porteurs de charges libres (phénomène de déplétion) et de la rendre sensible aux radiations ionisantes. Quand un photon interagit dans cette région, il libère des paires électrons-trous. Les deux types de charges sont séparés par le champ électrique et collectés sur les deux électrodes. La charge totale collectée est proportionnelle à l'énergie déposée.

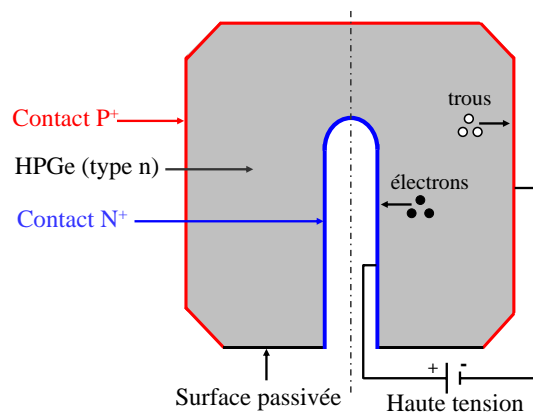


FIG. 2.9: Schéma d'un détecteur HPGe coaxial "closed end" de type n.

Les deux principales configurations utilisées pour les détecteurs sont : la géométrie "planar" où le champ électrique est constant dans le cristal et la géométrie coaxiale, dont le trou intérieur peut être fermé ("closed end") ou non ("true coaxial") et pour laquelle le champ est radial. La figure 2.9 présente la configuration électrique d'un détecteur HPGe tel que celui envisagé pour MANGA. Le cristal de germanium ultra-pur a une géométrie coaxiale et les impuretés dans la partie intrinsèque sont de type n (donneurs) avec une concentration de 10^9 à 10^{10} cm^{-3} . Pour les détecteurs de type n, le contact P^+ (électrode

négative) est situé sur la surface extérieure du cristal et est généralement réalisé par implantation d'ions de bore dans une épaisseur n'excédant pas $0.5 \mu\text{m}$. Quant au contact N^+ (électrode positive) à l'intérieur, il est généralement réalisé par diffusion d'ions de lithium sur une épaisseur de 0.5 mm environ. Lorsque la diode de germanium est polarisée de manière à être complètement déplétée, le champ électrique ambiant draine les trous vers l'électrode extérieure et les électrons vers l'intérieur.

2.4.2 Analyse de l'efficacité de détection de MANGA/GSH

La figure 2.10 présente une géométrie simplifiée du bloc de détection de MANGA/GSH. Si les dimensions principales sont précisément connues (hauteur et diamètre du cristal), certaines sont données à titre indicatif, comme celles du trou interne dans le cristal. Les simulations de l'efficacité de la tête de détection ont été réalisées sur base de cette géométrie.

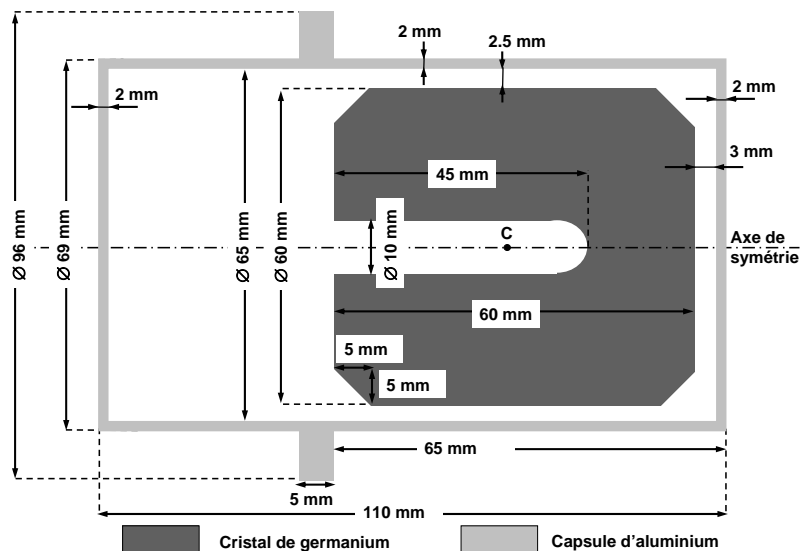


FIG. 2.10: Géométrie du détecteur HPGe utilisée dans la simulation GEANT4.

Comme il a été vu dans la section 2.3.3, divers éléments, pour la plupart en aluminium, entourent la capsule et doivent être pris en compte dans la simulation de l'efficacité. Le tableau 2.9 présente une évaluation des épaisseurs des principaux éléments entourant le cristal de germanium de l'instrument MANGA dans l'orbiteur MPO. Trois directions ont été considérées : nadir (selon l'axe de symétrie du cristal), perpendiculaire et opposée au nadir. Cette évaluation est relativement précise en ce qui concerne l'instrument lui-même, les principales incertitudes venant du doigt froid du cryocooler et de sa connexion à la capsule. L'épaisseur du satellite a quant à elle été évaluée dans un cas pire en supposant que toute sa masse est répartie en périphérie de son volume.

Elément	Matériau	Direction		
		Nadir	\perp nadir	Anti-nadir
Capsule du détecteur	Aluminium	2.0 mm	2.0 mm	2.0 mm
Ecrans de la capsule	Aluminium	0.7 mm	0.7 mm	0.7 mm
Ecran thermique	Aluminium	0.7 mm	0.7 mm	0.7 mm
Enceinte	Aluminium	2.0 mm	2.0 mm	~ 5.0 mm
Satellite	Equiv. aluminium	2.0 mm	> 20.0 mm	> 20.0 mm
Total	Equiv. aluminium	7.4 mm	> 25 mm	> 28 mm

TAB. 2.9: Evaluation des épaisseurs des différents matériaux entourant la diode HPGe de l'instrument MANGA dans le satellite.

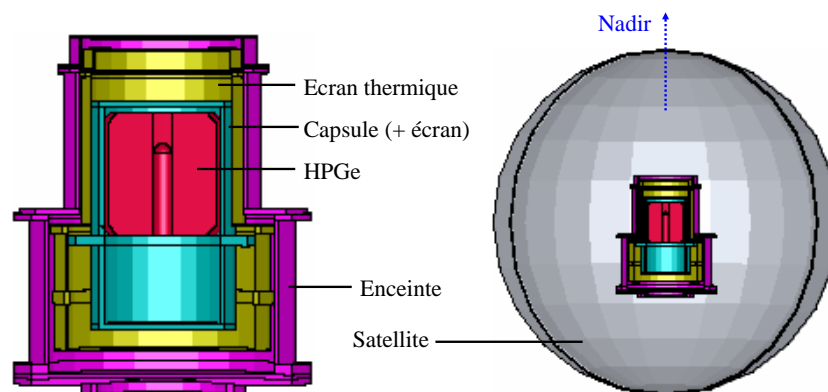


FIG. 2.11: Géométrie de MANGA/GSH utilisée pour le calcul d'efficacité (GEANT4).

Le calcul de l'efficacité de détection a été réalisé au moyen de GEANT4 pour une géométrie du détecteur comprenant les différents éléments précédemment listés (figure 2.11). Le satellite a été assimilé à une sphère de 50 cm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur.

Les profils en fonction de l'énergie de l'efficacité de pic ε_d ainsi que du produit $S_d \cdot \varepsilon_d$ sont présentés à la figure 2.12. La distribution angulaire des photons provenant de Mercure correspond à une altitude de 800 km, soit un angle de vue de la planète de 48.8° . Chaque courbe représente la contribution d'un élément dans l'atténuation des photons γ . Une épaisseur totale de 7.4 mm d'aluminium (ou 2 g/cm^2) dans la direction du nadir fait chuter l'efficacité de pic de 93.48 % à 62.92 % pour une énergie de 100 keV, de 18.68 % à 15.87 % pour une énergie 1 MeV et de 3.05 % à 2.93 % pour 6 MeV.

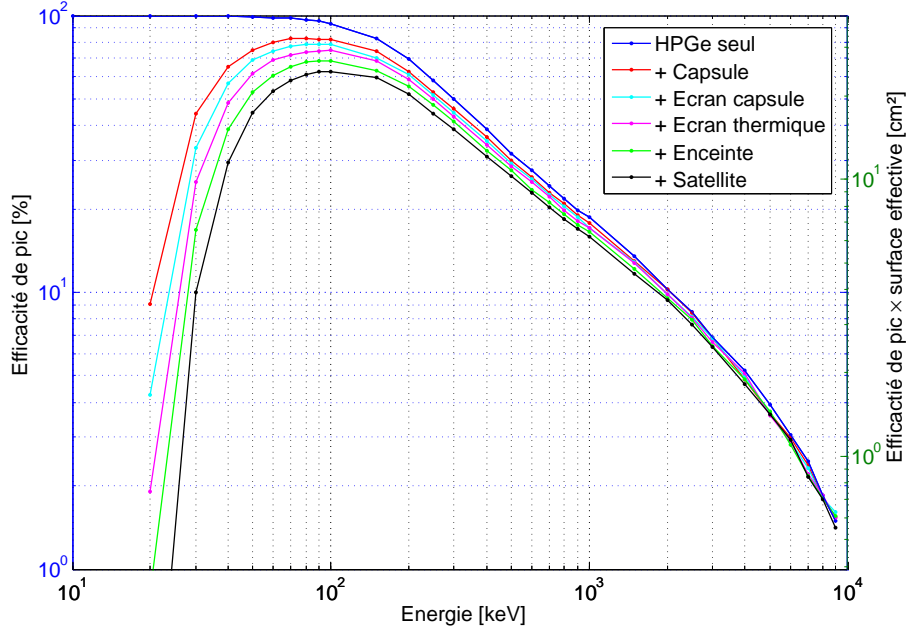


FIG. 2.12: Efficacité de pic de MANGA/GSH en fonction de l'énergie des photons incidents pour une altitude de 800 km au-dessus de la surface de Mercure. Chaque point du graphique correspond à une simulation Monte-Carlo de 10^5 photons dont la direction est distribuée dans l'angle solide de la planète.

2.4.3 Champ électrique et déplétion dans un cristal HPGe coaxial

Le potentiel électrique V (et le champ électrique $\vec{E} = -\nabla V$) dans un milieu est régi par l'équation de Poisson :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2.3)$$

Où ρ et ε sont respectivement la densité de charge électrique et la permittivité électrique du milieu. Dans le cas du germanium $\varepsilon \simeq 16 \cdot \varepsilon_0 \simeq 1.41667 \cdot 10^{-10} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$.

La densité de charge nette ρ représente la somme des densités de donneurs, d'accepteurs, d'électrons et de trous présents dans le semi-conducteur. Dans le cas général, l'évaluation de la charge est complexe : les densités d'électrons et de trous étant fonction du potentiel électrique, d'autres équations différentielles doivent être couplées à l'équation de Poisson. En supposant cependant que la partie intrinsèque du semi-conducteur est désertée des porteurs de charge libres (hypothèse de déplétion totale), la densité de charge est uniquement fonction du dopage du semi-conducteur :

$$\rho = (n_d - n_a) \cdot e \quad (2.4)$$

Rappelons que $\rho > 0$ (< 0) dans le cas d'un dopage de type n (resp. type p). Pour une géométrie coaxiale, l'équation de Poisson, écrite en coordonnées cylindriques (r, θ, z) , se

simplifie comme suit :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2.5)$$

Enfin, en assimilant le cristal de germanium à un tube infiniment long, cette équation différentielle devient indépendante de la variable z et peut être résolue analytiquement par rapport à r :

$$E(r) = \frac{\rho}{2 \cdot \varepsilon} \cdot r - \frac{C_1}{r} \quad (2.6)$$

$$V(r) = -\frac{\rho}{4 \cdot \varepsilon} \cdot r^2 + C_1 \cdot \ln r + C_2 \quad (2.7)$$

Où les constantes d'intégration C_1 et C_2 sont données par :

$$C_1 = \frac{V_2 - V_1 + \frac{\rho}{4 \cdot \varepsilon} (r_2^2 - r_1^2)}{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \quad (2.8)$$

$$C_2 = \frac{V_1 \cdot \ln r_2 - V_2 \cdot \ln r_1 + \frac{\rho}{4 \cdot \varepsilon} (r_1^2 \cdot \ln r_2 - r_2^2 \cdot \ln r_1)}{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \quad (2.9)$$

Où r_1 et r_2 dénotent les rayons interne et externe du cristal cylindrique et $V_1 = V(r_1)$ et $V_2(r_2)$ les potentiels correspondants.

Le profil radial du champ électrique est illustré à la figure 2.13 pour différentes valeurs de la tension de polarisation et du dopage de la zone intrinsèque dans un cristal tel que celui envisagé pour MANGA.

Le graphique de gauche montre que, pour un dopage donné de 10^{10} impuretés de type n par cm^3 , il existe une tension seuil ou *tension de déplétion* à partir de laquelle le cristal est complètement déplété :

$$\Delta V_d = \frac{\rho}{2 \cdot \varepsilon} \cdot \left[r_1^2 \cdot \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) - \frac{1}{2} (r_2^2 - r_1^2) \right] \quad (2.10)$$

Pour des tensions inférieures à la tension de déplétion ΔV_d , le champ électrique s'annule dans la zone proche du contact N^+ (électrode interne).

Le graphique de droite illustre quant à lui les profils de champ pour une tension de polarisation fixe et un dopage variant de $\rho = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (type n) à $\rho = -10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (type p). Il apparaît qu'un dopage de type p est inadéquat dans cette configuration de polarisation ($V_1 > V_2$) car il engendre une grande dynamique dans le champ électrique, et de là une variabilité importante dans la mobilité et la collection des charges. Notons par ailleurs qu'il existe également dans cette configuration un seuil en tension à partir duquel une zone non déplétée se crée en périphérie du cristal. Son expression, similaire à la relation (2.10), s'obtient en posant $E(r_2) = 0$ dans l'équation (2.6).

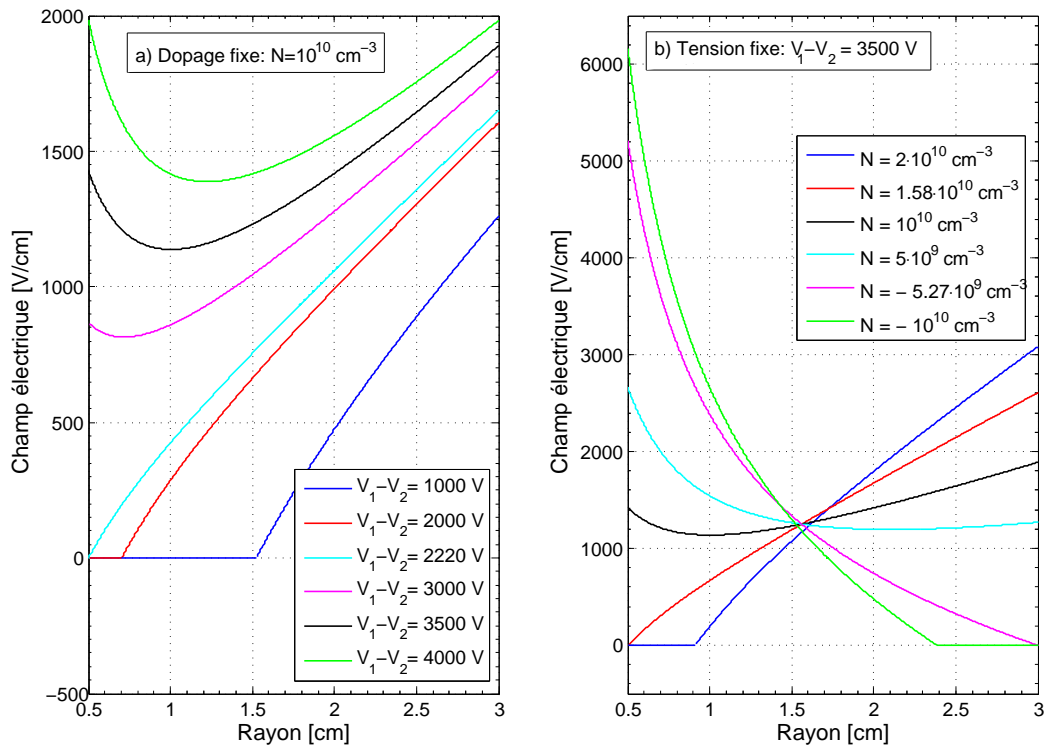


FIG. 2.13: Profil radial du champ électrique dans un cristal de germanium coaxial en fonction de la tension de polarisation (gauche) et de la concentration d'impuretés (droite). Les rayons interne et externe du cristal sont respectivement de 5 mm et 30 mm.

Notons enfin qu'il est possible de résoudre numériquement l'équation aux dérivées partielles (2.5) dans le cas à deux dimensions. La figure 2.14 montre la carte de champ électrique et de potentiel dans un cristal de 6 cm de hauteur et de diamètre polarisé à 3500 V. Si l'approximation du tube infiniment long donne une première estimation des profils de champ sur la partie cylindrique, une cartographie complète permet de localiser les zones de forte ou faible intensité du champ dues à la géométrie réelle.

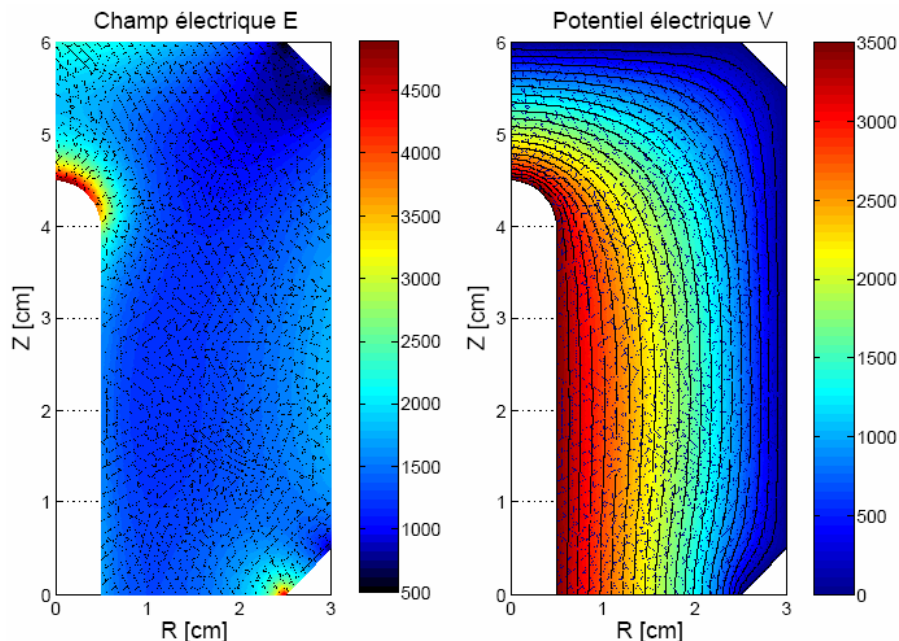


FIG. 2.14: Distribution du potentiel et du champ électrique dans un cristal HPGe coaxial (6 cm \times 6 cm) avec une concentration d'impuretés de type n de 10^{10} cm $^{-3}$ et polarisé à 3500 V. La résolution de l'équation aux dérivées partielles a été faite par la méthode des éléments finis (maillage triangulaire d'environ 5000 noeuds). Les conditions aux limites sont de type Dirichlet pour les surfaces intérieures ($V_1 = 3500$ V) ou extérieures ($V_2 = 0$ V) et de type Neumann en $z = 0$ (surface passivée du cristal) et $r = 0$ (axe de symétrie).

2.4.4 Résolution en énergie

La résolution spectrale d'un détecteur semi-conducteur à base de germanium ultra-pur peut être décomposée comme la somme quadratique de trois contributions principales :

$$\delta E^2 = \delta E_{stat}^2 + \delta E_{col}^2 + \delta E_{elec}^2 \quad (2.11)$$

Où :

- δE_{stat} est la contribution liée à la fluctuation statistique du nombre N_{eh} de porteurs de charge dans le semi-conducteur. Elle s'exprime en fonction de l'énergie dans la relation (1.11) :

$$\delta E_{stat}^2 = 8 \ln 2 \cdot F \cdot E \cdot W_{eh} \quad (2.12)$$

Pour le germanium, $W_{eh} = 2.96$ eV et $F = 0.06$, ce qui donne :

$$\delta E_{stat}(E) = 0.0992 \cdot \sqrt{E} \quad (\delta E_{stat} \text{ et } E \text{ exprimés en keV}) \quad (2.13)$$

- δE_{col} provient de la non-uniformité dans la collection des charges. Cette contribution dépend de la géométrie du détecteur et est généralement considérée comme

une fonction linéaire de l'énergie :

$$\delta E_{col} = \alpha + \beta \cdot E \quad (\delta E_{col} \text{ et } E \text{ exprimés en keV}) \quad (2.14)$$

- δE_{elec} est dû au bruit dans la chaîne électronique, en particulier du préamplificateur. Cette contribution peut être considérée comme indépendante de l'énergie et est généralement de l'ordre du keV.

La résolution totale (formule 2.11) peut donc s'écrire sous la forme suivante [Owens, 1985] :

$$\delta E = \sqrt{(8 \ln 2 \cdot F \cdot W_{eh}) \cdot E + (\alpha + \beta \cdot E)^2 + \delta E_{elec}^2} = \sqrt{a_0 + a_1 \cdot E + a_2 \cdot E^2} \quad (2.15)$$

La figure 2.15 illustre les diverses contributions à la résolution pour un détecteur HPGe coaxial de type n dont les caractéristiques sont données au tableau 3.4. Ce détecteur est identique, à quelques détails près, au modèle en vol sur Mars Odyssey et a servi pour divers tests de qualification. Bien qu'il ait des dimensions supérieures (67 mm × 67 mm au lieu de 60 mm × 60 mm) ainsi qu'une capsule de matériau et géométrie différents, ce détecteur peut être considéré comme représentatif de l'instrument MANGA, notamment en termes de résolution.

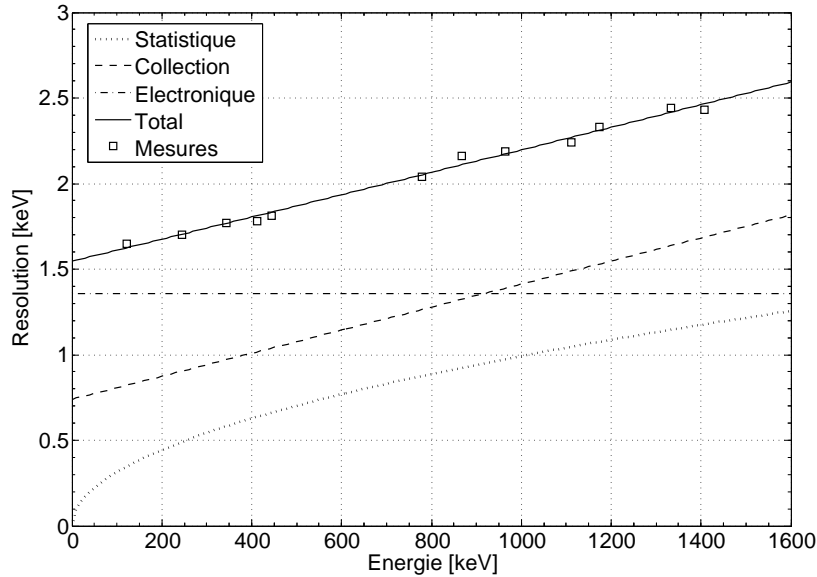


FIG. 2.15: Variation de la résolution avec l'énergie pour un détecteur HPGe coaxial de type n (détecteur 1 décrit au tableau 3.4). Les mesures ont été réalisées dans les conditions d'opération nominales du détecteur (polarisation de 3500 V et température de 85°K).

Les contributions à la résolution FWHM illustrées à la figure 2.15 ont été évaluées par un ajustement de type χ^2 sur des mesures faites avec des sources de ^{60}Co et ^{152}Eu . Les coefficients de la formule (2.15), a_0 , a_1 et a_2 , ont été respectivement évalués à 2.39

keV², $1.98 \cdot 10^{-3}$ keV et $4.53 \cdot 10^{-7}$ et sont du même ordre de grandeur que ceux évalués pour d'autres détecteurs HPGe de type n ou p ou encore Ge(Li) [Mahoney *et al.*, 1981] [Owens, 1985]. Notons qu'il est généralement possible de mesurer la contribution de l'électronique en injectant des impulsions en entrée du préamplificateur.

Enfin, une autre expression de la résolution est également utilisée dans la pratique :

$$\delta E(E) = b_0 + b_1 \cdot E + b_2 \cdot \sqrt{E} \quad (2.16)$$

Dans ce cas, l'ajustement aux mesures donnent $b_0 = 1.543$ keV, $b_1 = 6.544 \cdot 10^{-4}$, $b_2 = 2.880 \cdot 10^{-7}$ keV^{0.5}.

2.4.5 Facteurs altérant la performance des détecteurs HPGe

Plusieurs facteurs peuvent dégrader, de manière permanente ou non, les performances d'un détecteur HPGe. Dans ce qui suit, nous discutons brièvement les effets de la température, de la tension de polarisation et du microphonisme sur les principaux paramètres de mesure (résolution, efficacité et position du pic). Le problème de la dégradation due aux radiations est l'objet du chapitre suivant. Rappelons qu'à la dégradation des performances de la tête de détection s'ajoutent celles dues à la chaîne électronique.

Température de fonctionnement

Comme il a été vu précédemment (équation 1.10 et figure 1.7), l'effet principal d'une élévation de la température est une augmentation du nombre de porteurs de charges libres dans le semi-conducteur. Cet effet, qui a pour conséquence d'augmenter le courant de fuite et de dégrader la résolution, limite la plage d'opération des détecteurs HPGe à 120-130°K [Kandel, 1998]. Par ailleurs, [Kandel *et al.*, 1999] et [Thomas *et al.*, 1993] ont observé la présence d'un maximum local dans la dégradation de la résolution pour une température autour de 100°K qui devrait provenir de l'activation thermique de défauts natifs dans la structure cristalline du germanium.

L'effet d'une variation de la température sur la résolution est nettement plus marqué sur les détecteurs irradiés. [Brückner *et al.*, 1991], [Thomas *et al.*, 1993] et [Kandel *et al.*, 1999] ont observé une dégradation additionnelle de la résolution des détecteurs irradiés (par des protons ou des neutrons) après leur avoir appliqué un cycle thermique de 90°K à 120°K (ou plus). La dégradation, non résorbée lors d'un retour à basse température (phénomène d'hystérésis), s'explique par la formation de défauts secondaires dans le cristal pour des températures sensiblement supérieures à 100°K.

Pour la position des pics, une diminution relativement linéaire est généralement observée avec l'augmentation de la température. Ceci est attribué à la variation de la bande interdite du semi-conducteur, et donc de l'énergie de création des paires électrons-trous [Kandel, 1998].

Tension de polarisation

L'analyse de l'évolution de la position et de l'aire du pic en fonction la tension de polarisation (figure 2.16) révèle sans surprise la présence d'une inflexion correspondant à la tension de déplétion (formule 2.10). De la même manière, la résolution (FWHM ou FWTM) atteint sa valeur minimum à partir de la tension de déplétion et reste stable au-delà. Contrairement à l'efficacité, l'augmentation de la tension de polarisation au-delà du seuil de déplétion fait apparaître une dérive sensible de la position du pic vers les hautes énergies. Ceci est attribué à l'augmentation de la mobilité des porteurs de charge avec le champ électrique.

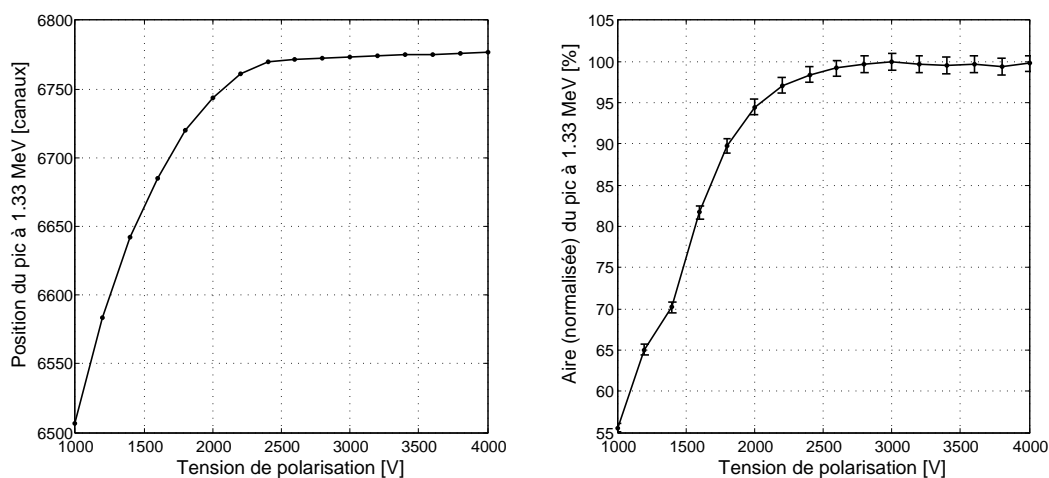


FIG. 2.16: Variation de la position et de l'aire du pic à 1.33 MeV avec la tension de polarisation (mesures faites en février 2005 sur le détecteur 1). La tension de déplétion calculée à partir de la formule théorique (2.10) et du taux d'impuretés spécifié par le fabricant ($7.5\text{-}8.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$) est en accord avec celle mesurée ($\Delta V_d = 2400 \text{ V}$).

Microphonisme

Les systèmes de refroidissement mécaniques ont été utilisés dès le début des années 80 [Stone *et al.*, 1986] pour refroidir les semi-conducteurs comme le germanium. Avantageux à plusieurs égards par rapport au refroidissement à l'azote liquide, ces systèmes ont pour principal inconvénient de transmettre au détecteur des vibrations dues au mouvement du piston dans le compresseur ou au changement de phase du liquide réfrigérant. Sur le plan électronique, le microphonisme se traduit par un bruit à basse fréquence, quasi cyclique, sur les impulsions traitées par le préamplificateur et l'amplificateur. La principale conséquence de ce bruit est une dégradation de la résolution. Pour un cryocooler monté sans précaution particulière, il est courant que la résolution soit dégradée de plusieurs dizaines de pourcents par rapport à un refroidissement à l'azote liquide, pour un même détecteur.

La réduction des effets du microphonisme sur un détecteur HPGe peut être réalisée par une optimisation de la conception mécanique (découplage du bloc de détection par rapport au cryocooler mais aussi du cristal HPGe par rapport à sa capsule) ou au moyen d'un filtrage sur le signal numérisé [Upp *et al.*, 2005].

2.5 Conclusion

Ce chapitre avait pour objectifs de présenter l'instrument MANGA et d'en analyser les performances.

Il a été montré que ce concept d'instrument était en adéquation avec les objectifs scientifiques ambitieux d'une mission vers Mercure telle que Bepi-Colombo. L'analyse des spectres synthétiques et la prédiction des niveaux de précision dans la mesure des abondances des principaux éléments chimiques ont mis en exergue l'importance de la résolution en énergie. Il apparaît que, dans le cadre de la mission Bepi-Colombo, seul un instrument de haute résolution (à base de germanium ultra-pur) pourrait fournir des données scientifiques avec une qualité suffisante pour permettre la cartographie des abondances chimiques et avec une précision trois fois supérieure aux mesures qui seront faites au préalable avec le spectromètre γ à bord de MESSENGER.

Les principaux paramètres de performance d'un détecteur HPGe (efficacité, résolution, polarisation) ont été analysés précisément à partir de données expérimentales et de simulations. Ceci a permis de spécifier les caractéristiques de la tête de détection gamma de l'instrument MANGA.

Chapitre 3

Etude des dommages radiatifs dans les détecteurs de germanium

Les détecteurs à base de germanium sont utilisés dans l'espace depuis plus d'une trentaine d'années et constituent le moyen de détection de rayons γ le plus performant en termes de résolution spectrale. Leur faiblesse repose cependant dans leur grande sensibilité aux dommages causés par les particules énergétiques comme les protons ou les neutrons. Les effets de ces *dommages radiatifs* et en particulier la dégradation de la résolution spectrale peuvent être fortement voire totalement réduits par un *recuit*, consistant à chauffer le cristal de germanium pendant plusieurs heures à une température allant jusqu'à 100°C. Requérant un dispositif très simple, les procédures de recuit sont aujourd'hui systématiquement mises en oeuvre sur la plupart des missions comportant des détecteurs HPGe (INTEGRAL, Mars Odyssey, etc.).

La plupart des études réalisées jusqu'aujourd'hui sur la dégradation des détecteurs HPGe ont concerné les dommages dus aux principales sources de radiations rencontrées au niveau ou au-delà de l'orbite terrestre : les rayons cosmiques (protons dont l'énergie est de l'ordre du GeV) et les neutrons rapides qu'ils sont susceptibles de générer dans la matière du satellite. Dans le cas de missions spatiales très proches du Soleil comme MESSENGER ou Bepi-Colombo prévues pour explorer la planète Mercure, les *protons solaires* peuvent constituer une autre source de dégradation.

Ce chapitre a pour objet la caractérisation des dommages radiatifs causés dans les détecteurs HPGe par les protons solaires. La première section présente quelques notions fondamentales sur l'interaction des particules avec la matière. La seconde section constitue une synthèse bibliographique des différentes études réalisées sur la dégradation des détecteurs de germanium. La troisième section traite des particularités des protons solaires et des niveaux de fluence estimés pour la mission Bepi-Colombo. La quatrième section présente les principaux résultats des tests d'irradiations réalisés sur deux détec-

teurs HPGe¹. La cinquième section présente une analyse des résultats expérimentaux ainsi qu'une discussion sur leur représentativité et leur utilisation pour prédire les seuils de dégradation dans le cas réel d'un détecteur en environnement spatial. Enfin, la dernière section présente une discussion sur les résultats obtenus.

3.1 Interaction des radiations avec la matière

Les effets des dégradations induits par les radiations dans l'espace sont nombreux et varient en fonction du type de radiation (électron, proton, neutron, photon UV, X, γ , etc.) et de l'élément irradié. Deux catégories d'interactions sont généralement distinguées et traitées différemment [Holmes-Siedle et Adams, 1994] : les *phénomènes d'ionisation* et les *déplacements atomiques*. Les phénomènes d'ionisation peuvent être causés tant par les particules chargées que par le rayonnement électromagnétique et ont des effets à la fois transitoires (événements singuliers dans les composants électroniques, saturation dans les détecteurs, etc.) et permanents (phénomènes de charge). Les déplacements atomiques, causés par des particules comme les protons ou les neutrons, sont à prendre en considération pour leurs effets permanents dans les matériaux, en particulier dans les semi-conducteurs.

La démarche utilisée pour quantifier et prédire la dégradation en vol est avant tout expérimentale. Plusieurs normes d'essai comme MIL-STD-883-1019 et ESA-ESCC-22900 ont été établies pour évaluer les effets de dose ionisante sur les composants électroniques et circuits intégrés. Dans le cas de l'évaluation des déplacements atomiques, les essais sont en général moins fréquents et très spécifiques de sorte qu'il n'existe pas de normalisation.

3.1.1 Interaction des particules chargées avec la matière

Une particule chargée (électron, proton ou ion) traversant la matière perd son énergie suivant divers processus dont l'importance varie avec les caractéristiques de la particule incidente (charge, masse, énergie) et de la nature du matériau traversé :

- L'*ionisation* ou l'*excitation* électronique qui résultent de l'*interaction coulombienne* de la particule chargée avec les électrons liés des atomes. Il s'agit du processus dominant dans la perte d'énergie des particules chargées (à l'exception des pertes par rayonnement pour les électrons de haute énergie).
- Le *rayonnement de freinage* (ou *Bremsstrahlung*) dans lequel la particule chargée soumise à une accélération émet un rayonnement électromagnétique. Négligeable pour les ions, ce processus peut être très important dans la perte d'énergie des électrons traversant des matériaux de charge atomique élevée.

¹Les résultats présentés dans ce chapitre sont pour la plupart repris dans un article publié dans la revue *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 572 (2007) 698-707 (cf. annexe E).

- La *diffusion élastique* avec un noyau d'atome (interaction de type coulombien ou hadronique). Cette diffusion s'accompagne d'un recul du noyau cible et peut être de type résonante (le noyau absorbe et réémet la particule sans modification de son état interne) ou purement potentielle (sans pénétration dans le noyau).
- La *diffusion inélastique* avec un noyau atomique (interaction hadronique). Comme pour la diffusion élastique résonante, il y a formation d'un noyau composé suivie d'une réémission du projectile et recul du noyau qui se retrouve dans un état excité. La désexcitation du noyau donne en général une émission gamma.
- La *réaction nucléaire* dans laquelle la particule cède toute son énergie au noyau qui se fractionne ensuite en plusieurs fragments ou se désexcite en émettant un photon gamma ou un nucléon.

Les trois derniers processus (interactions nucléaires) sont extrêmement moins fréquents que les collisions avec les électrons périphériques et ne contribuent pratiquement pas à l'atténuation des flux de particules chargées dans la matière. Par contre, comme il sera vu dans la suite, les effets que peuvent induire ces processus (en particulier les déplacements d'atomes) peuvent avoir des conséquences importantes sur les propriétés macroscopiques d'un matériau.

Aspect macroscopique de l'atténuation des particules chargées

Le ralentissement des particules chargées (électrons, protons, ions) dans un matériau donné se caractérise macroscopiquement par le *pouvoir d'arrêt*, défini comme la perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire, $\frac{dE}{dx}$ (exprimé en MeV/cm). Notant qu'une épaisseur de matière peut également s'exprimer comme la masse par unité de surface, le pouvoir d'arrêt s'exprime aussi comme suit :

$$\frac{dE}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \quad (\text{en MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}) \quad (3.1)$$

Le pouvoir d'arrêt peut ainsi être décomposé en trois contributions :

$$\left(\frac{dE}{dm}\right)_{Tot} = \left(\frac{dE}{dm}\right)_{Ion} + \left(\frac{dE}{dm}\right)_{Nucl} + \left(\frac{dE}{dm}\right)_{Rad} \quad (3.2)$$

En pratique, les sections efficaces d'interactions nucléaires sont très faibles de sorte que leur contribution est négligeable dans le pouvoir d'arrêt. De même, la contribution due au rayonnement ne contribue au ralentissement que dans le cas des électrons rapides ($E \geq 1$ MeV) traversant un matériau de masse atomique élevée. Le ralentissement des particules chargées se fait donc essentiellement par ionisation et excitation. La figure 3.1 montre le pouvoir d'arrêt du germanium en fonction de l'énergie pour les électrons, les protons et les particules α .

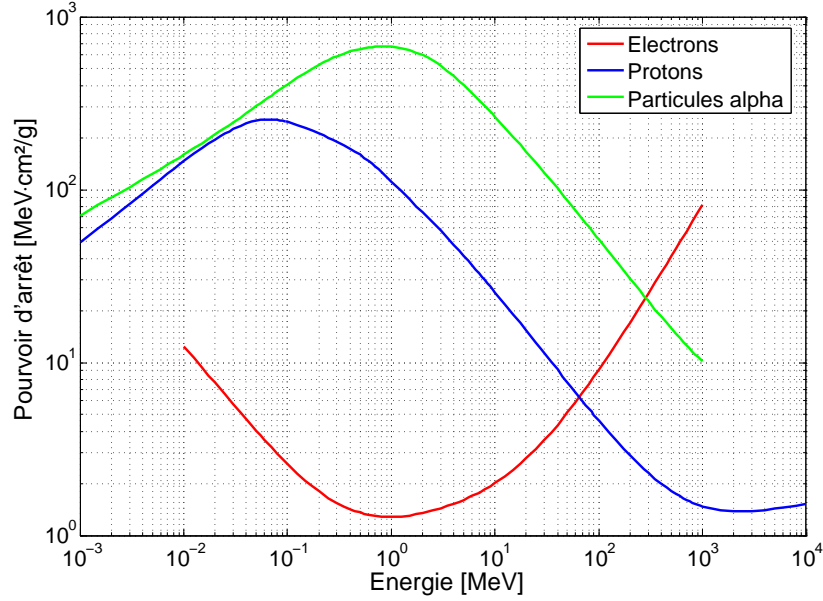


FIG. 3.1: Pouvoir d'arrêt du germanium pour les électrons, les protons et les particules α (source : www.physics.nist.gov).

Le processus de collision intervenant dans le pouvoir d'arrêt peut être étudié analytiquement et la *théorie de Bethe* [Bethe et Ashkin, 1953] mène à la formule suivante pour le pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie de la particule incidente (paramètre β) et du matériau (densité ρ , masse atomique A et nombre atomique Z) :

$$\left(\frac{dE}{dm}\right)_{Ion} = -K \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot L(\beta) \quad (3.3)$$

avec $K = 2\pi \cdot r_e^2 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot N_a = 0.1535 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ et $\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{m_p \cdot c^2}{E + m_p \cdot c^2}\right)^2}$

Où E , m_p et β sont respectivement l'énergie cinétique de la particule incidente, sa masse et le rapport de sa vitesse à la vitesse de la lumière. Les constantes m_e , r_e , ϵ_0 , c et N_a sont respectivement la masse de l'électron, le rayon classique de l'électron, la permittivité électrique du vide, la vitesse de la lumière dans le vide et le Nombre d'Avogadro. La fonction $L(\beta)$ prend en compte les détails du processus de perte d'énergie.

Le *parcours* (ou *range*) d'une particule chargée dans un matériau donné peut être calculé à partir du pouvoir d'arrêt par intégration :

$$R(E) = \int_0^E \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} \cdot dE \quad (3.4)$$

Cette grandeur appelée également *range CSDA*² est à distinguer du *parcours projeté* (ou *portée*) qui reflète réellement la profondeur de pénétration des particules en prenant en compte les changements de direction dus aux collisions. La figure 3.2 illustre le parcours des électrons, des protons et des particules α dans le germanium en fonction de leur énergie initiale.

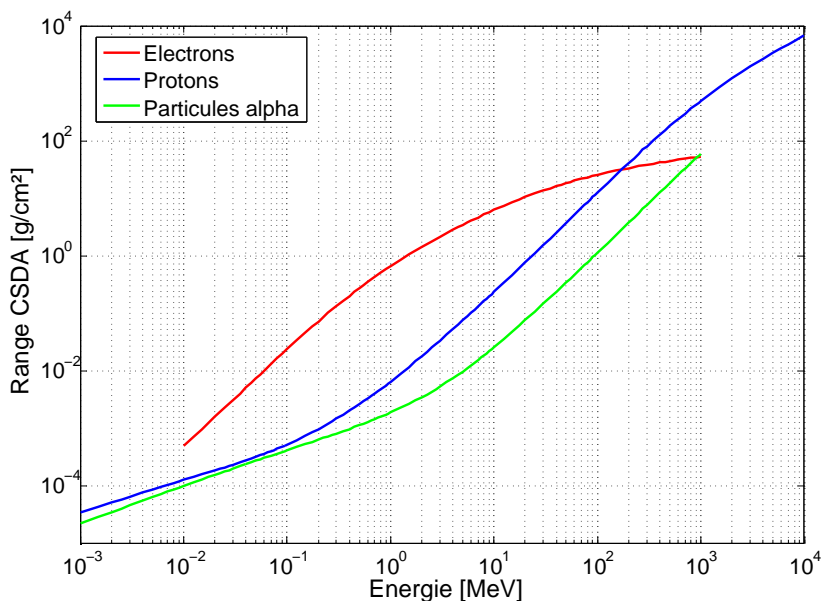


FIG. 3.2: Range (CSDA) des électrons, protons et particules α dans le germanium (source : www.physics.nist.gov).

3.1.2 Interaction des neutrons avec la matière

Sans charge, le neutron ne peut interagir qu'avec le noyau atomique via les processus hadroniques et a ainsi un pouvoir de pénétration plus élevé que les particules chargées. L'interaction avec le noyau peut prendre diverses formes suivant l'énergie du neutron et la nature du matériau :

- La *diffusion élastique* peut se produire à toutes les énergies avec cependant des pics de probabilité dépendant du noyau cible (phénomènes de résonance). C'est le mécanisme principal de ralentissement pour les neutrons rapides ($E \geq 500$ keV). Ce processus est d'autant plus efficace que le noyau cible a une faible masse.
- La *diffusion inélastique* dans laquelle un noyau absorbe un neutron et en réémet un autre avec une énergie plus faible ainsi qu'un photon γ ou une particule. La probabilité d'interaction augmente avec l'énergie du neutron et la taille du noyau cible.

²Continuous slowing down approximation.

- La *capture* dans laquelle le neutron est absorbé par le noyau atomique. Le nouveau noyau ainsi formé émet une particule ou un photon gamma, ou encore se fissionne. La probabilité de capture étant inversement proportionnelle à l'énergie du neutron, le phénomène concerne en particulier les neutrons thermiques ($E \leq 0.3$ eV).

Les longueurs caractéristiques de ralentissement (ou thermalisation) des neutrons rapides ou de diffusion des neutrons thermiques avant leur capture varient de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres selon les matériaux.

3.2 Les dommages radiatifs et leurs effets dans les détecteurs de germanium

3.2.1 Sources de dommages radiatifs dans l'espace

Un spectromètre gamma à base de germanium est à priori sensible à tout type de radiation susceptible de déposer quelques dizaines de keV dans la tête de détection : rayonnement électromagnétique (X, γ), particules énergétiques chargées (électrons, protons, ions) ou non (neutrons). Dans la majorité des cas les interactions de ces radiations avec la structure cristalline du semi-conducteur sont de type ionisant et ne font que perturber temporairement la mesure (bruit dans le spectre). D'autres types d'interactions peuvent cependant endommager de façon permanente la structure cristalline et donner lieu à une dégradation des performances de l'instrument. Dans l'espace, les dommages causés aux semi-conducteurs tel que le germanium proviennent principalement de quatre types de radiations :

1. Les particules très énergétiques du rayonnement cosmique galactique qui sont essentiellement des protons d'énergie comparable au GeV ;
2. Les neutrons secondaires qui sont produits par l'interaction des particules du rayonnement cosmique avec la matière de satellite. Leur flux est d'autant plus élevé que la masse du satellite est élevée ;
3. Les particules générées lors d'événements solaires majeurs constituées essentiellement de protons dont l'énergie peut atteindre 300 MeV ;
4. Les particules piégées (protons de plusieurs dizaines de MeV) dans le cas où l'orbite traverse des ceintures de radiation.

3.2.2 Mécanismes de dommage dans les semi-conducteurs

Parmi les divers effets causés par les particules énergétiques sur les matériaux spatiaux (charge du satellite, altération des revêtements, etc.), le *déplacement atomique* constitue la contribution majeure dans la dégradation permanente des semi-conducteurs. Le déplacement des atomes résulte des pertes d'énergie dites *non-ionisantes* dans lesquelles les particules incidentes interagissent avec les noyaux atomiques.

Dans le cas des protons, trois processus physiques contribuent au déplacement des atomes dans la structure cristalline :

- La *diffusion (élastique) coulombienne*, processus dominant pour des énergies inférieures à 10 MeV ;
- La *diffusion nucléaire élastique*, intervenant entre 10 et 60 MeV ;
- La *diffusion nucléaire non-élastique* ayant lieu pour des énergies au-delà de 60 MeV et menant à un état excité du noyau (et de là à la fission du noyau ou à la production de particules secondaires).

En ce qui concerne les dommages causés par les neutrons, seules les deux dernières contributions sont à prendre en compte et la formation de régions désordonnées dans le cristal est favorisée par rapport aux défauts isolés.

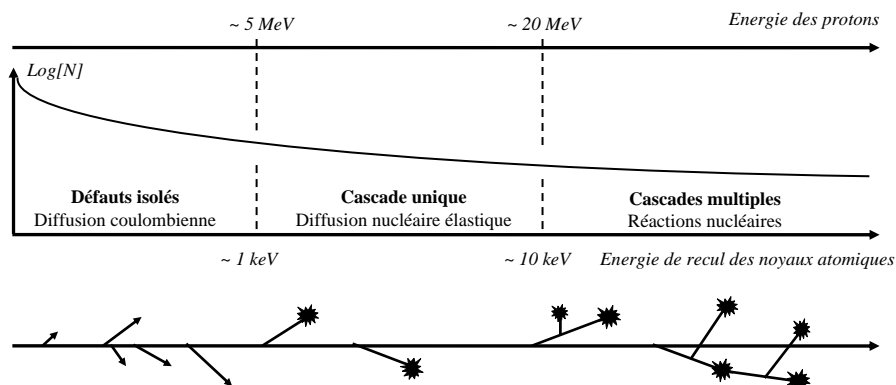


FIG. 3.3: Mécanismes en jeu dans les déplacements atomiques [Srouf *et al.*, 2003].

Le paramètre généralement utilisé pour quantifier la dégradation des matériaux due aux déplacements atomiques est la perte d'énergie non-ionisante ou *NIEL*³, exprimé dans les mêmes unités que le pouvoir d'arrêt (i.e. $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$). Plusieurs études dont [Summers *et al.*, 1987] ont montré que cette grandeur est en corrélation avec la dégradation des performances de divers matériaux semi-conducteurs (cellules solaires, capteurs optiques, détecteurs de radiations, etc.) plongés en environnement radiatif (espace, accélérateurs de particules ou industrie nucléaire).

Comme le montre la figure 3.4, la perte d'énergie non-ionisante (*NIEL*)⁴ est inférieure d'un facteur ~ 2000 par rapport à la perte d'énergie ionisante pour des protons dans le germanium et constitue donc une contribution négligeable dans le *pouvoir d'arrêt*.

L'interaction de ces particules avec un matériau semi-conducteur comme le germanium provoque le déplacement de plusieurs milliers d'atomes dans le réseau, créant ainsi des

³ Abréviation de *Non-Ionizing Energy Loss*.

⁴ Notons que plusieurs références ont évalué la perte d'énergie non-ionisante des protons dans le germanium et sont en accord à un facteur 2 près. Dans tous nos calculs, nous avons considéré l'évaluation la plus récente, faite par [Jun *et al.*, 2003].

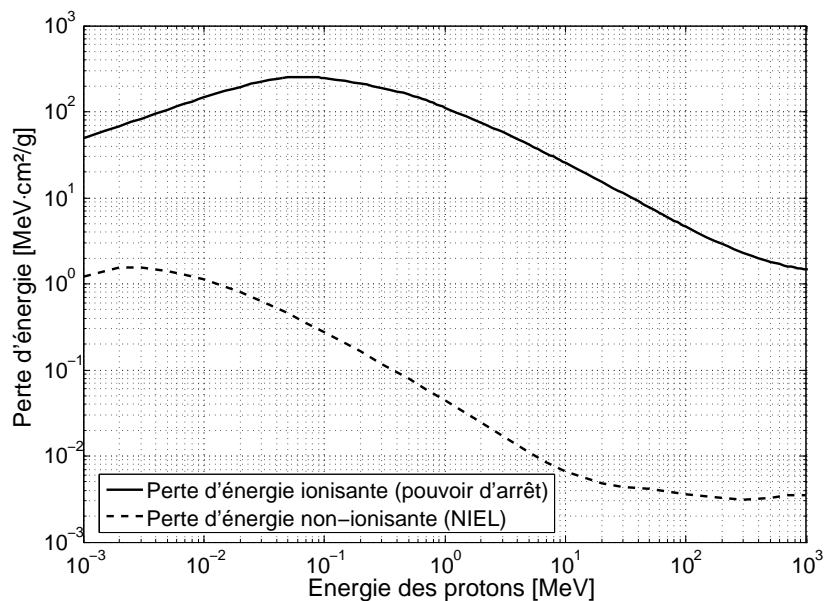


FIG. 3.4: Pertes d'énergie ionisante [Ziegler *et al.*, 1984] et non-ionisante [Jun *et al.*, 2003] des protons dans le germanium.

régions désordonnées concentrant des charges négatives. Bien plus que les défauts isolés, ces régions désordonnées attirent et piègent les trous circulant dans le cristal, ce qui cause un déficit dans le comptage des charges créées par les photons gamma. Cette dégradation du détecteur se traduit par un élargissement du pic de pleine énergie (aplatissement gaussien) et un étirement vers les basses énergies (queue exponentielle).

3.2.3 Synthèse des études sur la dégradation des détecteurs HPGe

Irradiations en accélérateur

Plusieurs études ont été réalisées sur la dégradation des détecteurs de germanium exposés au bombardement de protons de haute énergie ou de neutrons rapides, que ce soit en accélérateur ou en environnement spatial.

- [Pehl *et al.*, 1978] ont réalisé les premières études quantifiant les effets des dégradations causées aux détecteurs HPGe par des protons de haute énergie (5.1 GeV) et des neutrons rapides (16.4 MeV). Ils ont observé que, pour des fluences de particules comparables, la dégradation de la résolution spectrale due aux neutrons est plus faible que celle due aux protons.
- [Darken *et al.*, 1980] ont étudié le comportement transitoire de la résolution après avoir coupé la tension sur des détecteurs irradiés avec des neutrons. Ils ont montré que, comparé aux défauts isolés, les régions désordonnées pouvaient jouer un rôle

dominant dans le piégeage des porteurs de charge.

- [Kraner, 1980] a analysé l’effet d’irradiations avec des neutrons rapides (énergie de 1 à 16.4 MeV) sur différents types de détecteurs : Ge(Li), HPGe de types p et n.
- [Brückner *et al.*, 1991] [Koenen *et al.*, 1995] ont réalisé des campagnes d’irradiations sur plusieurs détecteurs HPGe coaxiaux de types p et n avec des protons de haute énergie (1.5 GeV). Ils ont observé que, comme dans le cas des irradiations aux neutrons, les défauts causés dans la structure cristalline induisent essentiellement un piégeage des trous et que les détecteurs de type p sont plus sensibles aux dégradations que les types n. Ceci s’explique par le fait que la majorité des porteurs de charge sont créés plus près de l’électrode externe que de l’électrode interne du cristal. Pour une distribution uniforme des dommages dans le cristal, les trous ont une probabilité plus grande d’être piégés dans le cas du type p car leur distance à l’électrode de collecte est plus grande.
- [Borrel *et al.*, 1999] ont réalisés des irradiations dans le cadre de la préparation de l’instrument SPI à bord de la mission INTEGRAL. Plusieurs détecteurs HPGe coaxiaux de type n ont été irradiés avec trois faisceaux de neutrons : 6 MeV, 16 MeV et de 6 à 70 MeV. Leurs travaux ont montré qu’une augmentation de l’énergie des neutrons et une élévation de la température de fonctionnement constituent des facteurs dégradant la résolution en énergie.

Parce que les défauts créés dans la structure cristalline sont essentiellement des pièges à trous, les détecteurs coaxiaux de type n (électrode P+ collectant les trous à l’extérieur) sont nettement moins sensibles que ceux de type p (électrode P+ à l’intérieur), ce qui explique leur utilisation plus répandue dans l’espace ou en accélérateur.

Le tableau suivant liste, pour différentes expériences d’irradiation sur des HPGe de type n, les niveaux de fluence (de protons ou de neutrons) à partir desquels une dégradation de la résolution a été observée.

Type de particule	Référence	Seuil de dégradation en résolution (fluence)
Neutrons de 1 MeV	[Thomas <i>et al.</i> , 1993]	$\sim 10^9$ n/cm ²
Neutrons de 5 MeV	[Borrel <i>et al.</i> , 1999]	$\sim 2.5 \cdot 10^9$ n/cm ²
Neutrons de 16 MeV	[Borrel <i>et al.</i> , 1999]	$\sim 10^9$ n/cm ²
Neutrons de 6-70 MeV ($E_{\text{moy}} = 27$ MeV)	[Borrel <i>et al.</i> , 1999]	$\sim 5 \cdot 10^8$ n/cm ²
Protons de 1.5 GeV	[Brückner <i>et al.</i> , 1991]	$\sim 5 \cdot 10^7$ p/cm ²
Protons de 5.1 GeV	[Pehl <i>et al.</i> , 1978]	$\sim 7 \cdot 10^7$ p/cm ²

TAB. 3.1: Seuils de dégradations observés sur des détecteurs HPGe de type n irradiés avec des neutrons rapides ou des protons énergétiques.

Dégradation des détecteurs en vol

De nombreux détecteurs HPGe ont déjà été mis en orbite autour de la Terre et même d'autres planètes (cf. tableau 1.2), cependant peu d'études sur la dégradation de leurs performances ont été rapportées.

- [Mahoney *et al.*, 1981] ont rapporté la dégradation des quatre détecteurs HPGe coaxiaux de type p embarqués à bord de la mission HEAO-3. En moyenne, leur résolution FWHM à 1460 keV s'est dégradée de 3.1 keV à 8.6 keV de manière continue sur 100 jours. Cette dégradation a été attribuée aux flux importants de protons rencontrés lors des passages du satellite dans l'Anomalie Atlantique Sud. La fluence totale de protons d'une énergie moyenne de 100 MeV a été évaluée à $3 \cdot 10^7$ p/cm².
- [Evans *et al.*, 1999] ont suivi la dégradation de l'instrument GRS au cours de la croisière de la mission Mars Observer. Sur 11 mois (de septembre 1992 à août 1993), le détecteur HPGe a été exposé à une fluence de protons de 10^8 p/cm², dont environ 31 % proviennent du SPE d'octobre 1992. Durant les 11 mois de croisière, la résolution s'est dégradée de 2.4 à 6.4 keV. Cette dégradation est cohérente avec les tests d'irradiations réalisés par [Brückner *et al.*, 1991] avec des protons de 1.5 GeV.
- [Evans *et al.*, 2002] ont rapporté la dégradation de l'instrument Mars Odyssey / GRS au cours de la croisière. La résolution FWHM à 1.33 MeV s'est dégradée de 2.8 keV à 14 keV après une exposition à plusieurs éruptions solaires pour une fluence totale de 10^9 p/cm² (protons d'énergie supérieure à 60 MeV).
- [Kurczynski *et al.*, 1999] ont rapporté la dégradation des performances de l'instrument TGRS à bord de la mission WIND. L'instrument, conçu sans dispositif de recuit, a fonctionné avec succès pendant environ 4 ans et a été exposé à une fluence de $3 \cdot 10^8$ p/cm² (protons ayant une énergie $E > 100$ MeV)⁵. Par la suite, l'instrument a connu une forte dégradation de sa résolution, avec même l'apparition d'un double pic et une diminution de l'efficacité. Les auteurs ont observé que l'augmentation de la tension de polarisation permettait d'améliorer l'efficacité en déplaçant des régions du détecteur qui n'étaient plus déplétées à la tension nominale. Ils constatèrent de plus qu'un détecteur est d'autant moins sensible aux dommages qu'il déplete à une tension élevée.

⁵Remarquons que les auteurs ont attribué la dégradation du détecteur à des protons de plus de 100 MeV, tout en mentionnant que ce seuil est arbitraire et qu'aucune étude expérimentale n'a jamais été réalisée pour caractériser les effets non uniformes des protons de plus basse énergie.

3.3 Caractéristiques des protons solaires

Les protons solaires sont produits lors d'événements énergétiques à la surface du Soleil, principalement durant la période de maximum solaire qui représente environ 7 années du cycle solaire de 11 ans. Ces événements, appelés *SPEs* (pour Solar Particle Events), peuvent durer de plusieurs heures à quelques jours et les flux de protons qu'ils génèrent peuvent varier sur plusieurs ordres de grandeur (figure 3.5).

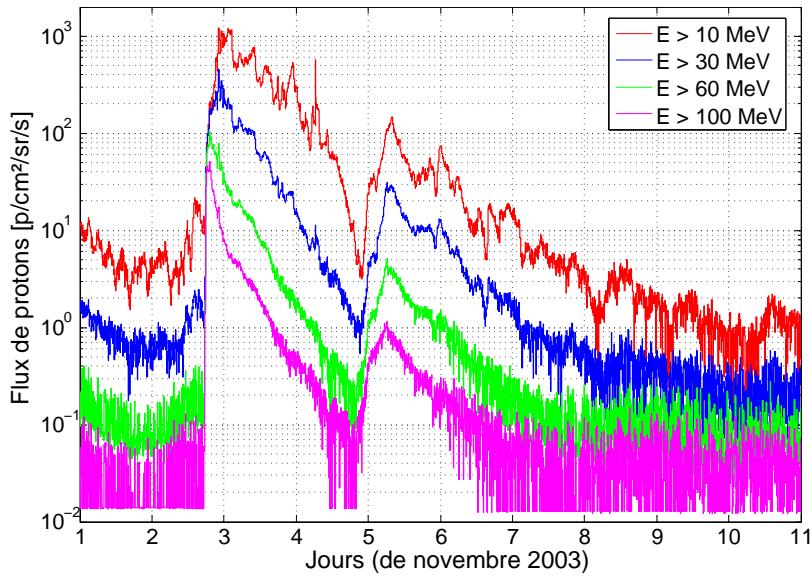


FIG. 3.5: Flux de protons enregistré lors du SPE de novembre 2003 par le satellite GOES 12 (source : www.goes.noaa.gov).

Parmi les événements majeurs enregistrés dans le passé, celui du 4 août 1972 constitue un des plus intenses dans la plage d'énergie de 10 à 100 MeV et est généralement pris comme référence. D'après [King, 1974], son spectre peut être décrit par une loi de puissance :

$$f = \frac{dF}{dE} = 3 \cdot 10^8 \cdot \exp \left[\frac{(30 - E)}{26.5} \right] \quad (3.5)$$

Où la fluence différentielle f et l'énergie E sont exprimées respectivement en p/cm²/MeV et en MeV.

La figure 3.6 illustre la fluence intégrale de l'événement de 1972 ainsi qu'une estimation de son intensité au niveau de l'orbite de Mercure (amplification par un facteur ~ 7). La figure montre également, à titre de comparaison, la fluence de rayons cosmiques galactiques évaluée pour une période d'un an (cf. formule 1.40). Si la plage d'énergie des protons solaires s'étend en théorie du MeV à plusieurs GeV, elle peut être en pratique réduite à un intervalle de quelques dizaines de MeV à 100 MeV pour l'orbite de la Terre (distance au Soleil de 1 UA) voire 200 MeV pour l'orbite de Mercure (0.39 UA). Il existe

en effet un seuil à basse énergie sous lequel les protons ne peuvent traverser la matière entourant l'élément sensible (cf. figure 3.7). Par ailleurs, au-delà de 200 MeV, le spectre de protons solaires est, en moyenne dans le temps, dominé par celui des rayons cosmiques.

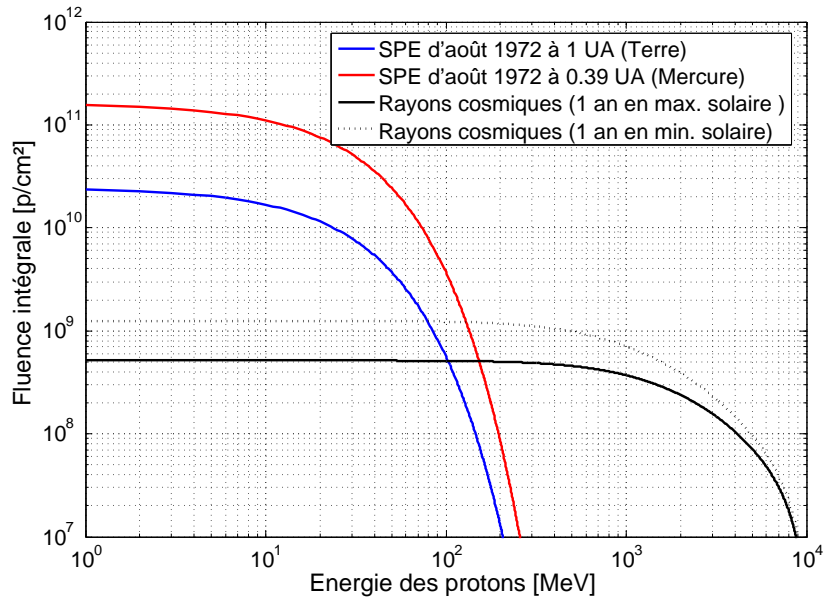


FIG. 3.6: Fluence intégrale en fonction de l'énergie pour un événement solaire majeur au niveau de la Terre (SPE de 1972 [King, 1974]) et au niveau de Mercure (estimation), en comparaison à la fluence annuelle de rayons cosmiques en minimum et maximum solaire.

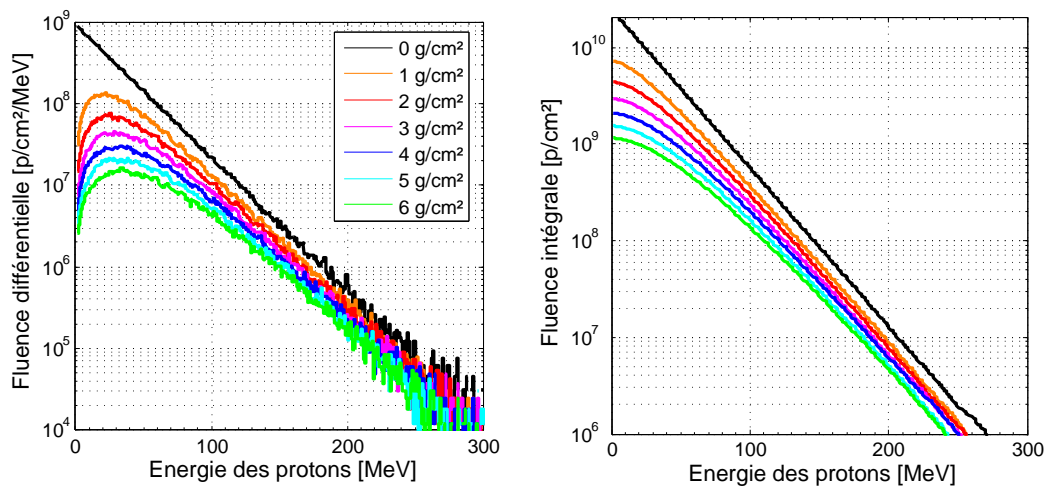


FIG. 3.7: Atténuation des protons solaires (spectre du SPE 1972 [King, 1974]) en fonction de l'épaisseur d'aluminium.

A partir des figures 3.1 et 3.2 illustrées précédemment, il peut être remarqué que le pouvoir d'arrêt et le parcours des protons dans la matière sont très variables dans la plage d'énergie de quelques MeV à 200 MeV. Par conséquent, la dose déposée (ionisante ou non-ionisante) par les protons solaires dans un dispositif sensible comme un cristal de germanium sera distribuée non uniformément. Cette dose dépendra de la taille du cristal et de la distribution de matériaux autour du cristal. Dans tous les cas, la région intérieure du cristal sera moins affectée que celle en périphérie.

La figure 3.7 illustre l'atténuation du spectre de protons correspondant au SPE de 1972. L'arrêt des protons de basse énergie résulte dans l'existence d'un maximum dans le profil de fluence différentielle. Les protons de plus haute énergie sont également ralentis, ce qui a pour effet de décaler le spectre vers les basses énergies. Le spectre transmis à travers une épaisseur d'aluminium de 5 g/cm^2 présente un maximum vers 33 MeV et une énergie moyenne de 54 MeV.

3.3.1 Prédiction de la fluence de protons solaires pour Bepi-Colombo

A cause de leur imprévisibilité et de leur grande variabilité en intensité, en durée et en caractéristiques spectrales, les événements solaires générant des particules doivent être traités statistiquement. Basés sur des échantillons de données recueillies par des satellites comme IMP ou GOES pendant plusieurs cycles solaires, les modèles statistiques (JPL-91, King, ESP, etc.) donnent une prédiction de la fluence de protons solaires pour une période et pour un *niveau de confiance*⁶ donnés.

Le tableau 3.2 présente une prédiction des fluences de protons pour la mission Bepi-Colombo. Les simulations ont été réalisées avec le modèle JPL-91 [Feynman *et al.*, 1993] [Feynman *et al.*, 2002] implémenté sur SPENVIS⁷ [Heynderickx *et al.*, 2000]. La première partie du tableau reprend les conditions de calculs pour chacune des phases de la mission (durée, facteur d'échelle, distance au Soleil correspondante et niveau de confiance choisi). Etant donné que le modèle donne une prévision de fluence pour une distance de 1 UA du Soleil, un facteur d'échelle doit être appliqué pour tenir compte de la trajectoire héliocentrique de Bepi-Colombo. Ce facteur d'échelle est calculé simplement en supposant une atténuation du flux de particules solaires inversement proportionnelle au carré de la distance au Soleil⁸. Les niveaux de fluences (seconde partie du tableau 3.2) ont été évalués dans deux cas :

- Le premier prend en compte le calendrier de mission actuel (lancement en août 2013) et place la mission dans les cycles solaires 24 et 25. Dans ce cas, la deuxième

⁶Le niveau de confiance ou *Confidence Level* (en %) se définit comme la probabilité que le flux estimé dans la prédiction soit supérieur au flux mesuré dans la réalité.

⁷L'outil SPENVIS (SPace ENVironment Information System) est accessible en ligne à l'adresse : www.spennis.oma.be.

⁸D'après certaines études et en particulier les observations faites simultanément par les satellites Helios 1, 2 et IMP-8 [Lario et Decker, 2005], l'utilisation d'une dépendance radiale en $1/r^2$ surestime significativement les flux de protons solaires dans le Système Solaire interne ($r < 1 \text{ UA}$). Les facteurs d'échelle calculés dans notre cas pour Mercure doivent donc être considérés comme un cas pire.

moitié de la phase de transfert et la majeure partie de la phase d'opération se trouvent dans la période de minimum solaire (le modèle JPL-91 exclut tout événement solaire dans ce cas).

- Le second reprend les conditions des calculs effectués par l'ESA et constitue un *cas pire* car la mission Bepi-Colombo est entièrement en maximum solaire.

Phase de mission	Transfert	Opération	Mission totale
Conditions de calcul			
Durée [an]	4.55	2.00	6.55
Facteur d'échelle	2.80	6.70	3.99
Rayon moyen [UA]	0.60	0.39	0.50
Niveau de confiance	90 %	95 %	90 %
Fluences calculées pour le calendrier de mission actuel [p/cm²]			
E > 10 MeV	$7.3 \cdot 10^{10}$	$4.8 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^{11}$
E > 50 MeV	$1.1 \cdot 10^{10}$	$6.8 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^{10}$
E > 60 MeV	$8.8 \cdot 10^9$	$5.4 \cdot 10^9$	$1.4 \cdot 10^{10}$
E > 100 MeV	$3.7 \cdot 10^9$	$2.5 \cdot 10^9$	$6.0 \cdot 10^9$
E > 200 MeV	$6.9 \cdot 10^8$	$5.9 \cdot 10^8$	$1.0 \cdot 10^9$
Fluences calculées dans le cas pire (ESA) [p/cm²]			
E > 10 MeV	$1.5 \cdot 10^{11}$	$2.7 \cdot 10^{11}$	$3.0 \cdot 10^{11}$
E > 50 MeV	$2.4 \cdot 10^{10}$	$4.4 \cdot 10^{10}$	$4.8 \cdot 10^{10}$
E > 60 MeV	$1.9 \cdot 10^{10}$	$3.4 \cdot 10^{10}$	$3.9 \cdot 10^{10}$
E > 100 MeV	$7.8 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^{10}$	$1.7 \cdot 10^{10}$
E > 200 MeV	$1.4 \cdot 10^9$	$2.7 \cdot 10^9$	$3.3 \cdot 10^9$

TAB. 3.2: Fluences intégrales de protons pour Bepi-Colombo calculées avec le modèle JPL-91 (implémenté sur SPENVIS) en prenant en compte le calendrier de mission actuel et dans le cas pire ESA (d'après le document SCI-PF/BC/TN/02 "Mercury Environmental Specification").

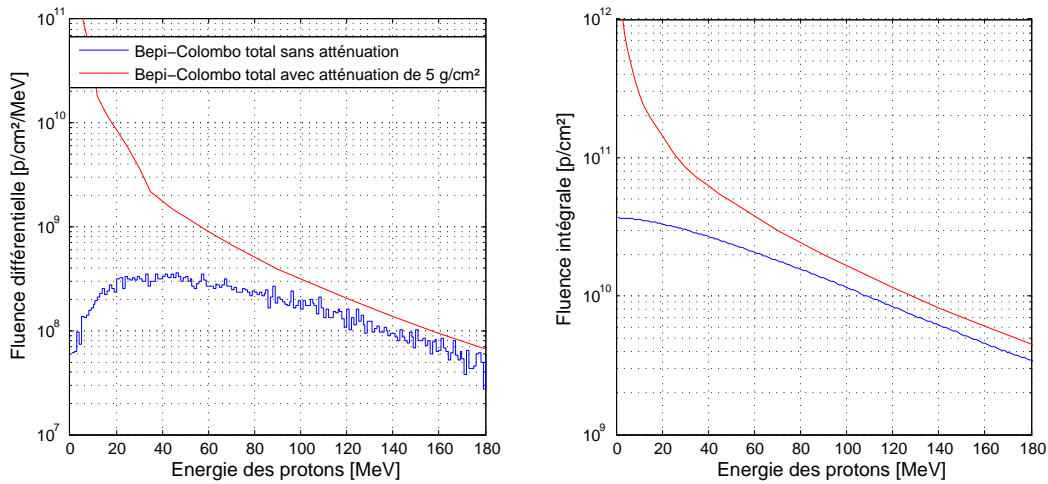


FIG. 3.8: Fluence totale de protons solaires estimées pour Bepi-Colombo (cas pire).

Comme le montre la figure 3.8, les fluences calculées doivent être pondérées d'un facteur d'atténuation en fonction de l'énergie considérée. Dans l'hypothèse d'un blindage moyen de 5 g/cm^2 (1.85 cm d'équivalent aluminium), seuls les protons dont l'énergie est supérieure à 60 MeV sont susceptibles d'atteindre le cristal de germanium. Dans le cas pire, la fluence totale de protons incidents sur le HPGe peut être estimée à $4 \cdot 10^{10} \text{ p/cm}^2$ pour l'ensemble de la mission Bepi-Colombo.

3.4 Tests d'irradiation

Les précédentes considérations ont montré à quel point les protons solaires pouvaient constituer une source de dommage non négligeable pour des détecteurs HPGe à bord de missions dans le Système Solaire interne, comme Bepi-Colombo ou MESSENGER. Aucune étude n'ayant été réalisée dans le passé à ce sujet, des tests d'irradiations ont été entrepris dans le cadre du projet MANGA pour caractériser la dégradation des détecteurs HPGe exposés à des fluences élevées de protons de basse énergie.

Cette section présente les principaux résultats des tests expérimentaux et des simulations numériques réalisées avec GEANT4.

3.4.1 Conditions de test

Deux détecteurs ont été irradiés au cours de deux campagnes de tests en mars et juin 2005, au Centre de Recherche du Cyclotron (CRC) de l'Université de Louvain (Belgique), en collaboration avec l'équipe du Center for Space Radiation (CSR). Le tableau 3.3 résume brièvement les conditions des tests d'irradiation et des recuits qui ont suivi.

Détecteur	Détecteur 1	Détecteur 2
1 ^{ère} campagne (mars 2005)	Température : 90°K Polarisation : non Energie des protons : 50 MeV Fluences : 10^7 à $7.5 \cdot 10^{10} \text{ p/cm}^2$ Faisceau \perp axe HPGe	—
Recuits (mars à juin 2005)	Températures : 22, 50, 80 et 100°C	—
2 ^{ème} campagne (juin 2005)	Température : 90°K Polarisation : non Energie des protons : 50 MeV Fluences : 10^9 et $5 \cdot 10^9 \text{ p/cm}^2$ Faisceau \perp axe HPGe	Température : 22°C Polarisation : non Energie des protons : 60 MeV Fluence : 10^{10} p/cm^2 Faisceau \parallel axe HPGe
Recuits (août à oct. 2005)	Températures : 22, 80 et 100°C	Températures : 22 et 80°C

TAB. 3.3: Conditions des tests d'irradiations (synthèse).

La première campagne, en mars 2005, dura quatre jours et permit d'irradier le premier détecteur à neuf reprises. Le détecteur a été maintenu à température cryogénique durant toute la campagne, dans le but de simuler une dégradation durant son fonctionnement.

Il était initialement prévu d'exposer le détecteur à des incréments de fluence croissants de 10^7 à 10^{11} p/cm², cependant une erreur dans la manipulation du faisceau lors de la deuxième irradiation ne permit pas de balayer les fluences en-dessous de $9 \cdot 10^9$ p/cm².

La seconde campagne, en juin 2005, ne dura qu'un jour et consista en trois irradiations. Le premier détecteur fut irradié deux fois, avec des incréments en fluences de $1 \cdot 10^9$ p/cm² et $4 \cdot 10^9$ p/cm², dans les mêmes conditions que pour la première campagne. Le second détecteur fut quant à lui irradié une seule fois avec une fluence de 10^{10} p/cm², à température ambiante.

La durée des irradiations était de l'ordre de 20 minutes, ce qui correspond à un flux variant de $8 \cdot 10^3$ p/cm²/s à $5 \cdot 10^5$ p/cm²/s pour les plus grands incréments de fluence. Après chacune des deux campagnes, les détecteurs ont été ramenés au laboratoire à Toulouse où ils ont été recuits graduellement, avec des durées et des températures croissantes.

Après chaque irradiation ou recuit, les performances des détecteurs ont été analysées. Plusieurs spectres ont été enregistrés dans diverses conditions (position, durée, tension) et avec différentes sources de calibration (⁶⁰Co et ¹⁵²Eu). Des spectres de bruit de fond, sans source de calibration, ont été également enregistrés sur différentes échelles de temps après l'irradiation de manière à caractériser l'activation des matériaux constituant les détecteurs. Une liste complète des étapes de calibration est donnée en annexe D.

Détecteurs irradiés

Le tableau 3.4 présente les caractéristiques des deux détecteurs irradiés. Ces deux détecteurs diffèrent non seulement par les propriétés des cristaux de germanium (taille, taux d'impuretés, etc.) mais surtout par leur applications. Le premier détecteur est conçu spécifiquement pour une application spatiale et fut le prototype de l'instrument Mars Odyssey/GRS. Le cristal est scellé sous vide dans une capsule de titane.

Le second détecteur comporte un cristal HPGe non encapsulé et est conçu pour des applications classiques en laboratoire. Son montage est cependant conçu pour permettre la mesure des courants de fuite à la fois dans le volume du cristal et dans la couche passive (système avec anneau de garde). Contrairement à la plupart des détecteurs HPGe coaxiaux de type n, sa polarisation nécessite une tension négative (électrode interne à la masse et surface externe polarisée négativement).

Chaque chaîne de détection comportait une alimentation haute tension (Tenelec 950) et un amplificateur (Tenelec TC244). Un seul analyseur multicanaux (Canberra Eurisys Multiport 2), contrôlé par le logiciel GENIE-2000, ne permettait l'acquisition que d'une seule chaîne à la fois.

Détecteur	Détecteur 1	Détecteur 2
Fabricant	Eurisys Measurements	Eurisys Measurements
No de série	73017	72960
Date d'acquisition	Juillet 1998	Novembre 1997
Cristal de germanium		
Taille (haut. × diam.) [mm]	67 × 67	60.4 × 52.5
Trou interne (haut. × diam.) [mm]	57 × 12	45 × 10
Volume sensible [cm ³]	226	122
Poids du cristal [g]	1200	649
Type d'impuretés	n	n
Concentration des impuretés [cm ⁻³]	7.5 – 8.5 · 10 ⁹	NA
Tension de déplétion [V]	2500	3000
Préamplificateur	PSC 761	PSC 721
Tension de polarisation [V]	+ 3500	- 3500
Montage du cryostat	Vertical Dipstick	Horizontal Integral
Performances de détection à 1.33 MeV		
FWHM [keV]	2.3	1.84
Rapport FWHM/FWTM	1.96	2.5
Efficacité relative	49.4%	30%
Rapport Pic/Compton	54.5	53

TAB. 3.4: Propriétés des détecteurs utilisés pour les tests d'irradiation.

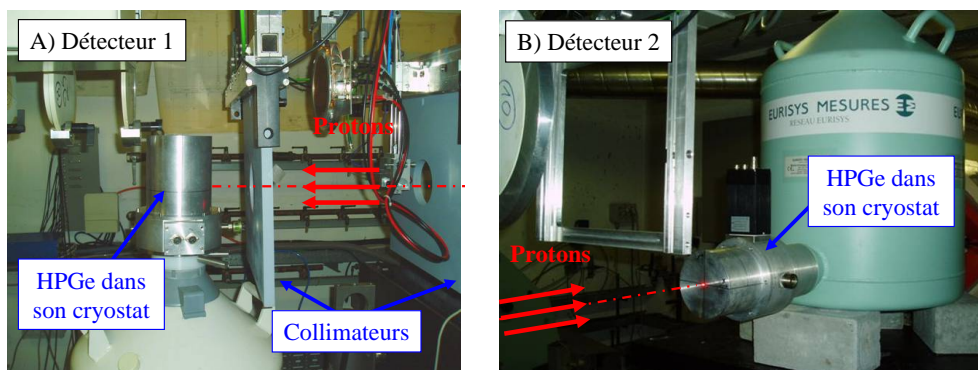


FIG. 3.9: Photographies des détecteurs 1 et 2 dans la ligne LIF (CRC, Louvain-la-Neuve).

Faisceau de protons et accélérateur

Les irradiations ont été réalisées au moyen de l'accélérateur principal du CRC, le cyclotron CYCLONE-110. Les réglages du faisceau de protons étaient les mêmes lors des deux campagnes : les protons étaient accélérés à une énergie de 70 MeV dans le cyclotron. D'après les mesures et les simulations numériques [Cabrera, 2005], ces protons atteignent la chambre de test avec une énergie moyenne de 63 MeV après avoir traversé plusieurs matériaux (diffuseur, air, collimateurs). Le faisceau était horizontal avec une section circulaire de 10 cm de diamètre. La position de la cible par rapport au faisceau était ajustée au moyen d'un pointage laser.

A l'exception des collimateurs, aucun matériel particulier n'était placé sur la trajectoire des protons à proximité de la cible afin d'éviter la génération de neutrons secondaires. La pollution du faisceau par des neutrons était négligeable en comparaison à la production de neutrons dans la cible elle-même (estimée à environ 5 % d'après les simulations).

3.4.2 Irradiations et recuits du détecteur 1

Aspects de dosimétrie

Afin d'évaluer l'énergie des protons incidents, de connaître leur pénétration dans les différents matériaux du détecteur et surtout d'évaluer précisément la dose déposée dans le cristal de germanium, des simulations Monte-Carlo ont été réalisées au moyen de GEANT4 avec une géométrie détaillée du détecteur et de la ligne de protons.

La figure 3.10 illustre la géométrie du détecteur 1, telle que définie dans les simulations. Les principaux éléments du détecteur sont : le cristal de germanium, la capsule de titane qui le scelle et le cryostat en aluminium dont les pièces principales sont l'écran thermique, le capot et le support de la capsule.

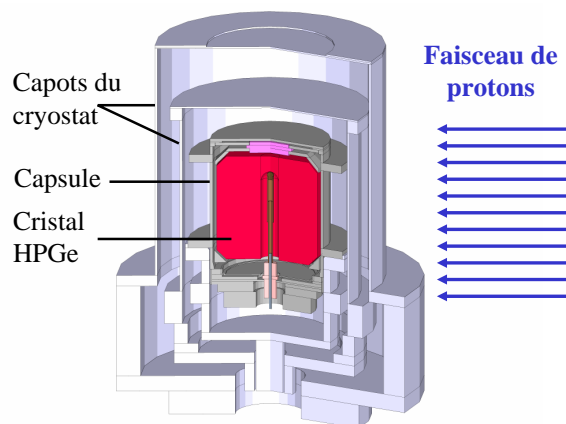


FIG. 3.10: Géométrie du détecteur 1 utilisée dans les simulations GEANT4.

La figure 3.11 illustre la distribution en énergie des protons avant et après atténuation dans les matériaux (cryostat et capsule) entourant le germanium. Si l'énergie des protons en sortie de l'accélérateur est de 70 MeV, ceux-ci atteignent le cryostat avec une énergie de 63 MeV et le cristal de germanium avec une énergie moyenne de 49.4 MeV (maximum de la distribution à 51 MeV). Il est à noter que la distribution des protons pénétrant le HPGe est non symétrique et particulièrement étalée : la géométrie cylindrique du détecteur engendre une non-uniformité dans les épaisseurs de matériaux traversés.

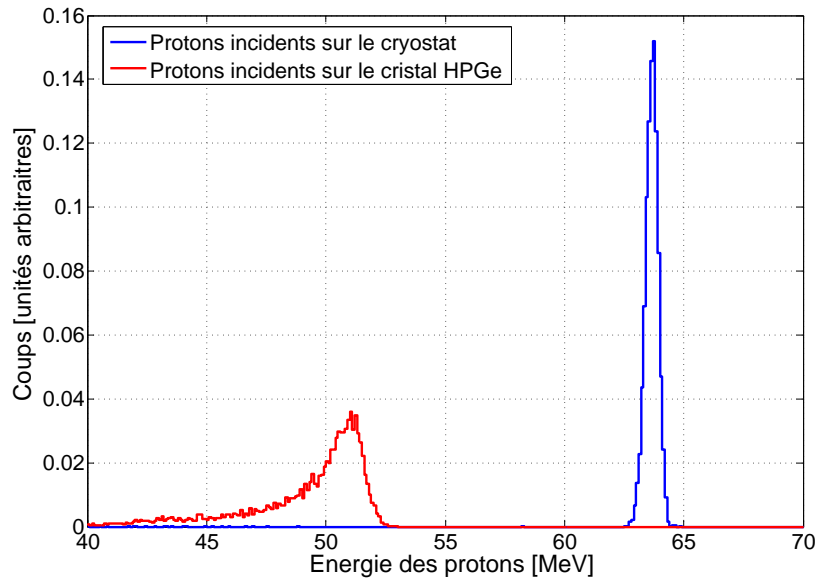


FIG. 3.11: Distribution en énergie des protons incidents sur le détecteur 1 (simulation GEANT4).

La figure 3.12 montre la distribution spatiale du dépôt d'énergie ionisante et non-ionisante dans le cristal de germanium du détecteur 1. Le calcul a été réalisé suivant une approche hybride : le suivi de la trajectoire et le dépôt de dose ionisante des protons dans le cristal ont été simulés avec GEANT4 tandis que la dose non-ionisante a été calculée au moyen des valeurs de NIEL évaluées par [Jun *et al.*, 2003] dans le cas du germanium⁹.

Avec une énergie autour de 50 MeV, les protons pénètrent d'environ 7 mm dans le germanium, délimitant ainsi une zone irradiée dans le cristal d'environ 31 cm³ (soit 14 % du volume sensible). De plus, dans cette région la distribution de dose n'est pas uniforme : plus l'énergie des protons est faible, plus leur dépôt d'énergie est élevé, ce qui résulte en un maximum appelé *pic de Bragg* correspondant à la fin du parcours des protons.

Si le ralentissement des protons dans la matière est essentiellement dicté par les processus ionisants, les dommages (ou déplacements atomiques) sont eux créés par les pertes d'énergie non-ionisantes (cf. section 3.2.2). Comme pour la dose ionisante, la distribution de dose non-ionisante est également caractérisée par un maximum, cependant moins prononcé, correspondant à la fin de la trajectoire des protons.

Enfin, les projections (X,Z) et (Y,Z) montrent l'absence de dépôt d'énergie sur les parties supérieure et inférieure du cristal. Ceci est en fait dû aux deux collerettes et au support de la capsule qui, étant donné leur épaisseur, arrêtent complètement les protons.

⁹Notons que GEANT4 ne permet encore de modéliser microscopiquement toutes les contributions au NIEL, en particulier les diffusions coulombiennes multiples.

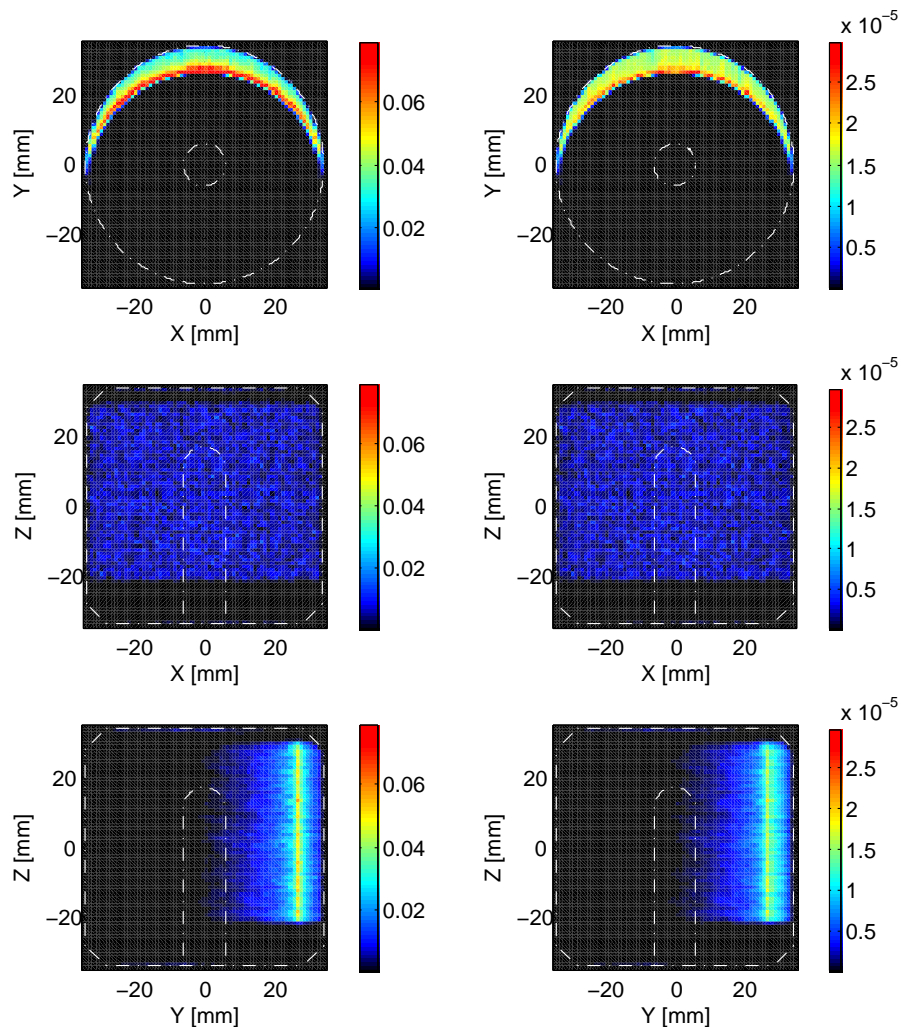


FIG. 3.12: Dépôts d'énergie ionisante (gauche) et non-ionisante (droite) dans le cristal de germanium du détecteur 1 (simulation GEANT4). Pour chacune des trois vues, la dose a été moyennée suivant l'axe de projection. Les valeurs de dose indiquées sur la barre de couleur sont exprimées en MeV/mm^3 et normalisées à une fluence de protons de $1 \text{ p}/\text{cm}^2$. Les lignes interrompues blanches correspondent aux contours du cristal de germanium.

Evolution de la résolution avec les irradiations

La figure 3.13 montre l'évolution du pic à 1.33 MeV en fonction de la fluence de protons à laquelle a été exposé le détecteur 1. Les spectres correspondent à des mesures faites au cours des deux campagnes dans des conditions identiques (position de la source, temps d'acquisition, réglages de l'amplificateur, etc.). Avant irradiation, les résolutions FWHM et FWTM à 1.33 MeV étaient respectivement de 2.44 keV et 4.58 keV. Après irradiation avec une fluence de $10^9 \text{ p}/\text{cm}^2$, ces valeurs se sont légèrement dégradées à 2.50 et 5.0 keV

respectivement. C'est à partir de $5 \cdot 10^9$ p/cm² que la forme du pic s'est significativement altérée avec un épanchement à plus basse énergie. Cette large structure s'étalant sur plus de 100 keV a été observée sur toutes les raies du spectre et correspond à la réponse de la partie endommagée du cristal. Pour des fluences au-delà de $2 \cdot 10^{10}$ p/cm², cette structure semble disparaître dans le continuum en laissant toujours un pic de pleine énergie fort dégradé.

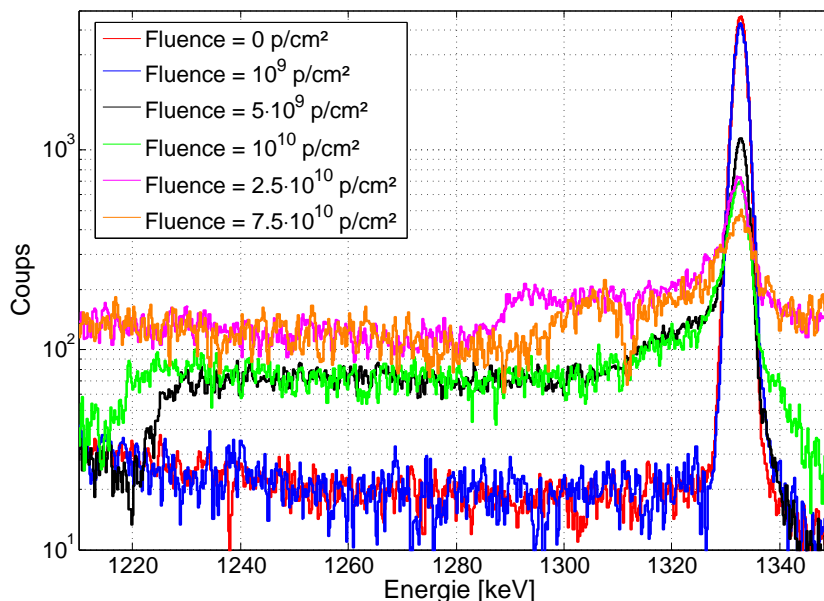


FIG. 3.13: Evolution de la forme du pic à 1.33 MeV en fonction de la fluence de protons.

La figure 3.14 illustre l'évolution de la résolution FWHM du pic à 1.33 MeV en fonction de la fluence de protons. Chaque courbe correspond à une position particulière de la source de calibration (⁶⁰Co) par rapport à la zone irradiée du cristal. Conformément à ce qui était attendu, la résolution la plus dégradée est mesurée pour une source placée devant la zone irradiée. L'évolution de la résolution est cependant similaire pour les quatre positions, ce qui montre que les régions non-irradiées du cristal sont également affectées. D'après ces mesures, il semble que le seuil en fluence à partir duquel la dégradation de la résolution est visible se situe dans l'intervalle de $5 \cdot 10^8$ à 10^9 p/cm². D'après le tableau 3.1, ces valeurs sont comparables à celles mesurées pour des irradiations de neutrons ($5 \cdot 10^8$ à $3 \cdot 10^9$ p/cm² suivant l'énergie des neutrons) mais supérieures d'environ un ordre de grandeur à celles mesurées pour des irradiations avec des protons énergétiques ($5 \cdot 10^7$ p/cm² pour des protons de 1.5 GeV et $7 \cdot 10^7$ p/cm² pour des protons de 5 GeV).

Etant donné la répartition des dommages dans le cristal, l'évolution de la forme du pic observée dans ce cas est différente de la "queue exponentielle" observée classiquement dans bon nombre d'études comme [Brückner *et al.*, 1991] [Koenen *et al.*, 1995] ou [Borrel *et al.*, 1999]. Les mécanismes de dégradation en jeu sont cependant les mêmes que dans les cas des dommages dus aux neutrons ou aux protons de haute énergie : les

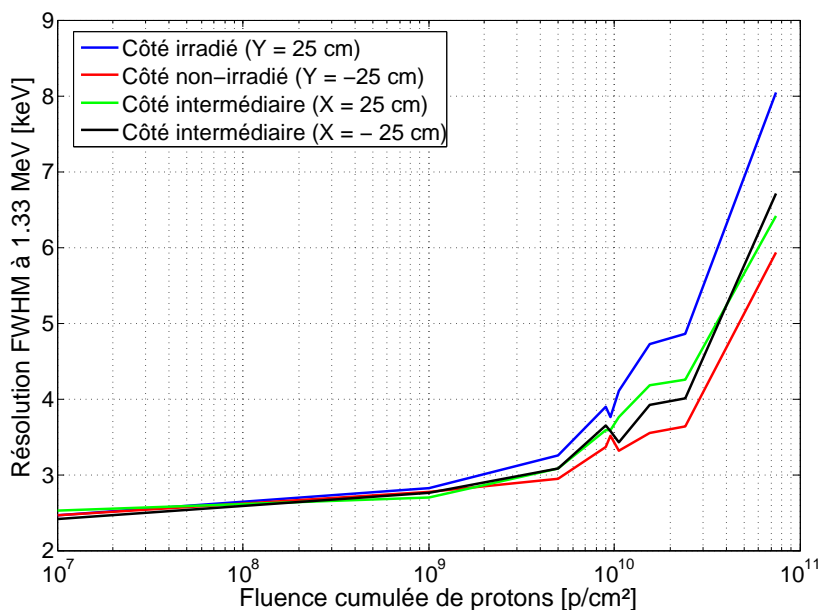


FIG. 3.14: Evolution de la résolution (FWHM à 1.33 MeV) en fonction de la fluence de protons, pour différentes positions de la source γ par rapport à la zone irradiée.

défauts créés dans la structure cristalline agissent essentiellement comme des impuretés de type p, piégeant ainsi les trous.

Evolution de la résolution avec les recuits

Après chacune des deux campagnes d'irradiations, le détecteur a été transporté, sans être refroidi, de Louvain-la-Neuve à Toulouse où il a subi une série de recuits. Les figures 3.15 et 3.16 illustrent l'évolution de la forme du pic à 1.33 MeV avec les recuits réalisés respectivement après la seconde campagne (fluence totale de $5 \cdot 10^9$ p/cm²) et la première campagne (fluence totale de $7.5 \cdot 10^{10}$ p/cm²).

En comparaison avec le spectre mesuré directement après une irradiation avec $5 \cdot 10^9$ p/cm² (figure 3.13, courbe noire), le court cycle thermique subi par le détecteur durant son transport (montée progressive de la température jusqu'à environ 0°C) (figure 3.15, courbe rouge) a fortement réduit l'extension de l'épaule de 100 keV à 30 keV environ. Un deuxième pic est même apparu à l'extrémité basse énergie de la structure. Les recuits successifs ont progressivement réduit la structure en forme d'épaule, pour laisser une queue exponentielle et enfin retrouver la forme gaussienne initiale (7 jours à 80°C).

La forme des pics mesurés lors des recuits après la seconde campagne (figure 3.15) est singulièrement différente de celle affichée après la première campagne (figure 3.16). Cette différence de comportement est due à la perte de la région endommagée dans le cas de la

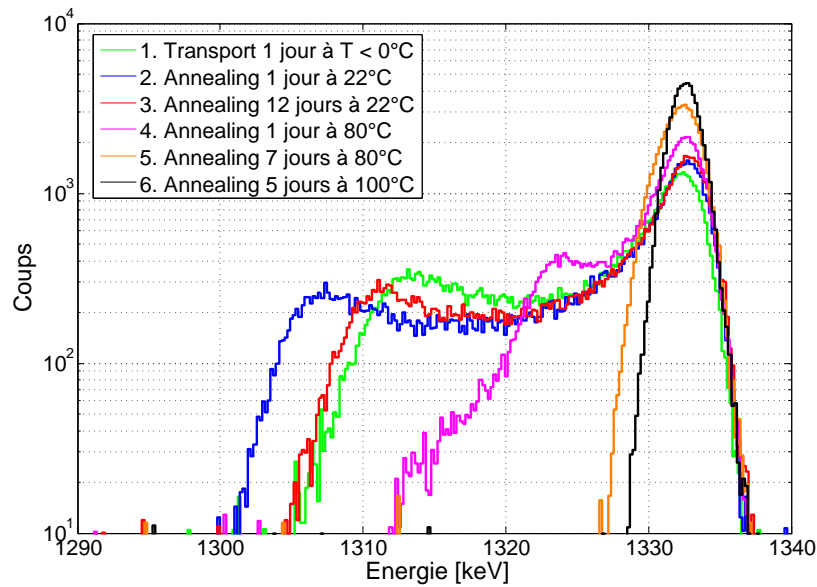


FIG. 3.15: Evolution du pic à 1.33 MeV avec les recuits après la deuxième campagne.

première campagne pour laquelle la fluence cumulée était nettement supérieure. Les pics montrés à la figure 3.16 présentent une queue exponentielle décroissante à basse énergie, ce qui se rapproche des allures classiquement observées pour une dégradation uniforme des détecteurs HPGe de type n par des neutrons ou protons de haute énergie.

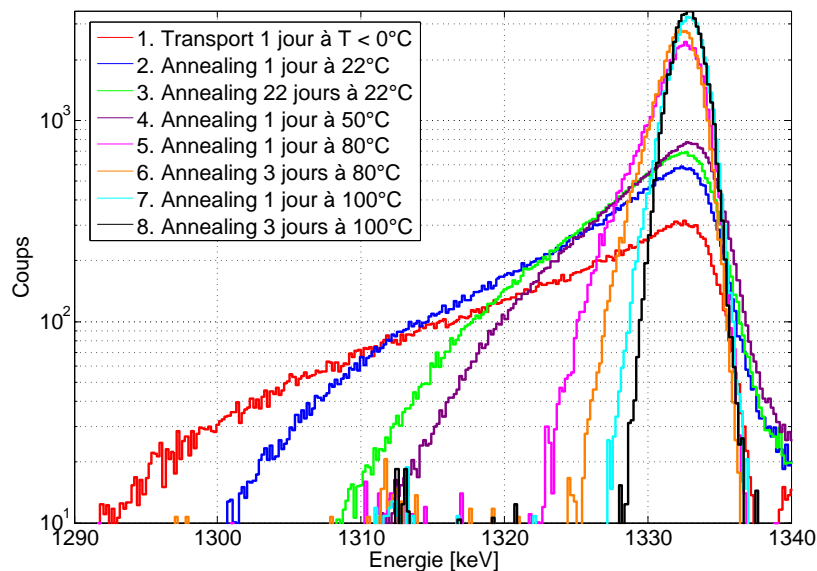


FIG. 3.16: Evolution du pic à 1.33 MeV avec les recuits après la première campagne.

La figure 3.17 résume l'évolution de la forme du pic à 1.33 MeV au cours des recuits réalisés après la première campagne d'irradiations. Comme observé par [Brückner *et al.*, 1991], un court cycle thermique à des températures n'excédant pas 0°C a pour effet de dégrader fortement la résolution du pic par rapport à celle mesurée après irradiation. Ceci révèle une dynamique importante au niveau des dommages causés dans la structure cristalline.

Les recuits réalisés par la suite à température ambiante ont permis de réduire significativement la résolution mais leur efficacité ne semble valable que sur des périodes de quelques heures. De la même manière, les recuits réalisés à une température de 50°C n'ont pas apporté d'amélioration significative par rapport à ceux réalisés à température ambiante. Les recuits réalisés par la suite à 80°C sur une période cumulée de 4 jours ont permis de retrouver une résolution très satisfaisante (3.3 keV). Enfin, ceux réalisés à 100°C sur 4 jours ont permis de retrouver la résolution initiale du détecteur (2.4 keV).

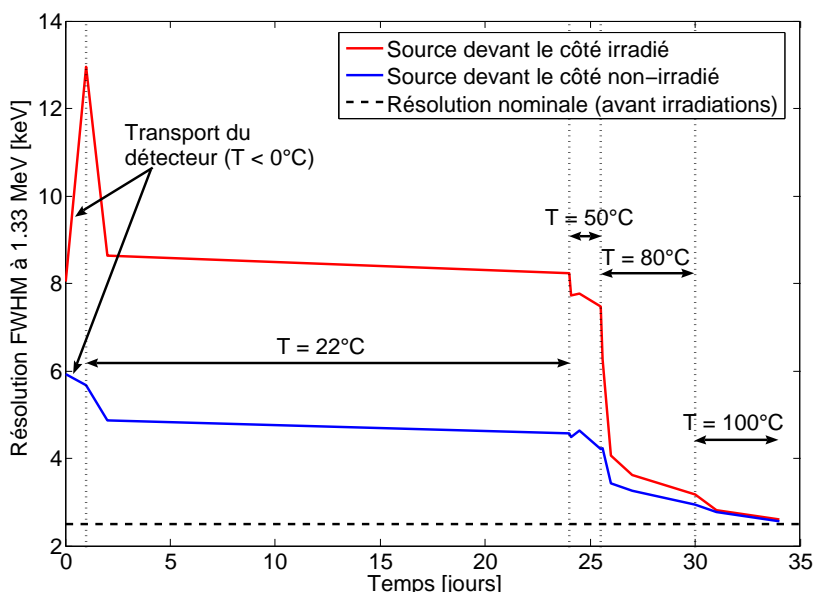


FIG. 3.17: Evolution de la résolution (FWHM à 1.33 MeV) avec les recuits après la première campagne d'irradiations.

Notons qu'un profil similaire a été obtenu pour la résolution à d'autres énergies en fonction des recuits. D'autre part, les tests de recuit réalisés à la suite de la seconde campagne d'irradiations mènent à des conclusions identiques.

Evolution de l'efficacité de détection

L'analyse de l'aire des pics illustrés à la figure 3.13 a montré une chute importante de l'efficacité du détecteur pour une fluence cumulée supérieure à 10^{10} p/cm². Cette dégra-

dation correspond en réalité à la disparition de l'épanchement situé du côté basse énergie du pic. Les mesures faites pour différentes positions de la source et à différentes énergies, combinées aux simulations numériques (figure 3.18), démontrent clairement que la diminution d'efficacité correspond à la perte de la zone irradiée du cristal, qui représente un volume de 31 cm^3 . Qu'il s'agisse de l'efficacité de pic ou de l'efficacité totale, tout indique que le volume correspondant à la zone endommagée par les protons agit comme une couche morte (et donc comme un écran pour les photons gamma) sans affecter le fonctionnement du reste du cristal et en particulier la collecte des porteurs de charge.

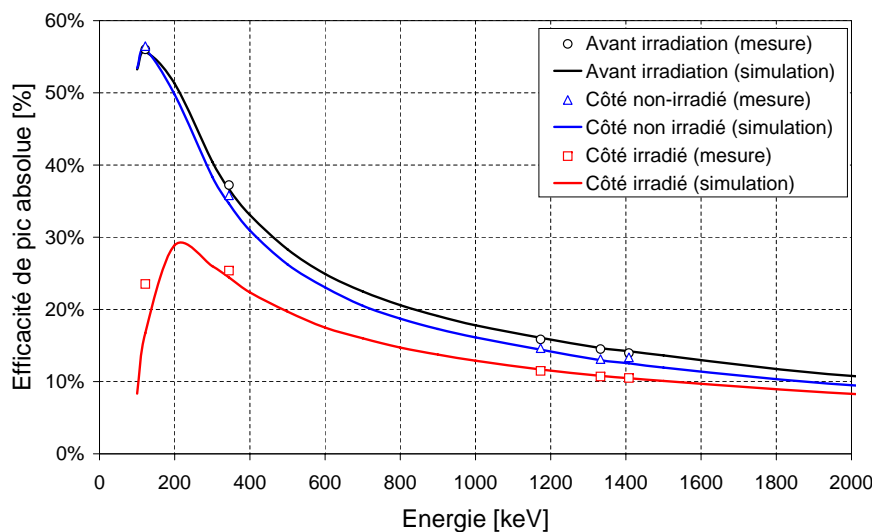


FIG. 3.18: Perte d'efficacité de pic après la première campagne d'irradiations : comparaison des mesures avec les simulations (GEANT4).

Par ailleurs, contrairement à la résolution, les recuits n'ont pas permis de récupérer, même partiellement, l'efficacité perdue.

Mesures à tension variable

Les mesures faites à différentes valeurs de la tension de polarisation (figure 3.19) montrent que la tension de déplétion, initialement à 2400 V, a baissé à environ 2000 V après la série d'irradiations de la première campagne. Un comportement identique a été observé à la suite d'irradiations avec des protons de 1.5 GeV [Koenen, 1996]. Ceci révèle d'importants changements dans la concentration effective d'impuretés du cristal : la densité d'accepteurs (impuretés de type p) a augmenté par rapport à celles de donneurs (type n). Les recuits ont permis de résorber quelque peu ce décalage observé et surtout d'homogénéiser le comportement entre les côtés irradié et non-irradié.

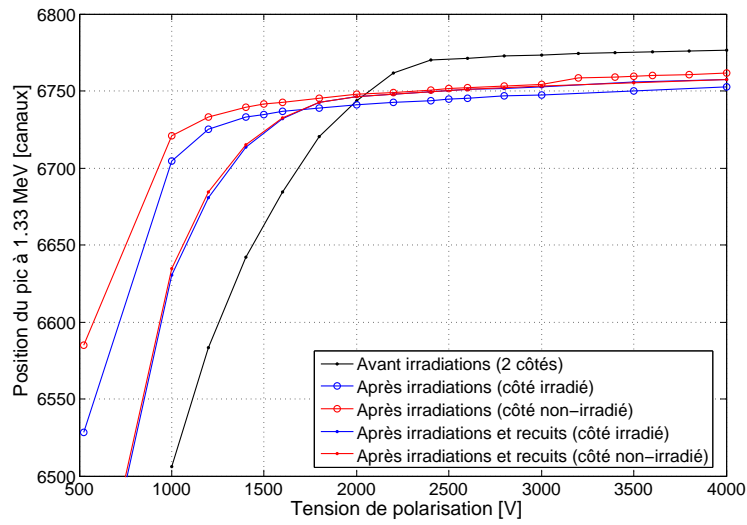


FIG. 3.19: Position du pic à 1.33 MeV en fonction de la tension de polarisation avant irradiations, après irradiations et après recuits (campagne 1).

La diminution de la tension de déplétion s’observe aussi sur les courbes des taux de comptage total (spectre entier) et du pic à 1.33 MeV (figure 3.20). Notons de plus que l’augmentation de la tension au-delà de la tension nominale (3500 V) n’améliore aucunement le taux de comptage (i.e. l’efficacité de pic), contrairement à ce qui a pu être observé sur l’instrument WIND/TGRS [Kurczynski *et al.*, 1999] (cf. section 3.5.1).

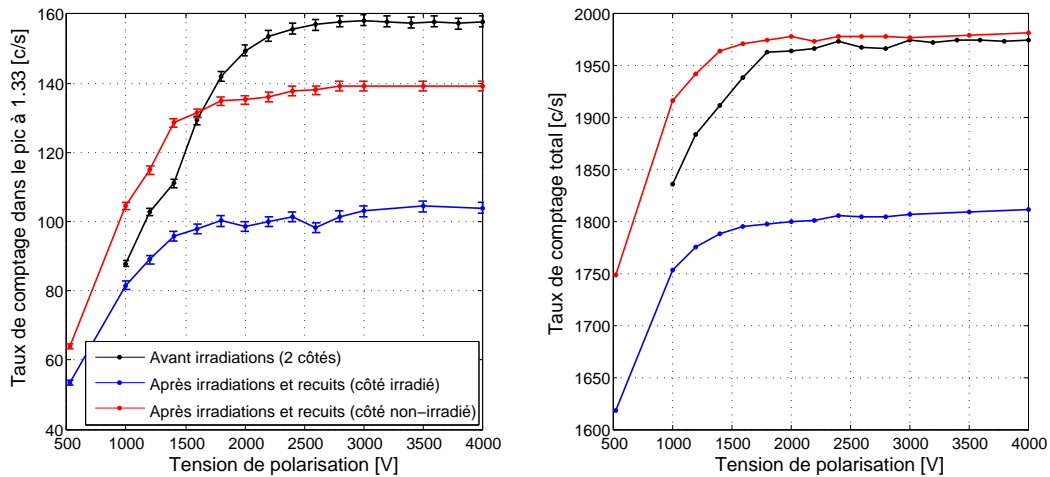


FIG. 3.20: Taux de comptage dans le pic à 1.33 MeV et dans le spectre en fonction de la tension de polarisation, avant irradiations et après irradiations et recuits (campagne 1).

3.4.3 Irradiations et recuits du détecteur 2

Le second détecteur a été irradié une seule fois avec une fluence de 10^{10} p/cm². Afin de caractériser les effets d'auto-recuit (ou *self-annealing*), il a été maintenu à température ambiante pour l'irradiation et immédiatement refroidi ensuite.

Comme le montre la configuration d'irradiation (figure 3.21), le faisceau de protons était dirigé parallèlement à l'axe du détecteur si bien que l'épaisseur d'aluminium à traverser pour les protons avant d'atteindre le germanium était constante. Par ailleurs, le cristal de germanium n'étant pas encapsulé, cette épaisseur (environ 1.4 mm d'aluminium) était faible comparée à celle du détecteur 1. D'après les simulations, les protons atteignent le cristal HPGe avec une distribution en énergie symétrique et peu étalée, ayant une moyenne de 59 MeV. Leur profondeur de pénétration dans le cristal est d'environ 9 mm.

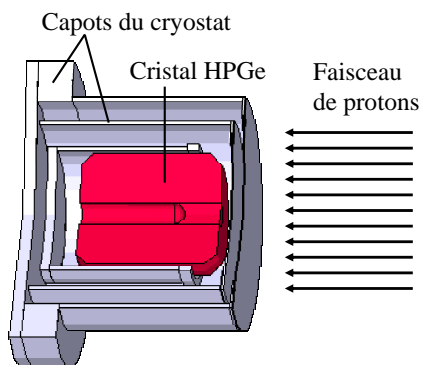


FIG. 3.21: Détecteur 2 : géométrie et disposition par rapport au faisceau (GEANT4).

Le tableau 3.5 résume l'évolution des performances du détecteur avec l'irradiation et les recuits qui ont suivi. En comparaison avec les données du fabricant (table 3.4), la résolution du détecteur était déjà significativement dégradée avant irradiation (3.76 keV à 1.33 MeV), ce qui semble dû à de mauvaises conditions de stockage.

Mesure	Résolution en énergie (FWHM à 1.33 MeV)	Efficacité intrinsèque (pic à 1.33 MeV)
Avant irradiation	3.76 keV	11.97%
Après irradiation (10^{10} p/cm ²)	3.79 keV	7.47%
Après le 1 ^{er} recuit (25 jours à 22° C)	5.30 keV	7.71%
Après le 2 ^{ème} recuit (2 mois à 22° C)	5.19 keV	7.83%
Après le 3 ^{ème} recuit (4 jours à 80° C)	2.50 keV	7.47%

TAB. 3.5: Evolution des performances du second détecteur avec l'irradiation et les recuits qui ont suivi. Toutes ces mesures ont été réalisées avec une source de ⁶⁰Co placée devant la zone irradiée du cristal (sur l'axe de symétrie) à une distance de 25 cm de celui-ci.

La dégradation de la résolution n'est pas apparue lors des mesures faites une douzaine d'heures après irradiation mais seulement après un recuit à température ambiante de plusieurs jours. Ceci impliquerait qu'une période de plusieurs jours soit nécessaire pour que des défauts secondaires s'activent et diffusent depuis la partie irradiée dans le reste du cristal. Un recuit d'un mois supplémentaire à température ambiante n'a eu que peu d'effet sur l'amélioration de la résolution. Un seul recuit à haute température (80°C) a été réalisé sur une durée de 4 jours et a permis de retrouver un très bon niveau de résolution¹⁰.

Comme pour le premier détecteur, une perte d'efficacité a été observée directement après irradiation et n'a pu être récupérée avec les recuits (figure 3.22). Les mesures effectuées avant et après irradiation montrent que l'efficacité absolue à 1.33 MeV est ainsi passée de 12% à 7.5%. Comme dans le cas du premier détecteur, ces mesures sont en bon accord¹¹ avec les simulations numériques faites en supposant la perte d'une couche de 9 mm, ce qui correspond à un volume de 19 cm³.

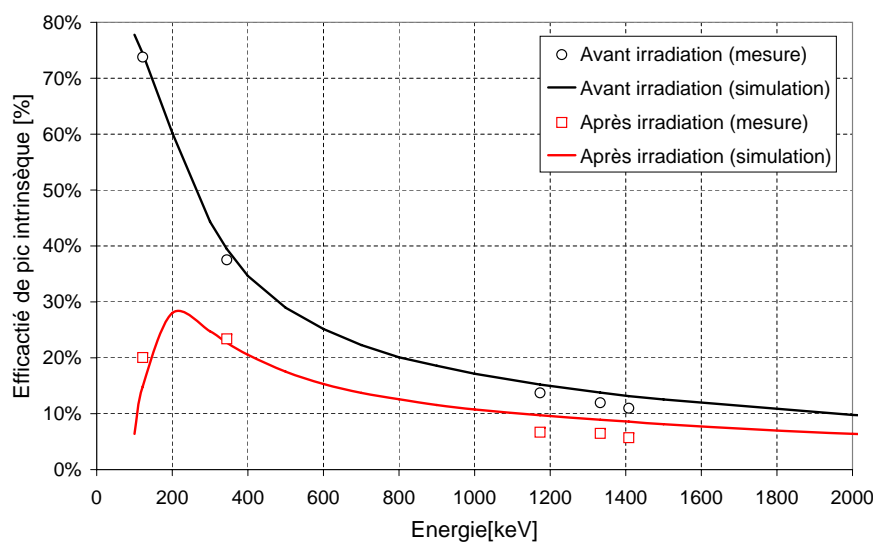


FIG. 3.22: Perte d'efficacité du détecteur 2 à la suite de l'irradiation : comparaison des mesures avec les simulations (GEANT4).

¹⁰Notons que le nombre de recuits à haute température a été volontairement limité pour le second détecteur : contrairement au détecteur 1, celui-ci n'a pas été conçu pour subir plusieurs cycles thermiques importants.

¹¹Remarquons que l'écart observé à haute énergie entre mesures et simulations est dû au montage particulier du détecteur (système avec anneau de garde) qui implique qu'une tranche du cristal proche de la surface passivée n'est pas déplétée. Les simulations n'ont pas pris en compte cette particularité et surestiment systématiquement l'efficacité.

3.4.4 Suivi de l'activation

La figure 3.23 montre la superposition de deux spectres, l'un correspondant au "bruit de fond" naturel et l'autre à l'activation du détecteur 1, trois jours après sa dernière irradiation. Ces deux spectres ont été enregistrés au CESR, dans des conditions identiques, au moyen d'un détecteur HPGe autre que celui irradié.

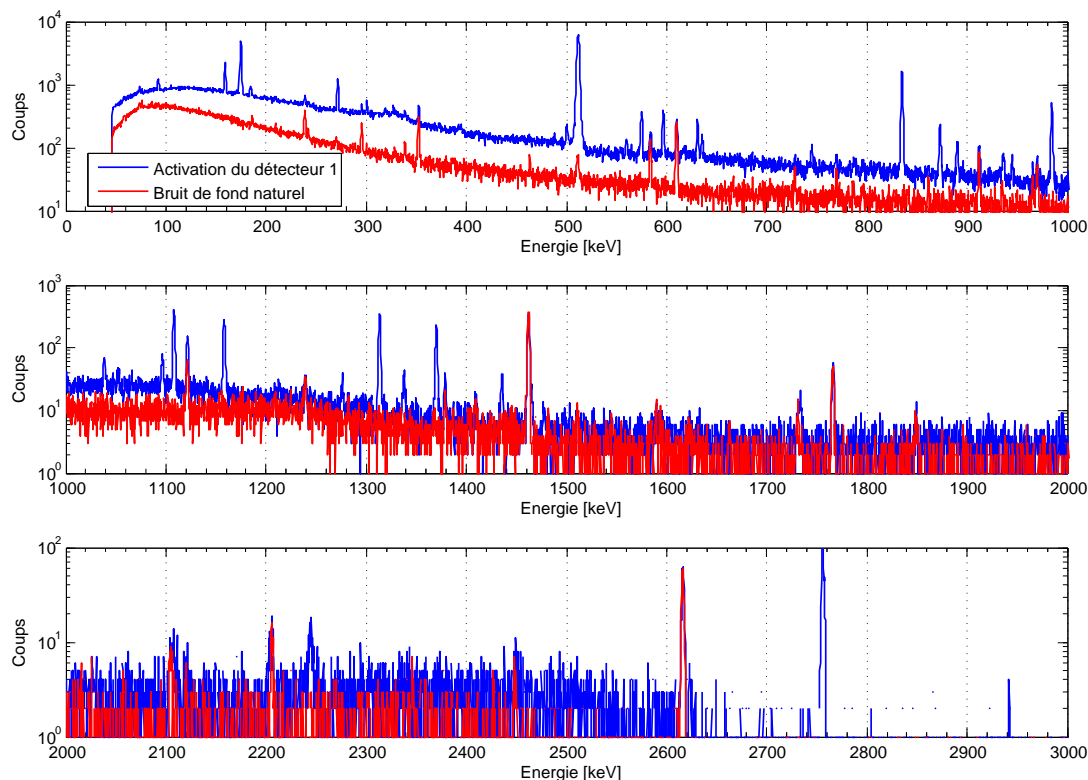


FIG. 3.23: Activation du détecteur 1 en comparaison au "bruit de fond" naturel (spectres de 1000s mesurés avec un autre détecteur HPGe au CESR le 9/03/2006).

La comparaison des deux spectres a permis d'établir une première liste des raies d'activation. Cette liste, présentée au tableau 3.6, a par la suite été complétée par l'analyse plus fine de l'ensemble des spectres de bruit de fond enregistrés après irradiation sur une échelle de temps allant de quelques minutes à plusieurs mois après irradiation. L'identification des transitions nucléaires a été réalisée au moyen de la table des isotopes de [Firestone *et al.*, 1996] et des tables de raies γ de radioactivité qui en dérivent¹². Pour les raies les plus intenses, la mesure de la demi-vie a permis de trancher parmi les différents radionucléides parents. Enfin, cette liste des raies d'activation a également été comparée à celles établies pour des détecteurs HPGe en vol comme Mars Odyssey/GRS [Evans *et al.*, 2002], WIND/TGRS [Weidenspointner *et al.*, 2005] et INTEGRAL/SPI [Weidenspointner *et al.*, 2003].

¹²L'ensemble de ces tables est disponible en ligne : <http://isotopes.lbl.gov/decay.html>.

Toutes les raies identifiées proviennent de l'activation des trois principaux matériaux constituant le détecteur 1, à savoir :

- Le germanium, présent sous la forme de 5 isotopes naturels : ^{70}Ge (20.84%), ^{72}Ge (27.54%), ^{73}Ge (7.73%), ^{74}Ge (36.28%) et ^{76}Ge (7.61%) ;
- Le titane composant la capsule et possédant également 5 isotopes : ^{46}Ti (8.25%) ^{47}Ti (7.44%), ^{48}Ti (73.72%), ^{49}Ti (5.41%) et ^{50}Ti (5.18%) ;
- L'aluminium (^{27}Al), utilisé pour l'ensemble des pièces du cryostat.

E_{mes} [keV]	E_{ref} [keV]	Radionucléide parent	Demi-vie $T_{1/2}$	Origine	Note
53.1	53.44	^{73}As		HPGe	
65.6	66.71	^{73}As		HPGe	53.44 + 13.27
158.6	159.37	^{47}Sc		Capsule	
174.5	174.95	^{71}As		HPGe	
183.9	184.58	^{67}Ga (ou ^{67}Cu)		HPGe	
271.0	271.13	^{44}Sc		Capsule	
300.1	300.22	^{67}Ga (ou ^{67}Cu)		HPGe	
326.3	326.79	^{71}As		HPGe	
499.8	499.88	^{71}As		HPGe	
511.2	511.00	Annihilation		Divers	
559.3	559.10	^{76}As		HPGe	
574.0	574.17	^{69}Ge		HPGe	
595.7	595.87	^{74}As		HPGe	
630.1	629.95	^{72}Ga (ou ^{72}As)		HPGe	
634.8	634.78	^{74}As		HPGe	
744.3	744.23	^{52}Mn		Indéterminé	
834.0	834.01	^{72}Ga (ou ^{72}As)		HPGe	
871.9	872.14	^{69}Ge		HPGe	
889.3	889.28	^{46}Sc		Capsule	
935.0	935.54	^{52}Mn		Indéterminé	
944.0	944.10	^{48}V (ou ^{48}Sc)		Capsule	
983.4	983.52	^{48}V (ou ^{48}Sc)		Capsule	
1037.1	1037.60	^{48}V (ou ^{48}Sc)		Capsule	
1050.0	1050.73	^{72}Ga (ou ^{72}As)		HPGe	
1095.2	1095.49	^{71}As		HPGe	
1106.7	1107.01	^{69}Ge		HPGe	
1115.2	1115.55	^{65}Zn (ou ^{67}Ge)		HPGe	
1156.2	1157.03	^{44}Sc		Capsule	
1274.4	1274.53	^{22}Na		Cryostat	
1312.0	1312.10	^{48}V (ou ^{48}Sc)		Capsule	
1336.7	1336.72	^{69}Ge		HPGe	
1368.5	1368.63	^{24}Na		Cryostat	
1434.0	1434.07	^{52}Mn		A définir	
1730.7	1731.63	^{24}Na		Cryostat	
2242.5	2242.83	^{24}Na		Cryostat	
2753.0	2754.03	^{24}Na		Cryostat	

TAB. 3.6: Raies d'activation retardées émises par le détecteur 1 après irradiation.

Notons que des simulations ont été réalisées avec GEANT4, en particulier avec le module *G4RadioactiveDecay*, pour tenter de reproduire les raies d'activation observées. Les résultats obtenus se sont révélés peu satisfaisants et montrent que certaines améliorations du code sont encore nécessaires¹³ pour atteindre une fiabilité équivalente à d'autres codes comme MGGPOD [Weidenspointner *et al.*, 2005].

L'enregistrement des spectres de bruit de fond après l'irradiation a également permis de quantifier la décroissance du taux de comptage global dans le spectre. La figure 3.24 montre que le taux de comptage total atteint une valeur correspondant à deux fois celle du niveau naturel (avant irradiation) respectivement ~ 10 jours après une irradiation à $5 \cdot 10^9$ p/cm² (seconde campagne) et ~ 100 jours après une irradiation à $7.5 \cdot 10^{10}$ p/cm² (première campagne). La raie à 511 keV présente une décroissance beaucoup plus rapide que le taux de comptage total : l'aire du pic à 511 keV contribue au comptage total pour 10% après 1 jour et 2% après 50 jours. Enfin, en ce qui concerne le temps mort dans la mesure¹⁴, il suit un profil similaire au taux de comptage total : il valait 70% 12 heures après l'irradiation à $7.5 \cdot 10^{10}$ p/cm², 7% après 10 jours et 1% après 100 jours, alors que sa valeur nominale était de 0.8%.

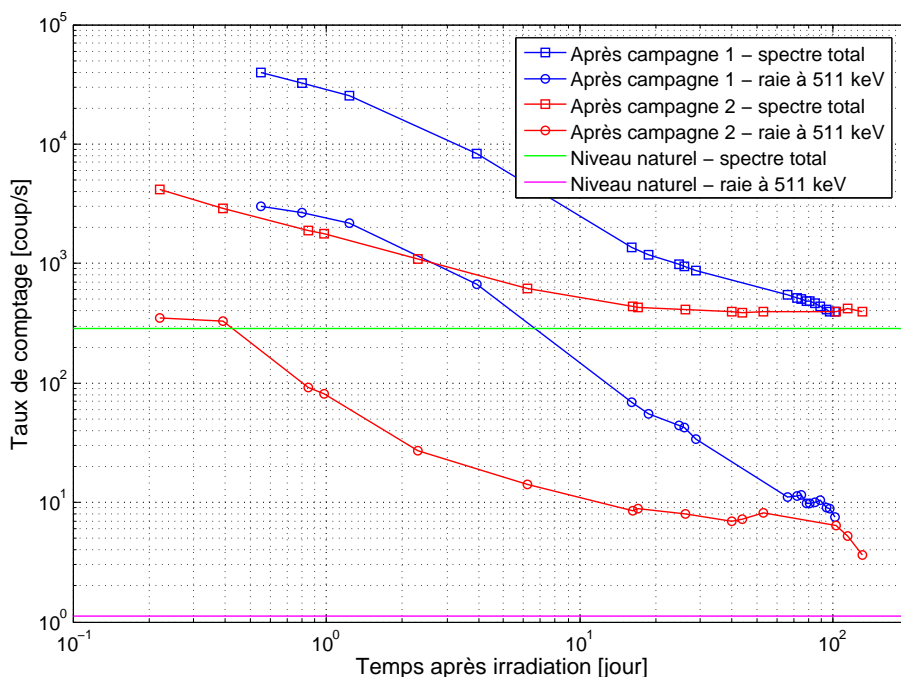


FIG. 3.24: Décroissance du taux de comptage (au total dans le spectre et dans le pic à 511 keV) pour le détecteur 1 après chacune des deux campagnes d'irradiations.

¹³Notons en particulier que les modèles de collisions élastiques et inélastiques de protons ne prennent pas en compte les distributions isotopiques des éléments, alors que c'est le cas pour les modèles neutroniques de haute précision.

¹⁴Le temps mort (en %) est défini par le rapport $\frac{\text{temps réel} - \text{temps actif}}{\text{temps réel}}$.

3.5 Interprétation des résultats

Les tests d'irradiations qui ont été réalisés avec les deux détecteurs de type n se singularisent quelque peu des études menées dans le passé, que ce soit par l'énergie des protons (50 ou 60 MeV suivant le détecteur) ou par les niveaux de dose utilisés (presque $7.5 \cdot 10^{10}$ p/cm²). Malgré la non-uniformité dans la dose déposée dans le cristal, plusieurs similitudes avec les autres études ont été observées (évolution de la dégradation de la résolution, de la forme des pics avec les irradiations et les recuits) et montrent que la nature des dommages est la même qu'il s'agisse de protons de haute ou basse énergie ou encore de neutrons.

3.5.1 Analyse de la perte d'efficacité

Le plus surprenant dans les résultats obtenus est sans aucun doute la perte d'efficacité observée à partir d'un niveau de fluence de 10^{10} p/cm², tant pour le premier que le second détecteur. Ce type de dégradation, bien que mentionné dans [Kurczynski *et al.*, 1999], n'avait à notre connaissance jamais été observé lors d'études expérimentales.

La "zone morte" dans le cristal identifiée pour chacun des deux détecteurs est une région qui n'est plus déplétée lorsque le cristal est mis sous tension. Les défauts (ou impuretés) de type p créés dans la structure cristalline à la suite de l'irradiation sont en concentration telle qu'ils ont dû au moins compenser la concentration d'impuretés de type n initialement dans le cristal. Le champ électrique étant nul dans cette région (figure 3.25), les porteurs de charge générés par ionisation ne peuvent être séparés et se recombinent très rapidement.

Par ailleurs, l'existence de cette région n'affecte pas la collecte des porteurs de charge en provenance du reste du cristal, en l'occurrence les trous en direction du contact P⁺. En un sens, la "zone morte" créée à la suite des irradiations agit de la même façon que les contacts P⁺ et N⁺ : elle ne contribue pas au volume sensible mais permet le passage des charges. La présence de cette "zone morte" a pour effet de déplacer la jonction entre la zone intrinsèque et le contact P⁺, et donc de la distribution du champ électrique dans le cristal.

3.5.2 Prédiction de la dégradation des détecteurs HPGe en vol

Comme il a été vu précédemment, les tests d'irradiations réalisés ne simulent pas complètement les conditions réelles d'une éruption solaire. Etant donné les contraintes matérielles du dispositif d'irradiation, les détecteurs ont été irradiés sur un côté seulement avec un faisceau parallèle de protons mono-énergétiques. Dans la réalité, les protons solaires sont distribués dans toutes les directions (flux isotrope) et sur une plage d'énergie allant de quelques MeV à ~ 300 MeV.

La figure 3.26 illustre le dépôt d'énergie ionisante et non-ionisante provoqué par des protons solaires dans un cristal HPGe identique à celui du détecteur 1 utilisé dans les

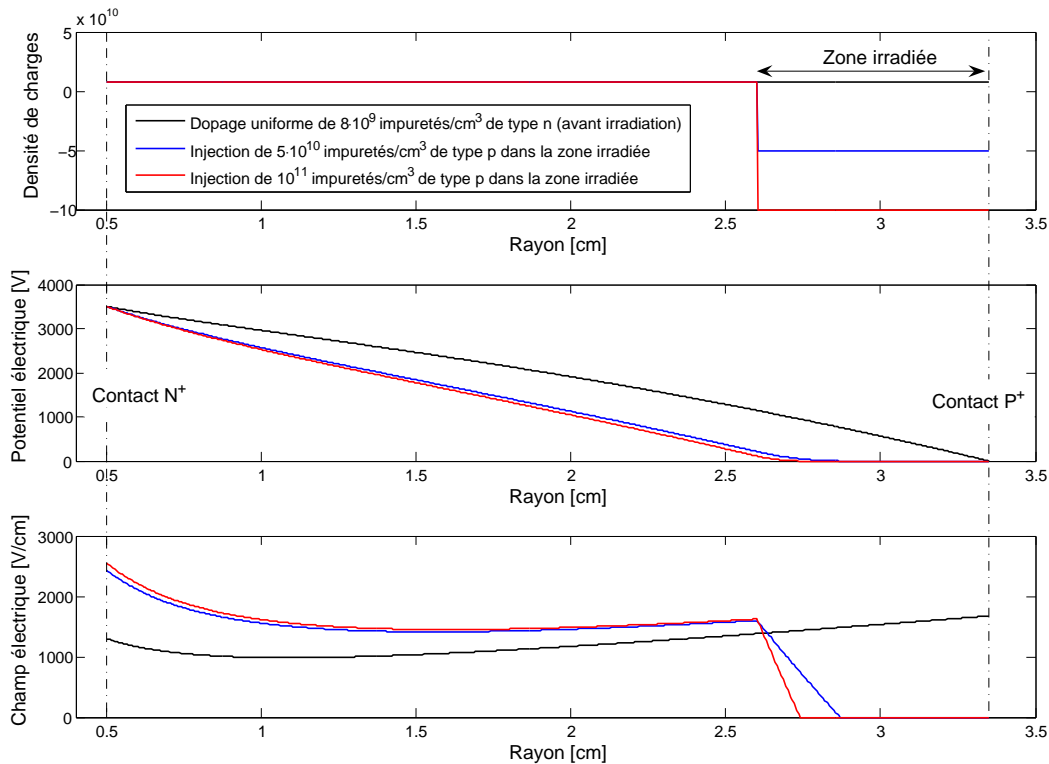


FIG. 3.25: Profils radiaux du dopage, du potentiel et du champ électrique dans le cristal de germanium du détecteur 1 : effet d'une forte injection d'impuretés de type p dans la zone irradiée. Les profils ont été obtenus par la résolution numérique de l'équation différentielle 2.5 dans le cas d'une polarisation du cristal de 3500 V.

tests, entouré d'un blindage de 5 g/cm^2 . Le calcul a été réalisé de la même manière que celui illustré à la figure 3.12 en prenant une distribution isotrope des protons avec un profil en énergie correspondant à l'événement solaire de 1972 (illustré à la figure 3.6). Ces distributions de dose sont à comparer à celles calculées dans la configuration des tests d'irradiation (figure 3.12).

La figure 3.27 illustre les histogrammes de la dose non-ionisante (volume du cristal affecté en fonction de la dose) calculés dans le cas de la configuration des irradiations (flux parallèle de protons énergétiques) et dans le cas de conditions réelles (SPE 1972, flux isotrope, blindage de 5 g/cm^2 entourant le HPGé).

Contrairement aux conditions expérimentales (protons mono-énergétiques), tout le cristal est susceptible d'être affecté par les protons solaires dans la réalité. Les deux histogrammes présentent un profil fort identique, à un facteur 2 près, pour des valeurs de dose élevées, autrement dit lorsque c'est la région externe du cristal qui est affectée (volume affecté inférieur à 15 cm^3). Par conséquent, les effets des dommages radiatifs observés

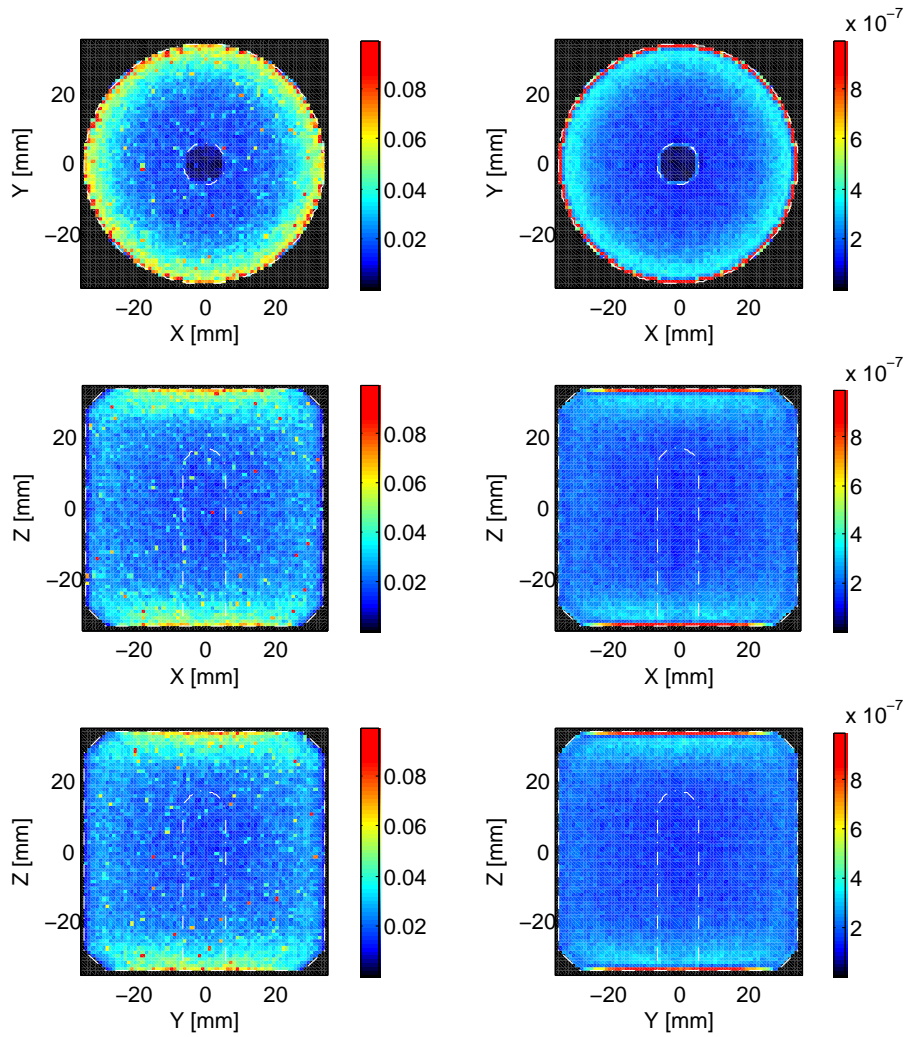


FIG. 3.26: Dépôts d'énergie ionisante (gauche) et non-ionisante (droite) dans le cristal de germanium du détecteur 1 (simulation GEANT4). Pour chacune des trois vues, la dose a été moyennée suivant l'axe de projection. Les valeurs de dose indiquées sur la barre de couleur sont exprimées en MeV/mm^3 et normalisées à une fluence intégrale unitaire ($1 \text{ p}/\text{cm}^2$) de protons d'une énergie supérieure à 60 MeV. Les lignes interrompues blanches correspondent aux contours du cristal de germanium.

dans les conditions expérimentales devront apparaître et évoluer de la même façon dans les conditions réelles. Le facteur 2 observé entre les deux distributions pour les doses élevées provient simplement de la différence entre les configurations d'irradiation : dans les tests toute la dose a été concentrée sur une moitié du cristal alors qu'elle est répartie de manière isotrope dans le cas réel.

Sur base des doses non-ionisantes calculées, il est possible de transposer les seuils de

dégradation observés lors des tests (dégradation de la résolution et perte de l'efficacité) aux conditions réelles. Le tableau 3.7 résume les résultats ainsi obtenus.

Rappelons enfin que l'approche adoptée pour la prédiction de la dégradation d'un détecteur HPGe en vol est basée sur l'hypothèse selon laquelle les dommages radiatifs causés dans le semi-conducteur sont dus uniquement au dépôt de dose non-ionisante. Cette hypothèse a été validée et largement utilisée dans de nombreuses études, en particulier celles concernant les semi-conducteurs de faible volume, comme le silicium [Summers *et al.*, 1987] [Summers *et al.*, 1993].

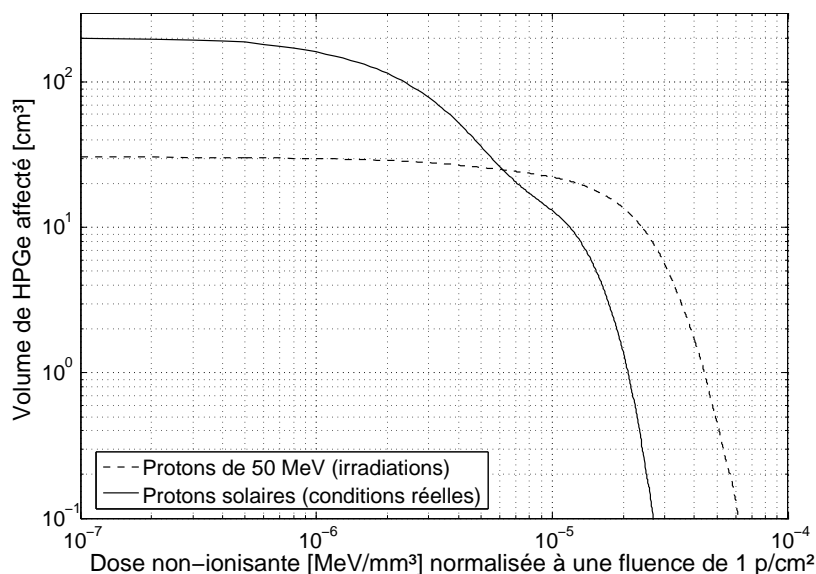


FIG. 3.27: Comparaison du dépôt de dose non-ionisante pour les conditions expérimentales (figure 3.12) et pour des conditions réelles (figure 3.26). Le graphique représente le volume de HPGe affecté en fonction de la dose normalisée à une fluence de 1 p/cm² de protons de 50 MeV dans le cas expérimental et d'énergie $E > 60$ MeV dans le cas réel.

Seuil de dégradation	Tests expérimentaux (protons de 50 MeV, faisceau parallèle)	Dose non-ionisante correspondante	Conditions réelles (protons solaires, flux isotope)
Résolution	Fluence $> 5 \cdot 10^8$ p/cm ²	Dose $> 2 \cdot 10^4$ MeV/mm ³	Fluence [†] $> 10^9$ p/cm ²
Efficacité	Fluence $> 10^{10}$ p/cm ²	Dose $> 2 \cdot 10^4$ MeV/mm ³	Fluence [†] $> 2 \cdot 10^{10}$ p/cm ²

[†] Les valeurs données sont des fluences intégrales de protons d'une énergie $E > 60$ MeV.

TAB. 3.7: Prédiction des seuils de dégradation pour un détecteur HPGe (protégé par un blindage de 5 g/cm²) exposé aux protons solaires (distribution en énergie identique au SPE de 1972) à partir de ceux observés dans les tests expérimentaux. La dose non-ionisante a été évaluée en supposant que les dégradations sont détectables à partir d'un volume affecté de 1 cm³.

3.6 Conclusion

3.6.1 Synthèse des études réalisées

Les études menées, à la fois expérimentales et numériques, ont permis de caractériser les dommages que peuvent engendrer les particules solaires dans les détecteurs de germanium. Par rapport aux autres sources de dommage que sont les protons très énergétiques et les neutrons rapides, les protons solaires se caractérisent par un parcours limité dans la matière, n'excédant pas quelques centimètres. L'énergie qu'ils déposent et donc les dommages qu'ils créent dans un volume sensible comme un détecteur HPGe de plusieurs dizaines de cm^3 sont inévitablement non uniformes.

Les tests d'irradiation réalisés sur deux détecteurs HPGe de type n avec un faisceau parallèle et mono-énergétique de protons (énergie variant de 50 à 60 MeV suivant le détecteur) ont montré que la dégradation de la résolution des détecteurs apparaissait pour des fluences de l'ordre de $5 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^2$. L'analyse de la forme des pics a montré la présence d'un épaulement très large sur la partie basse énergie, qui correspond à la réponse de la zone endommagée du cristal. Au-delà d'un second seuil en fluence de 10^{10} p/cm^2 , une perte d'efficacité du détecteur a été observée et correspond à la perte de la zone endommagée par les protons. Les recuits réalisés sur les deux détecteurs après chaque campagne d'irradiations ont toujours permis de récupérer la résolution de manière très satisfaisante avec une température de 80°C pendant 4 jours, et totalement avec des températures de 100°C pendant la même période. En ce qui concerne l'efficacité perdue, aucune amélioration, même partielle, n'a été observée avec les différents recuits.

Basée sur le calcul de la dose non-ionisante, une transposition des seuils de dégradation observés a été faite dans les conditions plus réalistes d'une irradiation isotrope de protons dont le spectre est équivalent à celui de l'éruption de 1972 atténué par 5 g/cm^2 . Pour un détecteur identique à celui utilisé lors des tests, les dégradations en résolution et en efficacité doivent apparaître à des fluences environ deux fois plus élevées que dans les tests, soit à 10^9 p/cm^2 et $2 \cdot 10^{10} \text{ p/cm}^2$ respectivement.

3.6.2 Evaluation de la dégradation et scénario de recuit pour l'instrument MANGA

Les tests de recuit réalisés ont montré que la résolution pouvait être récupérée de manière très satisfaisante ($\text{FWHM} < 3.3 \text{ keV}$ à 1.33 MeV) avec une température de 80°C . Ceci est par ailleurs en accord avec les études réalisées sur des détecteurs endommagés par des protons de 1.5 GeV [Brückner *et al.*, 1991]. Sur base de ces considérations et des contraintes liées à la charge thermique sur la machine cryogénique (cf. section 4.6), un profil de recuit de 85°C pendant 5 jours a été envisagé comme scénario nominal pour l'instrument MANGA.

En supposant que l'instrument MANGA soit irradié de manière continue tout au long de sa mission et que la résolution FWHM ne doive pas excéder 4 keV (à 1.33 MeV) pour son opération, on peut estimer qu'il serait nécessaire d'effectuer un recuit tous les 5 mois environ. Cette estimation n'est cependant qu'indicative, il est en effet très difficile de prédire la fréquence des cycles de recuit étant donné la nature aléatoire des événements solaires à l'origine de la dégradation. Par ailleurs, il doit être noté que les excursions en température, typiquement au-delà de 110-120°K, ont pour effet d'amplifier les effets de dégradation (cf. section 3.2.3) et peuvent requérir un recuit. Sur Mars Odyssey par exemple, la mise en "mode sauvegarde" du satellite à la suite d'événements solaires a été à l'origine de plusieurs procédures de recuit. A contrario, le maintien à froid permanent de l'instrument TGRS sur la mission WIND a permis de collecter des spectres pendant 4 ans avec une résolution satisfaisante, sans subir de recuit.

En ce qui concerne la phase de croisière de Bepi-Colombo, les tests ont montré qu'il pouvait être bénéfique de maintenir le détecteur à une température proche de 20°C : ceci a pour effet d'enlever une partie de la dégradation (phénomène d'auto-recuit mentionné précédemment). Il sera néanmoins nécessaire de réaliser des recuits chauds à 85°C, de manière périodique ou non suivant les contraintes de la mission, de manière à récupérer la résolution initiale avant la phase d'opération.

Enfin, il est à noter que les niveaux de fluence évalués dans le cas pire pour la totalité de la mission Bepi-Colombo (tableau 3.2) sont comparables avec le seuil de dégradation de l'efficacité évalué à $2 \cdot 10^{10}$ p/cm² (tableau 3.7). Ceci montre que l'éventualité d'une perte partielle de l'efficacité de détection, bien que peu probable, doit être envisagée¹⁵. Comme l'ont montré les tests, la perte d'un volume limité en périphérie du cristal n'empêche nullement l'opération du détecteur. Il sera cependant nécessaire de mettre en oeuvre une méthode fiable pour la calibration du détecteur en efficacité.

¹⁵Selon le modèle statistique JPL-91, la probabilité que cela se produise est de 10%. Rappelons par ailleurs que les niveaux de fluences ont été évalués selon des hypothèses restrictives : blindage autour du HPGe de 5 g/cm² en moyenne, flux de protons solaires variant comme l'inverse du carré de la distance au Soleil, et mission Bepi-Colombo placée entièrement dans un maximum solaire.

Chapitre 4

Etude du contrôle thermique cryogénique du détecteur HPGe

Le refroidissement à température cryogénique est la condition première nécessaire à l'opération des détecteurs à base de germanium ultra-pur. Embarqués dans l'espace, ces détecteurs subissent généralement des recuits afin de limiter les effets des dommages dus aux radiations. Ils doivent ainsi être conçus pour résister à plusieurs cycles thermiques importants au cours d'une mission, typiquement de -195°C à $+100^{\circ}\text{C}$. Le contrôle thermique joue un rôle primordial dans la conception de tels instruments et détermine l'ensemble des performances : consommation de puissance, masse, configuration mécanique, fiabilité, coût, etc. Dans le cas d'une mission vers Mercure, où les flux solaire et planétaires (albédo et infrarouge) peuvent être jusqu'à dix fois plus intenses qu'en orbite terrestre, les moyens d'évacuer la puissance sont limités et il s'agit de limiter la consommation tout autant que la masse.

Ce chapitre présente les études entreprises pour valider le concept thermique de l'instrument MANGA et traite en particulier du modèle numérique qui constitue notre principale contribution dans le domaine. La première section aborde divers aspects liés au refroidissement des détecteurs HPGe dans l'espace. La seconde synthétise plusieurs notions concernant la modélisation numérique du contrôle thermique, nécessaires à la compréhension du chapitre. La troisième section présente le concept de refroidissement de l'instrument ainsi qu'un modèle numérique simple tel que celui élaboré dans la définition préliminaire. Les quatrième et cinquième sections traitent respectivement des tests réalisés sur la maquette thermique et de l'utilisation de leurs résultats dans la validation du modèle détaillé de la maquette. La sixième section présente les bilans thermiques de l'instrument, évalués à partir du modèle recalé dans différentes conditions. Enfin, une synthèse est faite sur les performances thermiques de l'instrument.

4.1 Refroidissement des détecteurs HPGe dans l'espace

L'objectif du contrôle thermique est d'assurer à chaque élément d'un instrument spatial, et pendant toutes les phases de la mission un environnement thermique permettant son fonctionnement nominal ou la préservation de ses performances. Dans le cas d'un détecteur à base de germanium, il s'agit de maintenir le cristal à une température cryogénique, typiquement entre 80 et 95°K. Dans la plupart des applications au sol, le germanium est contenu sous vide dans un cryostat et refroidi au moyen d'azote liquide. Dans l'espace, le refroidissement peut être réalisé au moyen d'un radiateur tourné vers l'espace froid, comme sur les missions Mars Odyssey ou WIND, ou en utilisant une machine cryogénique, comme sur INTEGRAL, HESSI, SELENE, MESSENGER, etc.

Selon [Chernenko *et al.*, 2000], trois catégories de missions spatiales peuvent être distinguées du point de vue des contraintes thermiques à prendre en compte pour le refroidissement d'un détecteur HPGe : les missions dans l'espace "profond", celles en orbite basse autour des planètes et les atterrisseurs. Le tableau 4.1 en présente les principales caractéristiques. Dans le premier scénario de mission, la mise en oeuvre d'un système de refroidissement passif est généralement possible. Dans le second cas, la conception du système de refroidissement dépendra de la complexité du satellite, de l'orbite et de l'attitude, et surtout de la distance au Soleil : si, dans le cas d'une orbite autour de Mars, un refroidissement passif peut être facilement envisagé (missions Mars Observer, Mars Odyssey), il est moins évident à mettre en oeuvre autour de la Terre ou de la Lune et impossible autour de Mercure. Dans le cas d'un détecteur à bord d'un atterrisseur, les choix de conception dépendront fortement des conditions de la mission considérée.

Type de mission	Espace "profond" ou orbite haute	Orbite basse planétaire	Atterrisseur planétaire
Exemple	WIND/TGRS	Mars Odyssey/GRS	-
Environnement thermique	stable	variable	variable
Restriction sur la masse	modérée	élevée	sévère
Restriction sur la puissance	modérée	élevée	sévère
Atmosphère et gravité	non	non	possible

TAB. 4.1: Scénarios de missions spatiales envisageables pour un détecteur HPGe et contraintes sur le refroidissement cryogénique.

Enfin, dans la majorité des cas, les spectromètres à base de germanium sont conçus pour permettre plusieurs cycles de recuit au cours de leur mission afin de limiter les effets des dommages dus aux radiations. Afin de limiter la zone chauffée au détecteur HPGe uniquement et surtout pour éviter une consommation de puissance importante, il est généralement requis de découpler thermiquement le détecteur du système de refroidissement. Ce découplage est surtout nécessaire dans le cas d'un refroidissement passif et peut être réalisé en utilisant un caloduc diode [Chernenko *et al.*, 2000], monté entre le système de refroidissement et le bloc de détection.

4.2 Principes de la modélisation thermique des instruments spatiaux

4.2.1 Le découpage en noeuds thermiques

Un instrument spatial est constitué de nombreux éléments aux caractéristiques géométriques et physiques très diverses, dans lesquels la température varie continûment avec des gradients plus ou moins importants. Une modélisation numérique parfaite prenant en compte un très grand nombre de points reliés par couplages conductifs ou radiatifs est cependant irréalisable et le problème doit être simplifié.

La méthode utilisée, dite *méthode nodale*, consiste à découper l'instrument en éléments appelés *noeuds thermiques*, supposés isothermes. Le découpage doit se baser sur la réalité physique, chaque noeud représentant une partie de l'instrument sur laquelle la température est suffisamment homogène pour être modélisée par une température unique.

4.2.2 Echanges radiatifs

Les échanges thermiques radiatifs sont liés au phénomène d'absorption et d'émission des rayonnements électromagnétiques par les surfaces. On peut écrire, pour une surface quelconque et à une longueur d'onde donnée λ :

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (4.1)$$

Où α , ρ et τ sont respectivement les coefficients d'absorption, de réflexion et de transmission de la surface considérée, dépendant de la longueur d'onde. Un corps opaque est caractérisé par $\tau = 0$. Selon la loi de Kirchhoff¹, il y a égalité entre l'absorptivité et l'émissivité à une longueur d'onde donnée et dans une direction donnée :

$$\alpha_\lambda(\theta, \phi) = \epsilon_\lambda(\theta, \phi) \quad (4.2)$$

Pour intégrer cette relation sur toutes les longueurs d'onde, la simplification habituelle des calculs thermiques consiste à considérer seulement deux domaines d'intégration du spectre : le visible (0.3 - 2.5 μm) et l'infrarouge des thermiciens (4.5 - 40 μm). Par convention, l'émissivité (égale à l'absorptivité selon la loi de Kirchhoff intégrée) est notée ϵ dans l'infrarouge et α dans le visible.

Il ne peut y avoir d'échange radiatif entre deux surfaces que si celles-ci se voient directement ou par réflexion. Le *facteur de vue* géométrique d'une surface S_i vers une autre surface S_j est défini comme le rapport du flux reçu par S_j en provenance de S_i sur le flux total émis par S_i :

$$F_{ij} = \frac{P_{ij}}{P_i} = \frac{1}{\pi \cdot S_i} \int_{S_i} \int_{S_j} \frac{\cos \theta_i \cdot \cos \theta_j}{r_{ij}^2} dS_i dS_j \quad (4.3)$$

¹Loi démontrée classiquement sur base d'équilibre thermique.

La puissance radiative échangée entre deux surfaces S_i et S_j directement ou indirectement (par réflexions sur d'autres surfaces voisines) est régie par la loi de Stefan :

$$Q_{ij} = GR(i, j) \cdot \sigma \cdot (T_i^4 - T_j^4) \quad (4.4)$$

Où $\sigma = 5.670 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan et $GR(i, j)$ le *coefficient de couplage radiatif* (aussi appelé *radiosité*) entre les surfaces S_i et S_j . Dans le cas simple où il n'y a que deux surfaces, ce coefficient dépend uniquement des facteurs de vue et des caractéristiques thermo-optiques selon l'expression :

$$\frac{1}{GR(i, j)} = \frac{1 - \epsilon_i}{\epsilon_i \cdot S_i} + \frac{1}{S_i \cdot F_{ij}} + \frac{1 - \epsilon_j}{\epsilon_j \cdot S_j} \quad (4.5)$$

4.2.3 Echanges conductifs

Dans le cas général, les transferts de chaleur par conduction sont régis localement dans un milieu (non-homogène et non-isotrope) par l'équation de Fourier :

$$\rho \cdot c \cdot \frac{dT}{dt} = \text{div}(k \cdot \text{grad}T) + q \quad (4.6)$$

Où ρ est la densité locale (en kg/m^3), k le tenseur de conductivité thermique (en $\text{W}/\text{m}/\text{K}$) pouvant varier d'un endroit à l'autre du milieu, c la chaleur spécifique locale (en $\text{J}/\text{K}/\text{kg}$) et q la puissance volumique (en W/m^3). Dans le cas d'un transfert conductif unidirectionnel dans un milieu homogène et isotrope, comme par exemple dans un barreau métallique de section constante, l'équation de Fourier se simplifie en la forme classique suivante :

$$Q = -k \cdot S \cdot \frac{dT}{dx} \quad (4.7)$$

Où Q est la puissance transmise par conduction [W], S la section de passage du flux [m^2], $\frac{dT}{dx}$ est le gradient local de température [K/m]. Si les pertes de chaleur latérales (convection, rayonnement) sont négligeables, le gradient thermique dans la barre reste constant et il vient :

$$Q = -k \cdot \frac{S}{L} \cdot \Delta T = -C \cdot \Delta T \quad (4.8)$$

Où Q [W] est la puissance transportée entre les deux extrémités (ou noeuds), L [m] la longueur de la barre, i.e. la distance entre les noeuds extrêmes (m) et ΔT [K] la différence de température entre les deux extrémités. La grandeur $C = \frac{k \cdot S}{L}$ (en W/K) est la *conductance thermique* entre les deux extrémités.

Lorsque plusieurs éléments (éventuellement de nature ou de section différentes) sont placés en série ou en parallèle, la conductance globale est donnée en fonction des conductances considérées par les lois de combinaison des conductances :

$$\frac{1}{C_{srie}} = \sum_i \frac{1}{C_i} \text{ en série } \quad \text{et} \quad C_{//} = \sum_i C_i \text{ en parallèle} \quad (4.9)$$

Dans la modélisation thermique, cette définition de conductance se généralise dans la notion de coefficient de couplage conductif, noté $GL(i, j)$ (en W/K), entre deux noeuds thermiques à des températures respectives T_i et T_j :

$$Q_{ij} = GL(i, j) \cdot (T_j - T_i) \quad (4.10)$$

Où Q_{ij} est le flux transmis par conduction du noeud i au noeud j et est par convention positif lorsqu'il y a apport de chaleur au noeud i .

Conductances de contact

Un satellite ou un instrument est composé d'éléments assemblés par des vis, par collage, par soudure, etc. Les résistances de contact dans les liaisons entre les pièces, localisant le gradient thermique à l'interface plutôt que dans les pièces elles-mêmes, sont très difficiles à modéliser et sont souvent peu reproductibles d'un assemblage à l'autre. Idéalement, les conductances de contact sont évaluées lors d'essais sur des maquettes. Une autre solution consiste à s'affranchir de ce paramètre en rendant la conduction entre deux éléments très faible, par interposition de rondelles isolantes. Lorsqu'un bon contact est nécessaire, au contraire, des conducteurs de contact (or, graisse conductrice, etc.) peuvent être utilisés.

L'application de la formule 4.9 des conductances en série donne :

$$\frac{1}{C_{1-2}} = \frac{1}{C_{1-s}} + \frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_{s-2}} \quad (4.11)$$

Où C_s est la conductance de contact, donnée par

$$C_s = k_{\text{contact}} \cdot S_{\text{contact}} \quad (4.12)$$

Où k_{contact} est la conductivité surfacique de contact, en W/K/m², et S_{contact} l'aire de la surface de contact. La conductivité surfacique peut varier de 100 W/K/m² pour un contact métal-métal sec, sous vide et peu soigné à 50 000 W/K/m² pour de très bons assemblages sur de petites surfaces avec un joint ou une graisse de contact.

4.2.4 Les apports et pertes de chaleur

Outre les échanges de chaleur par conduction ou rayonnement entre ses différents éléments ou avec le reste du satellite, un instrument comporte généralement des apports de chaleur par dissipation interne (électronique, chaufferettes, etc.) ou par absorption de flux externes (flux en provenance du Soleil ou de la planète). La chaleur apportée à un noeud i se note ainsi d'une façon générale :

$$Q_i = Q_{D,i} + Q_{S,i} + Q_{A,i} + Q_{P,i} \quad (4.13)$$

Où $Q_{D,i}$ est la dissipation interne, $Q_{S,i}$ le flux solaire (visible) absorbé, $Q_{A,i}$ et $Q_{P,i}$ les flux albédo (visible) et infrarouge provenant de la planète.

4.2.5 Etablissement du modèle thermique et résolution des équations

Un modèle thermique est constitué de N noeuds thermiques, chacun caractérisé par un certain nombre de propriétés : la température T_i (en °C ou °K), la capacité calorifique C_i (en J/K) et la puissance thermique dissipée Q_i (en W). Ces paramètres peuvent être variables en fonction du temps ou de la température.

Certains noeuds, appelés "noeuds aux limites", ont une température imposée fixe ou variable dans le temps, constituant les conditions aux limites imposées au modèle.

Le modèle doit en outre comporter tous les couplages thermiques reliant les différents noeuds. Il faut donc définir deux matrices de dimensions $N \times N$:

- Matrice des couplages radiatifs $GR(i, j)$ en m^2 ;
- Matrice des couplages conductifs $GL(i, j)$ en W/K.

Ces matrices sont symétriques et contiennent en général beaucoup d'éléments nuls puisque peu de noeuds sont couplés directement.

Equations d'équilibre thermique

L'équilibre thermique d'un instrument spatial (également appelé *régime permanent* ou *stationnaire*) est régi par la dissipation Q_i des éléments internes, par les échanges radiatifs et conductifs avec le reste du satellite. Il faut ainsi résoudre pour chaque noeud l'équation suivante :

$$Q_i + \sum_j GL(i, j) \cdot (T_j - T_i) + \sum_j GR(i, j) \cdot \sigma \cdot (T_j^4 - T_i^4) = 0 \quad (4.14)$$

Où i , variant de 1 à N , est le numéro du noeud thermique considéré. Un système de N équations non linéaires à N inconnues, les températures des noeuds thermiques, est ainsi à résoudre.

Equations du régime transitoire

Lorsqu'un des paramètres de l'équation (4.14) varie en fonction du temps, l'équilibre ne peut pas s'établir. La variation de température d'un élément s'écrit alors

$$Q_i + \sum_j GL(i, j) \cdot (T_j - T_i) + \sum_j GR(i, j) \cdot \sigma \cdot (T_j^4 - T_i^4) = C_i \cdot \frac{dT_i}{dt} \quad (4.15)$$

Où C_i est la capacité calorifique du noeud i . Le système à résoudre est constitué de N équations différentielles non linéaires à N inconnues.

Résolution du problème thermique

La modélisation thermique de l'instrument MANGA a été réalisée avec le logiciel THERMICA, développé par la société EADS ASTRIUM. Ce logiciel permet de traiter l'ensemble des étapes dans la réalisation du modèle thermique, allant de la définition de la géométrie au traitement des résultats. La figure 4.1 schématise la structure d'un modèle thermique sous THERMICA.

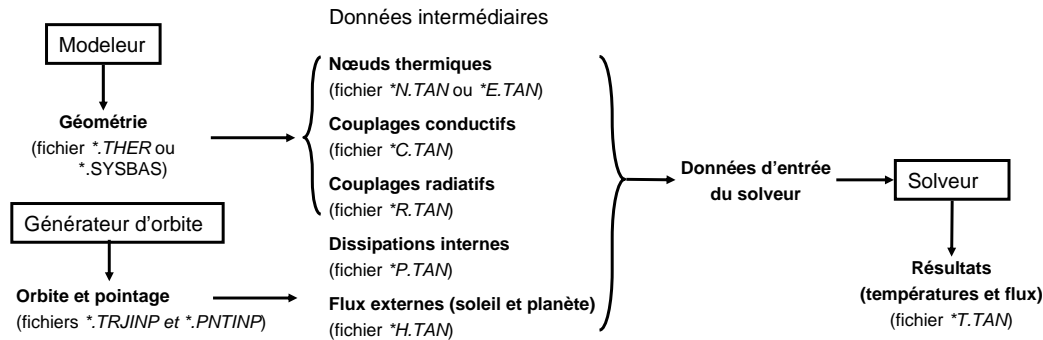


FIG. 4.1: Structure d'un modèle thermique sous THERMICA (référence : EADS ASTRIUM, THERMICA *User's Manual*, issue 3.0.).

Les points qui suivent résument brièvement les diverses étapes dans la résolution du problème thermique.

1. *Définition de la géométrie et des propriétés thermo-optiques.* Cette tâche peut être réalisée avec ou sans interface (modeleur) et aboutit à un fichier comprenant la liste des propriétés des divers éléments : forme géométrique, épaisseur, maillage, surface active, matériau (densité, conductivité et chaleur spécifique), revêtements (absorptivité, émissivité, etc.).
2. *Génération des noeuds thermiques.* A partir des spécifications données dans la géométrie, le logiciel établit la liste des noeuds et calcule pour chacun d'eux diverses propriétés (masse, surface, etc.)
3. *Calcul des couplages conductifs entre les noeuds.* Les conductances entre noeuds sont calculées, soit manuellement soit automatiquement par le logiciel.
4. *Calcul des coefficients de couplage radiatifs entre les noeuds.* Cette étape constitue un problème relativement complexe qui ne peut être résolu que numériquement. Les données nécessaires au calcul des coefficients de couplage radiatifs internes sont contenues dans le modèle géométrique des surfaces de l'instrument et par leurs propriétés thermo-optiques. La méthode de calcul est de type *ray-tracing* et consiste à suivre des rayons émis de manière aléatoire à travers le modèle géométrique avec les absorptions et les réflexions sur les surfaces rencontrées.
5. *Définition des dissipations internes.* Cette étape consiste à associer à certains noeuds une puissance dissipée constante ou suivant une certaine loi en fonction du temps ou de la température.

6. *Calcul des températures.* Le solveur permet de résoudre le système de N équations à N inconnues en régime stationnaire (équation 4.14) ou transitoire (équation 4.15). Les données en entrée du solveur sont constituées par le modèle thermique et par les résultats des étapes précédentes. Pour le calcul du régime stationnaire, les équations non linéaires sont résolues par des méthodes numériques itératives, tout en contrôlant la convergence jusqu'à un seuil prédéterminé. Dans le cas transitoire, une méthode de type Crank-Nicholson est utilisée pour résoudre le système d'équations différentielles.
7. *Exploitation du bilan thermique.* Outre l'accès aux températures, le bilan d'énergie échangée par chaque noeud thermique avec ses voisins permet de comprendre le comportement physique du contrôle thermique envisagé. Il est possible par exemple de comparer les bilans radiatifs et conductifs de chaque élément du modèle. Les chemins de circulation de la puissance sont également accessibles, avec les zones de fuite et les zones d'accumulation.

Notons enfin l'existence d'un module permettant de définir l'orbite et l'attitude du satellite. Couplé à une méthode de ray-tracing, ce module permet le calcul des flux solaire, albédo et infrarouge absorbés par l'instrument. Ce module ne sera pas utilisé dans la présente modélisation étant donné que l'instrument étudié est confiné dans le satellite (ou dans la cuve d'essai) et n'est par conséquent pas exposé aux flux extérieurs.

4.3 Concept de refroidissement retenu pour la tête de détection gamma de l'instrument MANGA

L'objectif premier dans la conception thermique d'un instrument comme MANGA est d'assurer que la tête de détection (cristal de germanium dans sa capsule) soit maintenue à température cryogénique (entre 80 et 90°K) dans tous les scénarios d'opération. Dans le cas d'une mission comme Bepi-Colombo où les niveaux de température seront à la fois élevés et variables (table 4.2), seul un système de refroidissement actif, utilisant une machine cryogénique, permet le bon fonctionnement de l'instrument.

Interface	Cas froid	Cas intermédiaire	Cas chaud
Plateforme de montage S/C	-20°C	+10°C	+40°C
Doigt froid S/C	-40°C	-25°C	-10°C
Environnement radiatif S/C	0°C	+30°C	+60°C

TAB. 4.2: Environnement radiatif et niveaux de température rencontrés à l'intérieur du satellite BepiColombo/MPO.

Le concept retenu pour la tête de détection gamma de MANGA est illustré à la figure 4.2. Il s'agit d'une part d'isoler au mieux le bloc de détection de l'environnement du satellite et de compenser tout apport de chaleur au moyen d'une machine cryogénique (ou cryocooler). Les liens conductifs du bloc de détection avec le reste de l'instrument

sont réduits au minimum en utilisant des supports mécaniques de faible conductivité thermique et des câbles électriques dédiés aux applications en cryogénie.

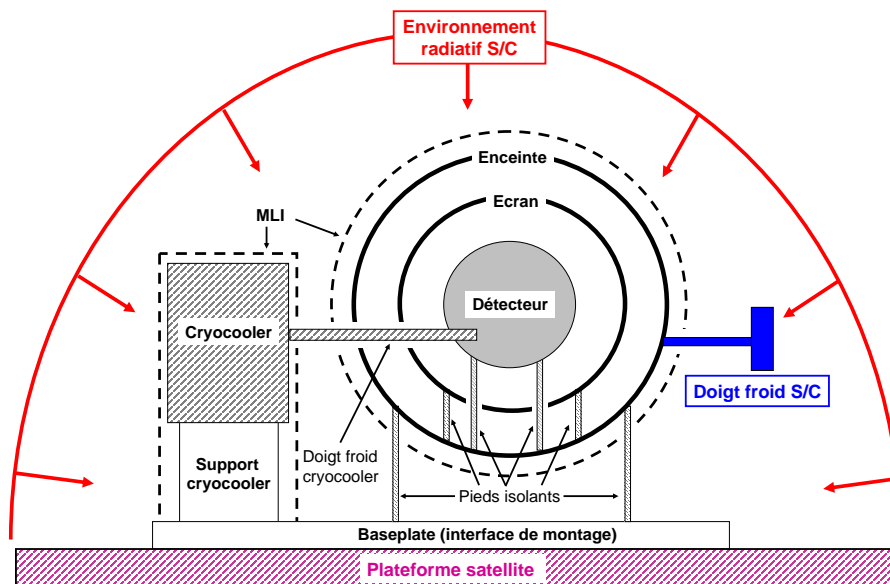


FIG. 4.2: Concept de refroidissement retenu pour MANGA/GSH.

Sur le plan radiatif, la surface du bloc de détection sera la plus réduite possible et recouverte d'un revêtement doré, très peu émissif. Pour découpler au maximum le bloc de détection de l'environnement thermique du satellite, plusieurs étages ou écrans thermiques entourent celui-ci. En premier lieu vient l'enceinte (ou container), dont la température est imposée par le doigt froid du satellite. Afin d'être découplée au mieux de l'environnement thermique du satellite, cette enceinte est entourée d'un matelas super isolant, ou MLI². De manière à réduire davantage les flux radiatifs transmis, un écran thermique est placé entre l'enceinte et le bloc de détection. Cet écran, relié mécaniquement à l'enceinte par des pieds isolants, a une température dite flottante, dépendant des températures de l'enceinte et du détecteur. Un revêtement peu émissif, à savoir un polissage suivi d'une dorure, est utilisé pour chacun des trois étages thermiques.

La connexion du doigt froid du cryocooler avec le bloc détecteur se fait au moyen d'une tresse en cuivre, permettant à la fois une excellente conduction thermique et un découplage mécanique avec le cryocooler.

Le second objectif dans l'étude thermique de l'instrument consiste à minimiser la puissance transmise au satellite. Sur Bepi-Colombo plus que sur n'importe quelle autre mission spatiale, il est en effet crucial de minimiser la quantité de puissance à évacuer au moyen des radiateurs. Dans le cas de MANGA, il s'agira donc de limiter au mieux les

²Abréviation de *Multi-Layer Insulation*.

dissipations de puissance dues au fonctionnement de l'électronique et surtout de la machine cryogénique.

Enfin, en dehors de son fonctionnement nominal, la conception thermique de l'instrument devra également prendre en compte les phases de montée et de descente en température ainsi que les recuits du cristal de germanium ($T \geq 80^\circ\text{C}$).

4.3.1 Choix de la machine cryogénique

Trois modèles de cryocoolers ont été considérés et testés dans le cadre du projet MANGA : RICOR K508, RICOR K548 et THALÈS RM5-6i. Il s'agit de machines compactes et légères (400 à 600 g selon le modèle), fonctionnant selon le cycle de Stirling, à moteur rotatif et pour lesquelles le régénérateur (partie où se font les échanges de chaleurs entre parties chaude et froide) est connecté directement au compresseur. Le schéma présenté ci-dessous (figure 4.3, gauche) illustre le principe de fonctionnement. Notons que plusieurs autres concepts de machines cryogéniques existent, à cycle de Stirling ou non. Les cryocoolers de type "split" (régénérateur et compresseur séparés) ont l'avantage de transmettre nettement moins de vibrations par le doigt froid mais se caractérisent cependant par un rendement moindre par rapport au modèle intégral.

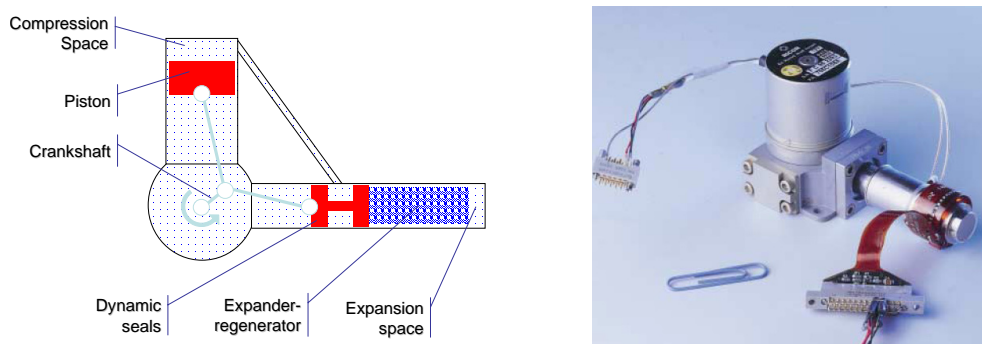


FIG. 4.3: Schéma d'un cryocooler de type Stirling rotatif intégral (gauche) et photographie du modèle RICOR K508 (droite). Source : www.ricor.com.

Parmi les modèles testés, le RICOR K508 (figure 4.3, droite) est le candidat idéal pour le refroidissement de MANGA/GSH. Sa capacité de refroidissement (500 mW à 80°K au maximum) est largement suffisante pour le refroidissement et le maintien du bloc de détection à température cryogénique et surtout, il s'agit du modèle requérant le moins de puissance en entrée. Enfin, par rapport aux deux autres modèles, le cryocooler RICOR K508 bénéficie d'un important héritage spatial : il est utilisé à bord des missions Rosetta (instrument VIRTIS), Venus Express (instrument VIRTIS), DAWN (instrument MS) et MESSENGER (instrument GRS).

La figure 4.4 illustre le dispositif des tests réalisés sur le K508 dans la cuve du LESIA³ ainsi que les performances mesurées en boucle fermée pour une température de consigne du doigt froid de 83°K. La puissance électrique consommée est représentée en fonction de la puissance d'extraction (charge thermique sur le doigt froid) et de la température du support.

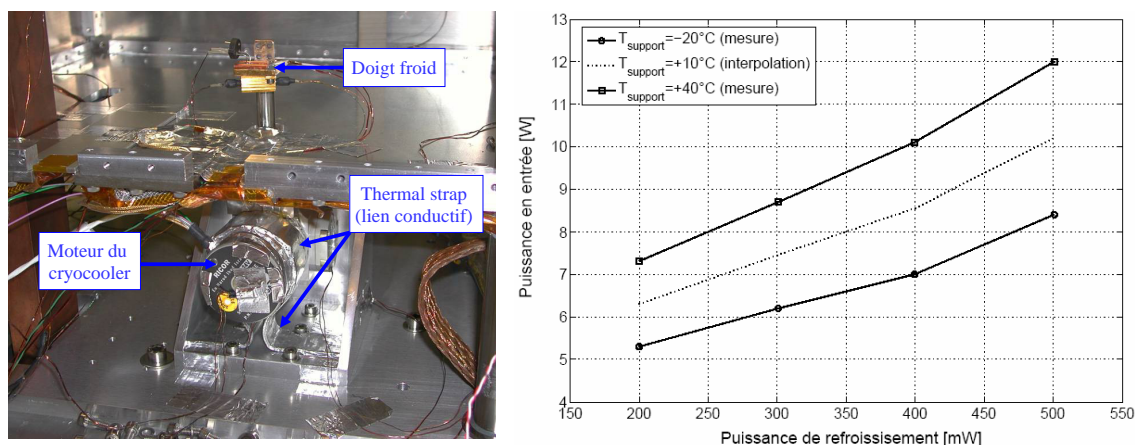


FIG. 4.4: Test des performances du cryocooler K508 en mode asservi pour une température du doigt froid de 83°K. La puissance consommée par la machine est exprimée en fonction de la charge thermique sur le doigt froid et de la température du support.

4.3.2 Modèle thermique simple de l'instrument

Comme il a été vu précédemment (section 2.3), la conception de l'instrument MANGA/GSH a été dictée principalement par les contraintes thermiques. Dès le début du projet, un modèle numérique simple a été développé et modifié par la suite en fonction des choix de conception (machine cryogénique, dimensionnement des différents éléments, etc.). Ce modèle thermique simple est présenté dans ce qui suit. Bien qu'il soit possible de modéliser directement l'instrument dans ses détails, un modèle comportant peu de noeuds s'avère utile pour la compréhension du comportement thermique général de l'instrument.

Choix des noeuds

Le tableau 4.3 présente les principales caractéristiques des 10 noeuds choisis pour le modèle. Parmi ceux-ci, trois correspondent au satellite : le noeud 8 représente la plateforme sur laquelle est monté l'instrument, le noeud 9 modélise le doigt froid du satellite et le noeud 10 représente l'environnement radiatif. Ces noeuds représentent les conditions aux limites du modèle, les températures qui leur sont imposées sont données au tableau 4.2 suivant le cas envisagé.

³Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (Observatoire de Paris).

Numéro (type [†])	Description	Matériau	Capacité calorifique $M \cdot c$ [J/K]	Revêtement	
				Intérieur	Extérieur
1 (B)	Bloc détecteur	Al + Ge	320.06	-	Dorure
2 (D)	Ecran	Al	119.41	Dorure	Dorure
3 (D)	Enceinte	Al	701.86	Dorure	Dorure
4 (D)	MLI enceinte	MLI	1.07	MLI int.	MLI ext.
5 (D)	Baseplate	Al	345.35	-	-
6 (D)	Cryocooler	Al	429.30	-	-
7 (D)	MLI cryocooler	MLI	0.23	MLI int.	MLI ext.
8 (B)	Plateforme S/C	-	-	-	-
9 (B)	Doigt froid S/C	-	-	-	-
10 (B)	Environnement S/C	-	-	-	-

[†] B : boundary (noeud limite) ; D : diffuse (noeud diffus).

TAB. 4.3: Modèle thermique simple : propriétés des noeuds thermiques.

Les autres noeuds (1 à 7) représentent l'instrument et ont dû être modélisés précisément. La figure 4.5 présente la configuration géométrique des noeuds, établie en respectant au mieux le modèle mécanique de l'instrument (figure 2.10).

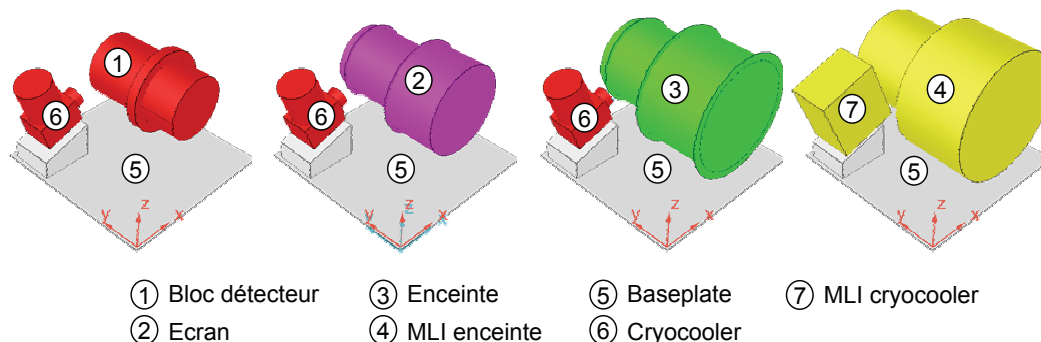


FIG. 4.5: Modèle thermique simple de MANGA/GSH : géométrie adoptée pour les différents noeuds (modeleur de THERMICA).

Les trois "étages" thermiques sont représentés par les noeuds 1, 2 et 3, à savoir le bloc de détection (cristal de germanium, capsule et capots de la capsule), l'écran thermique et l'enceinte (embase et capots). Le bloc de détection est relié conductivement à l'enceinte par 6 pieds isolants en epoxy et radiativement à l'écran. L'écran est quant à lui fixé à l'enceinte par trois lames en epoxy. L'enceinte est entourée d'une enveloppe de MLI (noeud 4) et fixée à l'interface de montage (noeud 5) par quatre pieds isolants. Le cryocooler (noeud 6) est entouré d'une enveloppe de MLI (noeud 7) et lié conductivement à l'interface de montage (noeud 5).

Notons que le doigt froid du cryocooler n'est pas modélisé. Sa charge thermique est calculée en imposant une température de 83°K (-190°C) au bloc détecteur.

Deux dissipations internes sont imposées aux noeuds 3 (enceinte) et 6 (cryocooler). La première correspond à la dissipation de l'électronique de pré-amplification (montée sur l'embase de l'enceinte) et est évaluée à 0.1 W, indépendamment de l'environnement thermique du satellite. La seconde dissipation correspond à la chaleur libérée par le cryocooler et dépend à la fois de la charge thermique sur le doigt froid et de l'environnement thermique du satellite. Sa valeur est interpolée à partir des mesures expérimentales faites sur le cryocooler (figure 4.4).

Les liens conductifs entre éléments (listés en haut du tableau 4.6) ont été évalués simplement sans modélisation géométrique et correspondent à un cas pire. Pour les trois cas où l'isolation maximale est recherchée (lames en epoxy), il s'agit d'une valeur maximale de conductance. Et dans le cas où il s'agit de transmettre un maximum de flux (évacuation de la puissance du cryocooler), une valeur minimum de conductance a été prise en compte. Les couplages radiatifs $GR(i, j)$ (listés au tableau 4.6) ont été calculés par ray-tracing avec 10000 rayons au moyen de THERMICA.

Propriétés thermo-optiques des matériaux et revêtements utilisés

Les tableaux 4.4 et 4.5 reprennent les propriétés thermiques et optiques à température ambiante des principaux matériaux et revêtements utilisés dans la conception de MANGA/GSH.

Matériau	Masse volumique ρ [g/cm ³]	Chaleur spécifique c [J/kg/K]	Conductivité thermique k [W/K/m]
Aluminium (6061 T6)	2.70	940	167
Cuivre	8.92	390	401
Germanium	5.32	320	60
MLI	1.70	60	0.1
Saphir	3.98	750	40
Verre epoxy (Permal EPC 203)	1.85	1000	0.41

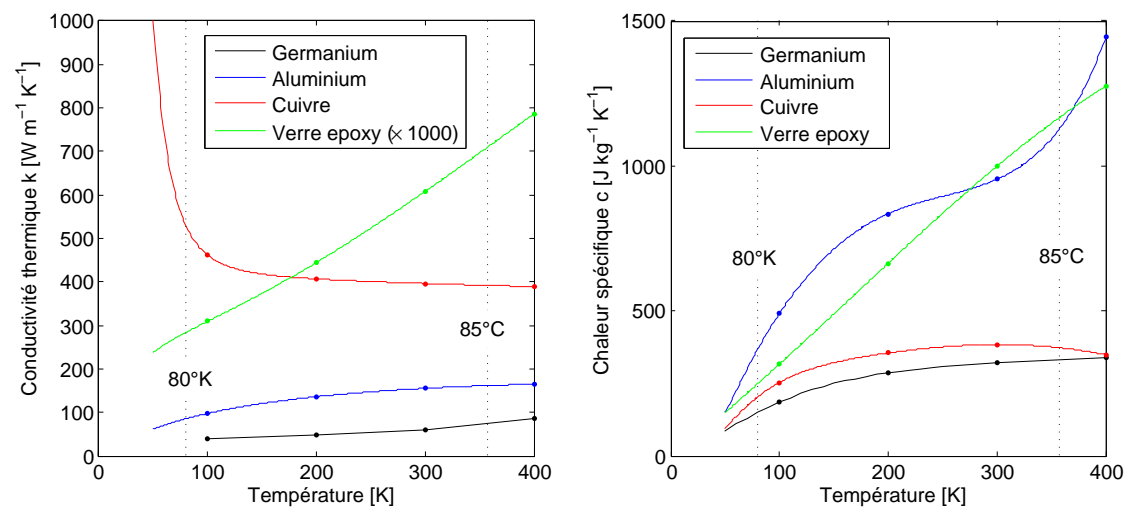
TAB. 4.4: Propriétés des matériaux utilisés pour une température de 25°C (ces données proviennent notamment du site www.matweb.com).

La modélisation du MLI adoptée dans cette approche est relativement classique : l'émissivité extérieure correspondant à la couche extérieure de kapton est de 0.8, tandis que l'émissivité intérieure (appelée aussi *émissivité équivalente*) est de 0.02. Par ailleurs, une conductance par unité de surface de 0.02 W/m²/K a été considérée pour modéliser les transferts par conduction du MLI.

Revêtement	Emissivité infrarouge ε
Alodine 1200 (aluminium)	0.06
Oxydation anodique noire (aluminium)	0.74
Dorure	0.04
MLI extérieur	0.8
MLI intérieur	0.02

TAB. 4.5: Propriétés thermo-optiques des revêtements utilisés.

Si les propriétés des revêtements ne varient pas avec la température, il n'en va pas de même pour la conductivité et la chaleur spécifique des matériaux. La figure 4.6 montre les variations en fonction de la température des propriétés thermiques pour les principaux matériaux constituant l'instrument MANGA/GSH : aluminium, germanium, cuivre et verre epoxy. A titre d'exemple, sur la plage de températures de 85°K à 85°C, la conductivité du verre epoxy et les capacités calorifiques de l'aluminium et du germanium varient de plus d'un facteur 2.

FIG. 4.6: Conductivité thermique et chaleur spécifique en fonction de la température pour le germanium (HPGe type n), l'aluminium, le cuivre et le verre epoxy [Marquardt *et al.*, 2000].

La prise en compte dans les simulations de telles variations n'est pas évidente. Un logiciel comme THERMICA ne considère en effet que des valeurs constantes de la conductivité et de la chaleur spécifique dans les équations de bilan thermique.

Pour la simulation du régime stationnaire, seule la conductivité importe. Il est possible de l'évaluer pour un noeud à condition de connaître à priori sa température d'équilibre. Pour les éléments sujets à un gradient thermique important, comme les pieds isolants,

il s'agit de calculer une "conductance équivalente" entre les deux noeuds extrêmes en intégrant la loi de conductivité selon le schéma suivant :

$$\tilde{G}L(i, j) = \frac{\tilde{k} \cdot S}{L} \quad \text{avec} \quad \tilde{k} = \frac{1}{T_j - T_i} \int_{T_i}^{T_j} k(T) \cdot dT \quad (4.16)$$

En ce qui concerne le calcul des régimes transitoires (phases de réchauffement et de refroidissement pour un recuit par exemple), il faut en plus prendre en compte la variation de la capacité calorifique. Une solution simple pourrait être de considérer à chaque fois deux cas correspondant aux valeurs extrêmes de conductivité et de chaleur spécifique. Les résultats, donnés dans une certaine plage, ne seraient cependant que peu satisfaisants : une variation de plus d'un facteur 2 sur la chaleur spécifique aurait pour effet d'évaluer la durée d'un transitoire avec une incertitude de 100%. Une évaluation plus correcte des régimes transitoires reposerait sur un calcul par pas de température (et de temps) où les propriétés thermiques seraient considérés comme constantes. De manière similaire à la conductivité, une valeur moyenne de la capacité calorifique devrait être calculée pour chaque noeud i :

$$\tilde{C}_i = M_i \cdot \tilde{c} \quad \text{avec} \quad \tilde{c} = \frac{1}{T_2 - T_1} \int_{T_1}^{T_2} c(T) \cdot dT \quad (4.17)$$

Résultats de la simulation (cas opérationnel, régime stationnaire)

Le tableau 4.6 reprend l'ensemble des conditions de calculs et des résultats de la simulation du régime stationnaire opérationnel dans les trois cas d'environnement thermique.

Les résultats montrent que :

1. L'apport de chaleur sur le bloc de détection, autrement dit la charge thermique sur le doigt froid du cryocooler, provient pour plus de 70% du couplage radiatif avec l'écran thermique.
2. De la même manière, l'équilibre thermique de l'écran dépend quasi exclusivement des échanges radiatifs avec le bloc de détection et l'enceinte.
3. La température de l'enceinte et la charge thermique sur le doigt froid du satellite sont régis par l'environnement radiatif du satellite, via les apports radiatif et conductif provenant du MLI. La dissipation de puissance due au préamplificateur n'a qu'une influence modérée sur l'équilibre thermique de l'enceinte.
4. Enfin, la puissance libérée par le cryocooler, somme de sa consommation électrique et de la puissance extraite par son doigt froid, est transmise entièrement à la plateforme du satellite via le support.

Ces résultats obtenus à partir d'un modèle thermique relativement simple sont conformes au comportement recherché. Les tests réalisés sur la maquette thermique de l'instrument ainsi les simulations faites avec un modèle thermique détaillé sont présentés dans la suite et permettront d'analyser plus précisément le comportement thermique de l'instrument.

Températures des noeuds [°C]				
Noeud		Cas froid	Cas intermédiaire	Cas chaud
1 (B)	Bloc détecteur	-193.0	-193.0	-193.0
2 (D)	Ecran	-64.6	-51.6	-38.4
3 (D)	Enceinte	-39.4	-24.1	-8.7
4 (D)	MLI enceinte	-1.1	28.5	58.2
5 (D)	Baseplate	-16.0	15.1	46.5
6 (D)	Cryocooler	-13.9	17.8	50.0
7 (D)	MLI cryocooler	-0.6	29.4	59.4
8 (B)	Plateforme S/C	-20.0	10.0	40.0
9 (B)	Doigt froid S/C	-40.0	-25.0	-10.0
10 (B)	Environnement S/C	0.0	30.0	60.0
Dissipations internes [W]				
Noeud thermique		Cas froid	Cas intermédiaire	Cas chaud
3 (préamplificateur)		0.3 [†]	0.3 [†]	0.3 [†]
6 (moteur cryocooler)		5.3	6.8	8.7
Transferts par conduction				
Noeuds (i,j)	Conductance C_{ij} [W/K]	Flux de conduction Q_{ij} [W]		
		Cas froid	Cas intermédiaire	Cas chaud
1,3	$4.0 \cdot 10^{-4}$	0.061	0.068	0.074
2,3	$8.0 \cdot 10^{-4}$	0.020	0.022	0.024
3,5	$5.1 \cdot 10^{-3}$	0.119	0.200	0.281
3,9	1.0	-0.587	-0.907	-1.334
5,6	2.5	5.330	6.835	8.740
5,8	1.3	-5.210	-6.638	-8.460
Transferts radiatifs				
Noeuds (i,j)	Radiosité Y_{ij} [m ²]	Flux radiatif Q_{ij} [W]		
		Cas froid	Cas intermédiaire	Cas chaud
1,2	$1.26 \cdot 10^{-3}$	0.132	0.169	0.214
2,3	$1.81 \cdot 10^{-3}$	0.112	0.147	0.190
3,4	$2.56 \cdot 10^{-3}$	0.361	0.643	1.038
4,7	$3.17 \cdot 10^{-3}$	0.008	0.018	0.032
4,10	$6.79 \cdot 10^{-2}$	0.353	0.626	1.007
6,7	$5.36 \cdot 10^{-4}$	0.030	0.037	0.040
7,10	$1.47 \cdot 10^{-2}$	0.039	0.054	0.072
Bilan des principaux échanges de puissance [W]				
Charge thermique		Cas froid	Cas intermédiaire	Cas chaud
Doigt froid du cryocooler		0.193	0.236	0.287
Doigt froid du satellite		0.587	0.907	1.334
Plateforme du satellite		5.210	6.638	8.460

[†] La valeur de 0.3 W pour la dissipation du préamplificateur est celle prise initialement dans le modèle thermique et correspond à un cas pire. Dans la suite, pour le modèle détaillé, une valeur de 0.1 W sera considérée.

TAB. 4.6: Modèle thermique simple, calcul de l'équilibre thermique en mode opérationnel dans les cas froid, intermédiaire et chaud. Le tableau reprend à la fois les conditions de la simulation (coefficients de couplages radiatifs et conductifs, dissipations internes) et les résultats (températures des noeuds et détail des flux échangés).

4.4 Tests réalisés sur la maquette thermique

4.4.1 Description de la maquette

Une maquette thermique de la tête de détection MANGA/GSH (figure 4.7) a été réalisée afin de valider le concept thermique de l'instrument : conductances entre éléments, inerties thermiques, charges thermiques, etc.

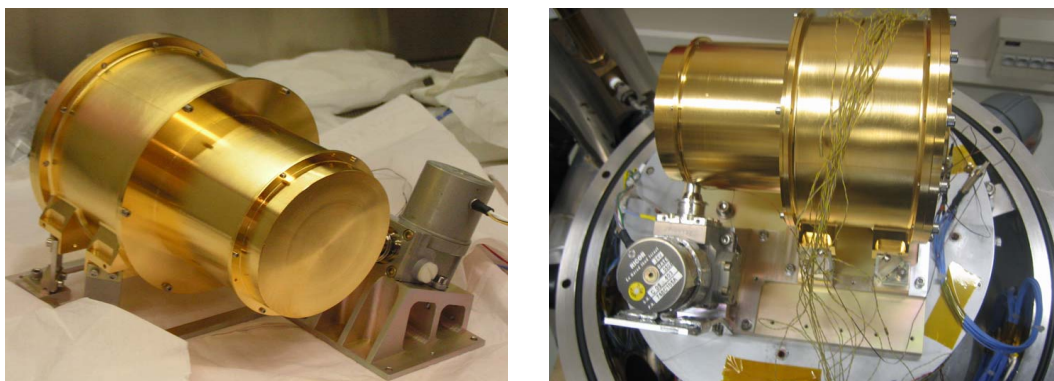


FIG. 4.7: Photographies de la maquette thermique MANGA/GSH-TBB.

Si cette maquette comporte des éléments pour la plupart identiques à la configuration de vol de l'instrument (présentée à la figure 2.10), elle s'en écarte sur plusieurs points :

- Une masselotte en aluminium de 450 g remplace le bloc de détection constitué dans la réalité du cristal de germanium et de sa capsule (1290 g au total).
- L'électronique de préamplification est représenté par une chaufferette dissipant une puissance de 0.1 W.
- Les principaux connecteurs et câbles électriques sont représentés par des câbles factices aux propriétés similaires.
- Le cryocooler (Ricor K508), bien qu'utilisé dans le passé dans la préparation de plusieurs instruments spatiaux (VIRTIS sur Rosetta et Venus Express), est de type commercial. Il compte environ 2000 heures de fonctionnement et 200 cycles (on/off).

Les tests sur la maquette thermique ont été réalisés en février et mars 2006, dans la cuve SIMENOM du LESIA. Comme le montrent les photographies de la figure 4.8, la maquette a été montée sur une plaque support régulée en température, jouant le rôle de la plateforme du satellite. L'enceinte a quant à elle été couplée à un puits dont la température est ajustée pour simuler le doigt froid du satellite. Enfin, cinq écrans noirs

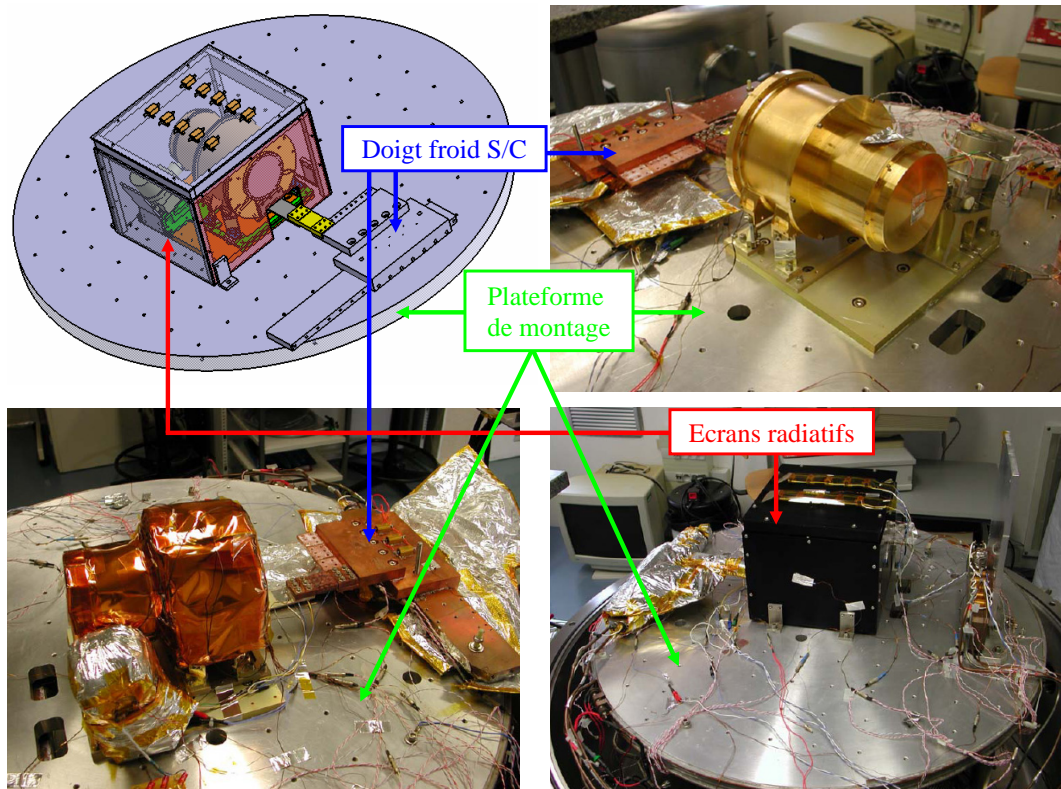


FIG. 4.8: Montage de la maquette thermique MANGA/GSH-TBB dans la cuve du LESIA.

chauffés au moyen de résistances ont été disposés autour de la maquette afin de simuler l'environnement radiatif du satellite. L'ensemble du montage a été équipé d'une vingtaine de sondes de température (pt100) réparties sur les principaux éléments : doigt froid du cryocooler, bloc de détection, écran thermique, enceinte (4 sondes), doigt froid de la cuve (3 sondes), cryocooler, moteur du cryocooler, support du cryocooler, baseplate et chacun des écrans chauds. L'acquisition des mesures s'est faite de manière automatique.

Le cryocooler a été alimenté avec une tension de 28 V et son fonctionnement régulé pour maintenir la température du doigt froid à 83°K (mesurée par une diode). Sa consommation de puissance a été contrôlée par la mesure du courant.

4.4.2 Principaux résultats des tests effectués

Une première série d'essais a eu lieu du 15 au 23 février 2006 et consistait à tester le refroidissement de la maquette dans les trois cas d'environnement thermique (listés au tableau 4.2), tant en régime établi que dans les phases transitoires. La figure 4.9 montre les profils temporels des températures des principaux éléments de la maquette.

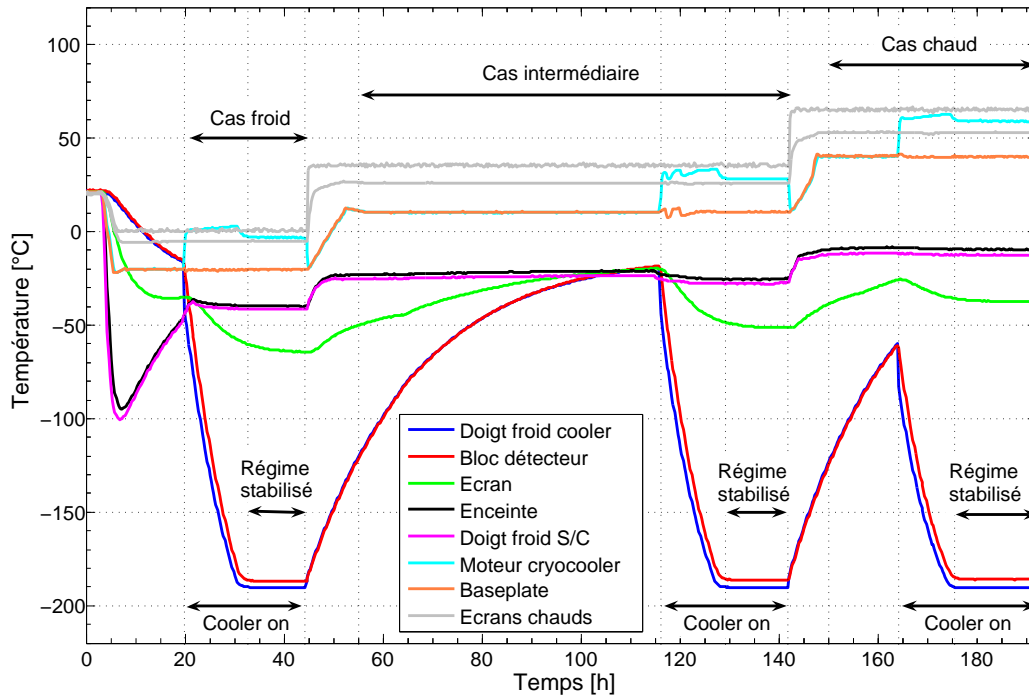


FIG. 4.9: Tests de refroidissement sur la maquette thermique MANGA/GSH-TBB : profils de température pour les principaux éléments.

Le tableau 4.7 reprend les températures des principaux éléments mesurées en régime établi dans les cas froid, intermédiaire et chaud.

Cas	D. froid cooler	Bloc détect.	Ecran	Enceinte	Support TRP	Ecrans chauds	Puissance cooler
Froid	83.0°K	85.7°K	-64.0°C	-40.2 à -39.1°C	-20.1°C	-5.6 à 0.5°C	5.3 W
Interm.	83.0°K	86.2°K	-51.4°C	-25.6 à -23.6°C	10.4 °C	25.8 à 35.7°C	7.0 W
Chaud	82.8°K	86.5°K	-37.5°C	-10.2 à -7.3°C	40.0°C	52.8 à 66.1°C	9.0 W

TAB. 4.7: Tests de refroidissement sur la maquette thermique MANGA/GSH-TBB : principales mesures faites en régime établi dans les cas froid, intermédiaire et chaud.

Les résultats s'avèrent être en bonne cohérence avec les prédictions faites à partir du modèle numérique simple et valident le concept thermique :

1. La température obtenue pour le bloc de détection était dans tous les cas inférieure à 90°K. Il doit être noté de plus que les réglages de l'électronique du cryocooler

ont été effectués de manière à réguler la température du doigt froid à 83°K , et non celle du bloc de détection à 80°K . Rien ne devrait cependant empêcher de refroidir le bloc de détection à 80°K .

2. La puissance consommée par le cryocooler est de 9 W au maximum (cas chaud) pour maintenir le bloc détecteur à température cryogénique (86°K).
3. La température du compartiment prévu pour l'implantation de l'électronique de préamplification est dans tous les cas inférieure à 0°C .
4. La charge thermique sur le doigt froid du satellite, nécessaire pour maintenir l'enceinte à basse température, varie de 0.6 W dans le cas froid à 1.45 W dans le cas chaud, ce qui est nettement supérieur aux estimations faites avec le modèle simple avec une dissipation du préamplificateur supérieure (0.3 W).

Par ailleurs, un test de recuit a également été réalisé le 1^{er} mars 2006, dans les conditions du cas chaud. Une puissance de 4 W a été appliquée sur le bloc détecteur pendant 2 heures pour atteindre 80°C et a été ensuite ajustée à 0.8 W pour maintenir cette température.

4.5 Modèle numérique détaillé et comparaison avec les mesures expérimentales

Un modèle thermique détaillé de la maquette (figure 4.10), comportant une soixantaine de noeuds, a été élaboré avec le double objectif de comprendre le comportement de l'ensemble des éléments et surtout de prédire les performances de l'instrument MANGA dans des conditions différentes de celles des tests.

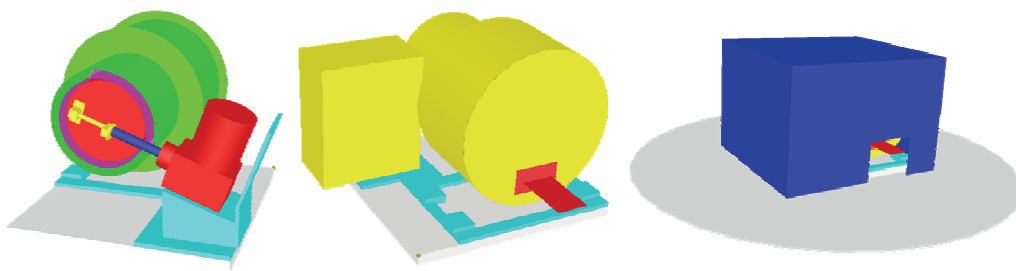


FIG. 4.10: Géométrie du modèle thermique détaillé : connexion du doigt froid du cryocooler au détecteur (gauche), couvertures MLI (milieu), plateau de montage et écrans radiatifs (droite).

Ce modèle a été réalisé sous THERMICA, dans des conditions identiques à celles du modèle simple en ce qui concerne les propriétés des matériaux et revêtements. Les radiosités ont été calculées par ray-tracing tandis que les conductances ont pour la plupart été évaluées manuellement. Les conductances de contact ont été prises égales à $500\text{ W/m}^2/\text{K}$ dans

le cas normal et à $15000 \text{ W/m}^2/\text{K}$ pour les interfaces où de la graisse thermique ou un joint thermique ont été utilisés. La figure 4.10 donne un aperçu de la géométrie utilisée. Par rapport au modèle simple, la géométrie comporte en plus divers éléments propres au test (plateforme, écran thermiques, etc.) et une modélisation du doigt froid du cryocooler.

Etude des régimes stabilisés

Le modèle présentait déjà dans sa version originale des résultats en bon accord avec les mesures ($\Delta T < 4^\circ\text{C}$ sauf pour le moteur du cryocooler), avec cependant une température systématiquement plus froide pour l'enceinte, un gradient notable dans celle-ci, et surtout un flux évacué vers le doigt froid de la cuve deux fois plus faible que dans les mesures. Ces écarts, qui témoignaient d'une sous-estimation du couplage conductif et radiatif de l'enceinte avec l'extérieur, ont été corrigés en augmentant l'émissivité équivalente du MLI ($\epsilon = 0.03$ au lieu de 0.02) et sa conductance ($0.1 \text{ W/m}^2/\text{K}$ au lieu de $0.02 \text{ W/m}^2/\text{K}$)⁴.

Une étude de sensibilité a été faite par rapport aux paramètres les plus importants ou présentant les plus grandes incertitudes. Confrontée aux mesures, cette étude a confirmé avec une erreur de $\pm 5\%$ la valeur adoptée a priori pour l'émissivité de la dorure ($\epsilon = 0.04$) et avec une erreur de $\pm 10\%$ la conductance des pieds isolants en verre epoxy.

Le tableau 4.8 présente une comparaison des températures mesurées expérimentalement avec celles calculées par le modèle (dans sa version recalée) pour les principaux éléments en régimes stabilisés dans les cas froid, intermédiaire et chaud. Malgré les incertitudes importantes sur plusieurs paramètres (propriétés thermiques à basse température, conductances de contact, etc.), les simulations sont en très bon accord avec les mesures. Elles permettent en particulier d'expliquer le léger gradient de température observé entre l'embout du doigt froid du cryocooler et le bloc de détection. La modélisation du doigt froid du cryocooler (cf. figure 4.10) et des trous dans l'enceinte et l'écran nécessaires à son passage ne semblent pas avoir d'influence notable sur les températures de l'écran thermique ni du bloc de détection. A l'exception du cas chaud, la température simulée pour la partie chaude du cryocooler est proche de la valeur mesurée, ce qui tend à valider la modélisation simple en deux noeuds retenue pour celui-ci : le moteur où la totalité de la puissance est dissipée et la partie basse (ou heat sink) diffusant la majorité de la chaleur vers le support.

En ce qui concerne les charges thermiques sur les doigts froids du cryocooler et du satellite (bas du tableau 4.8), le modèle est en accord avec les mesures avec une sous-estimation systématique de 7% au maximum. Notons enfin que la conductance (et donc le flux) entre

⁴Le couplage thermique plus important observé dans les mesures entre l'enceinte et l'extérieur peut être attribué à plusieurs facteurs. Le plus probable semble être cependant la performance dégradée du MLI. Plusieurs études dont [De Parolis et Pinter-Krainer, 1996] ont montré que la conductance effective du MLI varie avec le nombre de couches, avec la température et surtout avec la présence de trous, de recouvrements, etc. de sorte que les valeurs mesurées sur un système global peuvent s'écarter de plus d'un ordre de grandeur de la valeur nominale évaluée sur des échantillons.

Élément	Cas froid		Cas intermédiaire		Cas chaud	
	Sim.	Mes.	Sim.	Mes.	Sim.	Mes.
Températures [°C]						
<i>Doigt froid cryocooler</i>	-190.2	-190.2	-190.2	-190.2	-190.3	-190.3
Bloc détecteur	-186.9	-186.8	-186.3	-186.3	-185.5	-185.9
Ecran thermique	-63.4	-63.0	-51.0	-50.6	-36.8	-37.0
Enceinte - embase	-40.3	-39.8	-26.2	-25.4	-9.9	-9.5
Enceinte - basse	-40.0	-40.0	-25.7	-25.3	-9.2	-9.1
Enceinte - haute	-39.3	-39.2	-24.3	-24.2	-7.3	-7.8
Enceinte - capot	-39.2	-39.2	-24.2	-23.9	-7.1	-7.3
I/F doigt froid S/C	-40.6	-40.1	-26.6	-25.9	-10.5	-10.1
<i>Doigt froid S/C</i>	-44.2	-44.2	-32.9	-32.9	-19.3	-19.3
Support cryocooler	-20.0	-20.3	10.8	10.5	40.4	40.2
Cryocooler - heat sink	-18.2	-18.5	13.1	12.8	43.4	43.2
Cryocooler - moteur	-3.9	-3.1	32.0	28.3	67.2	59.2
<i>Support Baseplate</i>	-20.2	-20.2	10.5	10.5	40.1	40.1
Charges thermiques [W]						
Doigt froid cryocooler	0.213	0.220 [†]	0.255	0.260 [†]	0.312	0.320 [†]
Doigt froid S/C	0.575	0.598	0.982	1.062	1.387	1.422

[†] Valeurs interpolées à partir de la mesure de la consommation du cryocooler et des courbes de la figure 4.4.

TAB. 4.8: Tests sur la maquette thermique : comparaison du modèle thermique recalé aux données expérimentales (températures en régimes stabilisés froid, intermédiaire et chaud). Les éléments figurant en italique sont des noeuds dont la température a été imposée dans le modèle.

le doigt froid du cryocooler et le bloc de détection dépend fortement de la qualité de la graisse thermique utilisée dans les contacts.

Une comparaison du modèle avec les mesures a également été réalisée dans les conditions d'un recuit en cas chaud. Pour maintenir le bloc de détection à une température de 80°C, la puissance dissipée par la chaufferette placée sur le détecteur doit être de 0.7 W selon le modèle. Ceci est en bon accord avec la puissance électrique de 0.8 W injectée lors des tests si l'on tient compte de la perte de rendement due à la résistance propre du fil. Les charges thermiques sur les doigts froids du cryocooler et du satellite sont de 267 mW et 1.89 W, ce qui concorde avec les mesures (resp. 246 mW et 2.08 W).

Montée et descente en température

Le modèle numérique a également été comparé aux mesures des différents régimes transitoires afin de valider les inerties thermiques estimées pour différents éléments. La figure 4.11 illustre une phase de remontée en température à la suite de l'arrêt du cryocooler dans le cas intermédiaire. Bien qu'ayant peu d'intérêt pratique, ce profil de remontée libre (i.e. sans chaufferette) montre l'importance et la difficulté d'évaluer correctement l'inertie thermique lorsque la température varie sur une plage importante.

Comme remarqué précédemment, la prise en compte de deux cas extrêmes correspondant aux capacités calorifiques des deux températures extrêmes n'est pas satisfaisante car elle introduit un marge d'erreur trop importante. Une simulation avec une inertie moyenne calculée à partir de la formule (4.17) donne une évaluation acceptable du profil temporel.

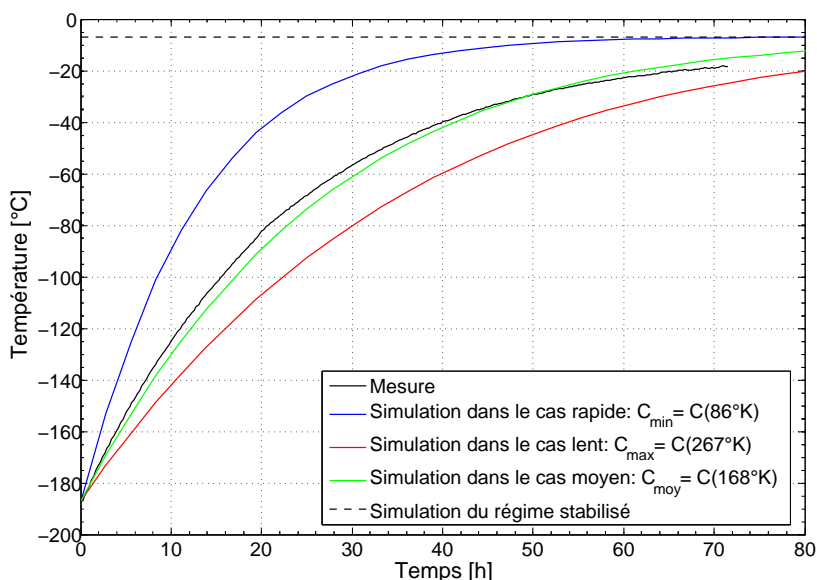


FIG. 4.11: Profil de température mesurés et simulés pour le bloc de détection (masselotte) après arrêt du cryocooler dans le cas intermédiaire.

Des comparaisons du modèle avec les mesures ont été faites pour les autres éléments de la maquette et pour les autres phases transitoires illustrées à la figure 4.9. Elles montrent que tous les régimes transitoires peuvent être reproduits précisément. Dans le cas des phases de refroidissement, le comportement du cryocooler peut être assimilé à un régime en boucle ouverte où la puissance d'extraction varie linéairement avec la température du doigt froid.

4.6 Bilans thermiques pour l'instrument MANGA

La principal objectif du modèle réalisé est de prédire le comportement thermique de l'instrument MANGA. Si les tests réalisés sur la maquette thermique se sont avérés concluants et valident le concept thermique, ils ne sont pas entièrement représentatifs de l'instrument dans sa configuration de vol. D'une part l'utilisation d'une masselotte d'inertie thermique plus faible que celle du germanium implique des phases transitoires plus rapides. Pour les régimes stationnaires, le comportement observé lors des tests risque d'être sensiblement différent dans la réalité étant donné les écarts entre les conditions de tests et celles des spécifications.

Le tableau 4.9 présente les principales caractéristiques du bilan thermique de MANGA/GSH en mode opérationnel ($T_{\text{détecteur}} = 85^{\circ}\text{K}$) dans les cas froid, intermédiaire et chaud. Les charges thermiques sur les doigts froids du cryocooler et du satellite sont respectivement supérieure et inférieure à celles évaluées dans le cas des tests sur la maquette. Cela est dû au fait que les températures des écrans thermiques et du doigt froid de la cuve étaient en moyenne quelque peu inférieures à celles des spécifications (cf. tableau 4.2). En conséquence, la consommation du cryocooler est sensiblement supérieure à celle observée lors des tests (9.3 W au lieu de 9.0 W dans le cas chaud). Remarquons par ailleurs que, pour maintenir la température du détecteur à 80°K (resp. 90°K) au lieu de 85°K , les charges thermiques sur les doigts froids du cryocooler et du satellite augmentent (resp. diminuent) de 3 mW seulement, ce qui est inférieur aux marges d'erreurs sur le modèle estimées à $\pm 5\%$.

	Cas froid	Cas intermédiaire	Cas chaud
Températures des principaux éléments			
Bloc de détection	-188.1°C	-188.1°C	-188.1°C
Doigt froid du cryocooler	-191.7°C	-192.4°C	-193.4°C
Ecran thermique	-60.2°C	-45.3°C	-29.9°C
Enceinte (valeur moyenne)	-36.2°C	-18.9°C	-1.0°C
Charges thermiques			
Doigt froid du cryocooler	0.225 W	0.280 W	0.346 W
Doigt froid du satellite	0.527 W	0.853 W	1.246 W
Plateforme du satellite	5.76 W	7.52 W	9.69 W
Consommation électrique du cryocooler	5.52 W	7.21 W	9.34 W

TAB. 4.9: Bilan thermique de MANGA/GSH en mode opérationnel ($T_{\text{détecteur}} = 85^{\circ}\text{K}$).

Pour les phases de recuit, une température nominale de 85°C a été considérée comme étant un bon compromis, permettant de récupérer de manière satisfaisante les performances du détecteur endommagé par les radiations tout en limitant une détérioration prématurée du cryocooler⁵. Le tableau 4.10 présente les différentes caractéristiques d'un cycle de recuit dans les trois cas d'environnement thermique du satellite. Le cas froid, dimensionnant pour la phase de chauffage, requiert 1.3 W pour maintenir le détecteur à 85°C . La durée de chauffage pour atteindre 85°C à partir de la température cryogénique est de 15 à 17 heures pour une puissance de 2 W et de 8 à 9 heures avec 4 W.

Pour la phase de refroidissement, la durée a été évaluée pour un fonctionnement du cryocooler à plein régime⁶, identique à celui observé dans les tests. La durée de refroidissement pour atteindre la température opérationnelle de 85°K est estimée 21.5 heures. Notons que cette durée doit être considérée comme une valeur minimum : si le détecteur

⁵Selon les informations fournies par le constructeur, les plages de températures spécifiées pour le cryocooler Ricor K508 sont de -40 à $+85^{\circ}\text{C}$ en cas opérationnel et de -56 à $+85^{\circ}\text{C}$ en non-opérationnel.

⁶Aucune différence n'a été observée au niveau du régime du cryocooler lors des tests entre les modes asservi et boucle ouverte tant que la température du doigt froid est éloignée de sa consigne.

est à sa température d'opération et si le cryocooler fonctionne en régime nominal, la stabilisation de tous les éléments, en particulier de l'écran thermique, requiert un temps additionnel pouvant atteindre plusieurs heures.

Remarquons qu'une contrainte pourrait être imposée sur la vitesse de variation en température pour éviter d'endommager certains éléments, en particulier le système de dégazage de la capsule. Dans le cas où les variations de température seraient limitées à 20°C par heure, la puissance de chauffage ne devrait guère excéder 2 W.

	Cas froid	Cas intermédiaire	Cas chaud
Bilan des charges thermiques pour un maintien du détecteur à 85°C^\dagger			
Puissance de dissipation requise (Q_{heater})	1.23 W	0.99 W	0.73 W
Charge sur le doigt froid du cryocooler	0.459 W	0.326 W	0.189 W
Charge sur le doigt froid du satellite	1.103 W	1.419 W	1.795 W
Montée en température de 85°K à 85°C			
$Q_{\text{heater}} = 2 \text{ W}$	17.4 h	16.2 h	15.3 h
$Q_{\text{heater}} = 4 \text{ W}$	8.8 h	8.5 h	8.2 h
Descente en température de 85°C à 85°K (cryocooler à plein régime)			
Durée de refroidissement	21.4 h	21.5 h	21.7 h
Consommation du cryocooler	11.5 W	12.0 W	13.7 W

TAB. 4.10: Bilan thermique de MANGA/GSH en mode "recuit" ($T_{\text{détecteur}} = 85^\circ\text{C}$).

La figure 4.12 présente le profil complet d'un cycle de recuit typique pour l'instrument MANGA, établi sur base des considérations précédentes. Pour un recuit de 5 jours à 85°C , il faudrait interrompre la phase d'opération pendant 7 jours environ.

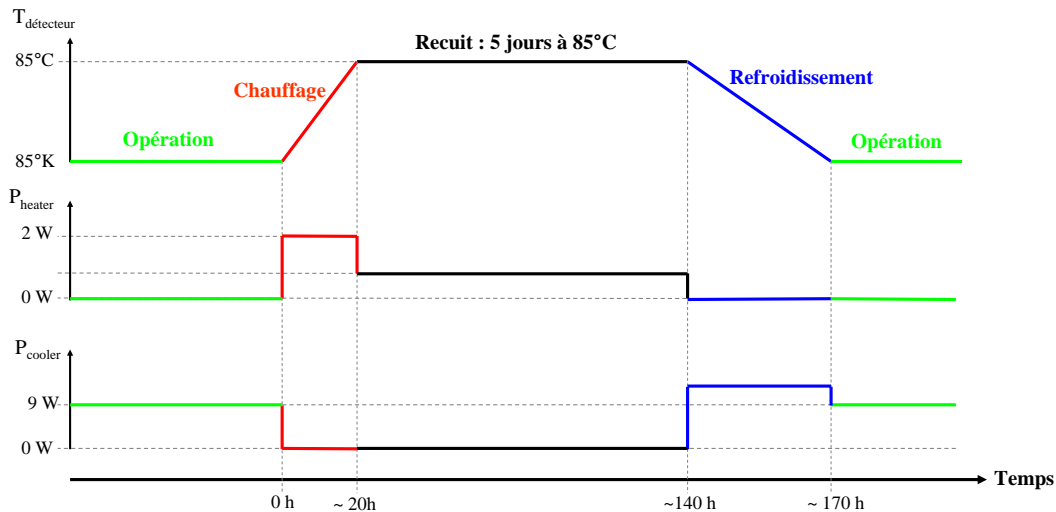


FIG. 4.12: Profil nominal d'un cycle de recuit envisagé pour l'instrument MANGA.

4.7 Conclusion

Comme le synthétise le tableau 4.11, les diverses études réalisées ont permis de consolider le concept thermique de l'instrument et même de diminuer les besoins en puissance par rapport aux évaluations préliminaires faites lors de la proposition de l'instrument. En premier lieu, l'ensemble des tests menés pour caractériser les cryocoolers et surtout les essais réalisés au moyen de la maquette thermique de l'instrument ont permis de valider le concept thermique de MANGA/GSH. Notre contribution dans ces études, à savoir la réalisation d'un modèle thermique détaillé de la maquette et de l'instrument, a permis d'établir un bilan thermique précis de l'instrument dans les conditions de la mission Bepi-Colombo.

	Evaluation préliminaire[†]	Evaluation consolidée[‡]	
		Cas froid	Cas chaud
Charge sur le doigt froid du cryocooler	max. 400 mW	230 mW	350 mW
Charge sur le doigt froid du satellite	max. 1.7 W	0.5 W	1.3 W
Charge sur la plateforme du satellite	max. 11.4 W	5.8 W	9.7 W
Consommation électrique du cryocooler	max. 11.0 W	5.5 W	9.3 W
Consommation du préamplificateur	max. 300 mW	100 mW	100 mW

[†] Evaluation faite en mars 2005 (document MANGA/EID-B).

[‡] Evaluation faite sur base des tests de la maquette et du modèle numérique détaillé.

TAB. 4.11: Bilan de puissance pour MANGA/GSH en mode opérationnel (détecteur à 85°K).

L'impact sur le bilan global des ressources de l'instrument MANGA (cf. tableau 2.7) se traduit par une baisse de la consommation électrique de 15.6 W à 14.0 W en mode nominal. Notons enfin que, s'il semble difficile de diminuer davantage les ressources de la tête de détection gamma, une étude similaire sur deux autres parties de l'instrument (CEB et NS) pourrait amener à une optimisation de leur conception en termes de masse et de consommation.

Conclusion générale

Ces travaux de thèse ont traité de l'étude et de la validation d'un spectromètre gamma pour la mesure de la composition chimique des surfaces planétaires. Ils ont été réalisés dans le cadre du projet MANGA proposé en 2004 par le CESR pour être à bord de la mission européenne Bepi-Colombo vers la planète Mercure. Le concept d'instrument étudié repose sur l'utilisation d'une tête de détection à base de germanium ultra-pur (HPGe), refroidie à température cryogénique. Cette technologie permet de réaliser la spectroscopie γ avec une haute résolution en énergie et a déjà été embarquée sur plusieurs missions spatiales dédiées à l'astronomie comme WIND, INTEGRAL, HESSI, etc., ou à la planétologie comme Mars Odyssey. Les travaux réalisés avaient pour objectif principal d'analyser les solutions de mise en oeuvre d'un tel instrument à bord de la mission Bepi-Colombo, pour laquelle les environnements thermique et radiatif sont extrêmement contraignants.

Nos études ont dans un premier temps porté sur l'analyse des performances de mesure de l'instrument. Il a été montré que celui-ci était en adéquation avec les objectifs scientifiques de la mission Bepi-Colombo, en particulier en ce qui concerne les critères de résolution et d'efficacité de détection. L'analyse de spectres synthétiques et le calcul de la précision des abondances chimiques déterminées pour les principaux éléments (O, Na, Mg, Al, Si, Ca, Ti, H, Cr, Mn, Fe, K, Th, U) ont mis en exergue l'importance de la résolution en énergie. Il apparaît que, dans le cadre de la mission Bepi-Colombo, seul un instrument de haute résolution (à base de HPGe) pourrait fournir des données scientifiques avec une qualité suffisante pour permettre la cartographie des abondances chimiques et avec une précision trois fois supérieure aux mesures qui seront faites au préalable avec le spectromètre γ à bord de MESSENGER.

Dans un second temps, nos études ont porté sur la caractérisation de la dégradation des détecteurs HPGe par les radiations. La plupart des investigations menées auparavant sur ce sujet ont concerné les dommages dus aux principales sources de radiations rencontrées au niveau ou au-delà de l'orbite terrestre, à savoir les protons très énergétiques du rayonnement cosmique et les neutrons secondaires qu'ils sont susceptibles de générer dans la matière du satellite. Dans certains scénarios de missions, comme celles explorant le Système Solaire interne (MESSENGER ou Bepi-Colombo), les particules générées lors d'événements solaires, essentiellement des protons dont l'énergie varie de quelques MeV à 300 MeV, constituent une autre source de dégradation. Des études expérimentales réalisées en accélérateur ont consisté à irradier deux détecteurs HPGe (coaxiaux, de type n)

avec des fluences élevées de protons de 50 et 60 MeV (jusqu'à $7.5 \cdot 10^{10}$ p/cm²). Les tests expérimentaux ainsi que les simulations numériques réalisées parallèlement ont abouti aux résultats suivants :

- Le principal effet des dommages radiatifs, à savoir la dégradation de la résolution du détecteur, a été observé à partir d'un seuil en fluence de $5 \cdot 10^8$ p/cm², ce qui est plus élevé d'un ordre de grandeur par rapport aux protons très énergétiques (énergie de l'ordre du GeV) ou aux neutrons rapides. Par ailleurs, les protons solaires ayant un parcours limité dans la matière (quelques centimètres au maximum), leurs dommages ne sont pas répartis uniformément dans le cristal. Il en résulte une distorsion des pics plus complexe que celle classiquement observée (queue exponentielle à basse énergie).
- A la suite des irradiations, des tests de recuit ont été réalisés à plusieurs températures et pour différentes durées. Comme il a déjà été observé dans bon nombre d'études, il s'avère nécessaire de chauffer le cristal à une température de plus de 80°C pendant une durée de plus de 4 jours pour retrouver un niveau de résolution satisfaisant. Des recuits à plus haute température (100°C) permettent de recouvrer la résolution initiale du détecteur. Sur base des résultats obtenus, une stratégie de recuit a été établie pour un instrument tel que MANGA.
- Une baisse de l'efficacité de détection a également été observée pour des fluences élevées et correspond à la perte de la partie irradiée du cristal de germanium. L'origine de cette dégradation a été attribuée à des changements importants dans le dopage du semi-conducteur, conduisant à une perte de déplétion dans la région endommagée. L'existence d'un volume mort dans le cristal n'empêche pas le bon fonctionnement du détecteur mais se révèle irréversible : les recuits n'ont eu aucun effet, même partiel, de récupération. Ce second type de dégradation a été observé à partir d'un seuil en fluence de 10^{10} p/cm², ce qui correspond au cumul d'une dizaine d'événements solaires majeurs, du même type que celui du mois d'août 1972.

Le troisième thème principal traité dans nos études concernait le contrôle thermique de l'instrument MANGA. Notre contribution consistait à réaliser un modèle thermique précis de l'instrument. Celui-ci a été confronté aux résultats des tests réalisés par ailleurs avec une maquette thermique de l'instrument. Si les tests expérimentaux ont validé le concept thermique général, le modèle a quant à lui permis d'évaluer le bilan thermique de l'instrument dans sa configuration de vol, pour différents modes de fonctionnement (opération, recuit, etc.). Les études ont permis de consolider et même de diminuer le bilan global des ressources requises pour le fonctionnement de l'instrument.

Enfin, si les travaux ont été réalisés dans le cadre particulier d'une mission vers Mercure (projet MANGA et mission Bepi-Colombo), ils auront contribué plus généralement à la validation et à l'optimisation d'un instrument de spectroscopie gamma à haute résolution destiné à l'étude de la composition chimique des surfaces planétaires.

Bibliographie

- [Agostinelli *et al.*, 2003] AGOSTINELLI, S., ALLISON, J., AMAKO, K., APOSTOLAKIS, J., ARAUJO, H., ARCE, P., ASAI, M., AXEN, D., BANERJEE, S., BARRAND, G. *et al.* (2003). GEANT4 - A simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506(3):250–303.
- [Albernhe *et al.*, 1981] ALBERNHE, F., LEBORGNE, J. F., VEDRENNE, G., BOCLET, D., DUROUCHOUX, P. *et* DA COSTA, J. M. (1981). Detection of the positron annihilation gamma ray line from the Galactic Center region. *Astronomy and Astrophysics*, 94:214.
- [Allison *et al.*, 2006] ALLISON, J., AMAKO, K., APOSTOLAKIS, J., ARAUJO, H., ARCE DUBOIS, P., ASAI, M., BARRAND, G., CAPRA, R., CHAUVIE, S., CHYTRACEK, R. *et al.* (2006). Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(1):270–278.
- [Anselmi *et* Scoon, 2001] ANSELM, A. *et* SCOON, G. E. N. (2001). BepiColombo, ESA's Mercury Cornerstone mission. *Planetary and Space Science*, 49:1409–1420.
- [ANSI/IEEE Std 325-1996, 1997] ANSI/IEEE STD 325-1996 (1997). IEEE Standard Test Procedures for Germanium Gamma-Ray Detectors.
- [Arnold *et al.*, 1962] ARNOLD, J. R., METZGER, A. E., ANDERSON, E. C. *et* VAN DILLA, M. A. (1962). Gamma Rays in Space, Ranger 3. *Journal of Geophysical Research*, 67(12):4878–4880.
- [Atteia *et al.*, 1995] ATTEIA, J.-L., NIEL, M., CASSIGNOL, M., COTIN, F., COUTERET, J., EHANNO, M., EVRARD, J., LAGRANGE, D., LAMY, A., MAINGUENE, J., OLIVE, J.-F., ROUAIX, G., SOULEILLE, P. *et* VEDRENNE, G. (1995). FREGATE, a Gamma-Ray Spectrometer for HETE. *Astrophysics and Space Science*, 231:471–474.
- [Basaltic Volcanism Study Project, 1981] BASALTIC VOLCANISM STUDY PROJECT (1981). *Basaltic Volcanism on the Terrestrial Planets*. Pergamon Press, Inc, New York.
- [Bethe *et* Ashkin, 1953] BETHE, H. A. *et* ASHKIN, J. (1953). Passage of Radiations through Matter. *Experimental Nuclear Physics (ed. E. segre)*, 1:166–357. Wiley, New York.
- [Bilger, 1967] BILGER, H. R. (1967). Fano Factor in Germanium at 77° K. *Physical Review*, 163(2):238–253.
- [Borrel *et al.*, 1999] BORREL, V., KANDEL, B., ALBERNHE, F., FRABEL, P., CORDIER, B., TAUZIN, G., CRESPI, S., COSZACH, R., DENIS, J. *et* LELEUX, P. (1999). Fast

- neutron-induced damage in INTEGRAL n-type HPGe detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 430(2-3):348–362.
- [Boynton *et al.*, 2004] BOYNTON, W. V., FELDMAN, W. C., MITROFANOV, I. G., EVANS, L. G., REEDY, R. C., SQUYRES, S. W., STARR, R., TROMBKA, J. I., D’USTON, C., ARNOLD, J. R., ENGLERT, P. A. J., METZGER, A. E., WÄNKE, H., BRÜCKNER, J., DRAKE, D. M., SHINOHARA, C., FELLOWS, C., HAMARA, D. K., HARSHMAN, K., KERRY, K., TURNER, C., WARD, M., BARTHE, H., FULLER, K. R., STORMS, S. A., THORNTON, G. W., LONGMIRE, J. L., LITVAK, M. L. et TON’CHEV, A. K. (2004). The Mars Odyssey Gamma-Ray Spectrometer Instrument Suite. *Space Science Reviews*, 110:37–83.
- [Boynton *et al.*, 1992] BOYNTON, W. V., TROMBKA, J. I., FELDMAN, W. C., ARNOLD, J. R., ENGLERT, P. A. J., METZGER, A. E., REEDY, R. C., SQUYRES, S. W., WÄNKE, H., BAILEY, S. H., BRÜCKNER, J., CALLAS, J. L., DRAKE, D. M., DUKE, P., EVANS, L. G., HAINES, E. L., MCCLOSKEY, F. C., MILLS, H., SHINOHARA, C. et STARR, R. (1992). Science Applications of the Mars Observer Gamma Ray Spectrometer. *Journal of Geophysical Research*, 97:7681–7698.
- [Brückner *et al.*, 1991] BRÜCKNER, J., KÖRFER, M., WÄNKE, H., SHROEDER, A. N. F., FILGES, D., DRAGOVITSCH, P., ENGLERT, P. A. J., STARR, R., TROMBKA, J. I., TAYLOR, I., DRAKE, D. M. et SHUNK, E. R. (1991). Proton-Induced Radiation Damage in Germanium Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 38(2):209–217.
- [Brückner et Masarik, 1997] BRÜCKNER, J. et MASARIK, J. (1997). Planetary gamma-ray spectroscopy of the surface of Mercury. *Planetary and Space Science*, 45(1):39–48.
- [Cabrera, 2005] CABRERA, J. (2005). Simulation de l’irradiation d’un détecteur de germanium. Communication personnelle.
- [Castagnoli et Lal, 1980] CASTAGNOLI, G. et LAL, D. (1980). Solar Modulation Effects in Terrestrial Production of Carbon 14. *Radiocarbon*, 22(2):133–158.
- [Chambon *et al.*, 1979] CHAMBON, G., HURLEY, K., NIEL, M., VEDRENNE, G., ZENCHENKO, V. M., KUZNETSOV, A. V. et ESTULIN, I. V. (1979). Signe II MP - A Franco-Soviet gamma ray burst satellite experiment. *Space Science Instrumentation*, 5:73–79.
- [Chernenko *et al.*, 2000] CHERNENKO, A., KOSTENKO, V., LOZNIKOV, V., SEMENA, N., KONEV, S., RYBKIN, B., PASCHIN, A. et PROKOPENKO, I. (2000). Optimal cooling of HPGe spectrometers for space-born experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 442(1-3):404–407.
- [Chupp, 1988] CHUPP, E. L. (1988). The gamma-ray spectrometer experiment on the solar maximum mission satellite. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 88:24569.
- [Collon *et al.*, 2006] COLLON, M., BEIJERSBERGEN, M., KRAFT, S., ERD, C., DEN HARTOG, R., OWENS, A., FALKNER, P., SCHULZ, R. et PEACOCK, A. (2006). Design and performance of the payload instrumentation of the Bepicolombo Mercury planetary orbiter. *Acta Astronautica*.

- [Darken *et al.*, 1980] DARKEN, L. S. J., TRAMMEL, R. C., RAUDORF, T. W., PEHL, R. H. et ELLIOT, J. H. (1980). Mechanism for Fast Neutron Damage of Ge(HP) Detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 171(1):49–59.
- [Darnley, 1991] DARNLEY, A. G. (1991). The development of airborne gamma-ray spectrometry : case study in technological innovation and acceptance. *Journal of Nuclear Geophysics*, 5:377–402.
- [De Parolis et Pinter-Krainer, 1996] DE PAROLIS, M. N. et PINTER-KRAINER, W. (1996). Current and future techniques for spacecraft thermal control : 1. design drivers and current technologies. In *ESA Bulletin*, volume 87.
- [de Pater et Lissauer, 2005] DE PATER, I. et LISSAUER, J. (2005). *Planetary Sciences*. Cambridge University Press.
- [Dean *et al.*, 1991] DEAN, A. J., LEI, F. et KNIGHT, P. J. (1991). Background in spaceborne low-energy γ -ray telescopes. *Space Science Reviews*, 57:109–186.
- [d’Uston *et al.*, 1989] D’USTON, C., ATTEIA, J. L., BARAT, C., CHERNENKO, A., DOLIDZE, V., DYATCHKOV, A., JOURDAIN, E., KHARIUKOVA, V., KHAVENSON, N., KOZLENKOV, A., KUCHEROVA, R., MITROFANOV, I., MOSKALEVA, L., NIEL, M., POZANENKO, A., SCHEGLOV, P., SURKOV, Y. et VILCHINSKAYA, A. (1989). Observations of the gamma-ray emission of the Martian surface by the APEX experiment. *Nature*, 341:598–600.
- [Eichholz et Poston, 1979] EICHHOLZ, G. G. et POSTON, J. W. (1979). *Principle of Nuclear Radiation Detection*. Ann Arbor Science Publishers, Inc., Ann Arbor, Michigan.
- [Evans *et al.*, 2002] EVANS, L. G., BOYNTON, W. V., REEDY, R. C., STARR, R. D. et TROMBKA, J. I. (2002). Background lines in the Mars Odyssey 2001 gamma-ray detector. *Proc. of SPIE*, 4784:31–44.
- [Evans *et al.*, 1993] EVANS, L. G., REEDY, R. C. et TROMBKA, J. I. (1993). Introduction to planetary remote-sensing gamma-ray spectroscopy. In PIETERSAND, C. et ENGLERT, P. A. J., éditeurs : *Remote Geochemical Analysis : Elemental and Mineralogical Composition*, pages 167–198. Cambridge University Press, New York.
- [Evans *et al.*, 1999] EVANS, L. G., STARR, R. D., BRÜCKNER, J., BOYNTON, W. V., BAILEY, S. H. et TROMBKA, J. I. (1999). Charge-particle induced radiation damage of a HPGe gamma-ray detector during spaceflight. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 422(1-3):586–590.
- [Evans *et al.*, 1981] EVANS, W. D., FENIMORE, E. E., KLEBESADEL, R. W., LAROS, J. G. et TERRELL, N. J. (1981). Gamma-burst observations from the Pioneer Venus Orbiter. *Astrophysics and Space Science*, 75:35–46.
- [Evans *et al.*, 1980] EVANS, W. D., KLEBESADEL, R. W., LAROS, J. G., TERRELL, J. et KANE, S. R. (1980). Gamma-ray burst observations from the UCB/LASL experiment of ISEE-3. *Nature*, 286:784–786.
- [Fano, 1947] FANO, U. (1947). Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions. *Physical Review*, 72(1):26–29.

- [Fegley et Cameron, 1987] FEGLEY, B. et CAMERON, A. G. W. (1987). A vaporization model for iron/silicate fractionation in the Mercury protoplanet. *Earth and Planetary Science Letters*, 82(3-4):207–222.
- [Feldman *et al.*, 2004] FELDMAN, W. C., AHOLA, K., BARRACLOUGH, B. L., BELIAN, R. D., BLACK, R. K., ELPIC, R. C., EVERETT, D. T., FULLER, K. R., KROESCHE, J., LAWRENCE, D. J., LAWSON, S. L., LONGMIRE, J. L., MAURICE, S., MILLER, M. C., PRETTYMAN, T. H., STORMS, S. A. et THORNTON, G. W. (2004). Gamma-Ray, Neutron, and Alpha-Particle Spectrometers for the Lunar Prospector mission. *Journal of Geophysical Research*, 109(E7).
- [Feldman *et al.*, 1993] FELDMAN, W. C., BOYNTON, W. V. et DRAKE, D. M. (1993). Planetary Neutron Spectroscopy from Orbit. In PIETERSAND, C. et ENGLERT, P. A. J., éditeurs : *Remote Geochemical Analysis : Elemental and Mineralogical Composition*, pages 213–234. Cambridge University Press, New York.
- [Feldman *et al.*, 2001] FELDMAN, W. C., MAURICE, S., LAWRENCE, D. J., LITTLE, R. C., LAWSON, S. L., GASNAULT, O., WIENS, R. C., BARRACLOUGH, B. L., ELPIC, R. C., PRETTYMAN, T. H., STEINBERG, J. T. et BINDER, A. B. (2001). Evidence for water ice near the lunar poles. *Journal of Geophysical Research*, 106:23231–23252.
- [Feynman *et al.*, 2002] FEYNMAN, J., RUZMAIKIN, A. et BERDICHEVSKY, V. (2002). The JPL proton fluence model : an update. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64:1679–1686.
- [Feynman *et al.*, 1993] FEYNMAN, J., SPITALE, J., WANG, J. et GABRIEL, S. (1993). Interplanetary Proton Fluence Model : JPL 1991. *Journal of Geophysical Research*, 98(A8):13281–13294.
- [Fichtel et Trombka, 1997] FICHEL, C. E. et TROMBKA, J. I. (1997). Gamma-Ray Astrophysics : New Insight Into the Universe. Rapport technique, NASA-RP-1386 ; NAS 1.61 :1386.
- [Firestone *et al.*, 1996] FIRESTONE, R. B., SHIRLEY, V. S., CHU, S. Y. F., BAGLIN, C. M. et ZIPKIN, J. (1996). *Table of Isotopes*. John Wiley and Sons, New York, 8 édition.
- [Freck et Wakefield, 1962] FRECK, D. V. et WAKEFIELD, J. (1962). Gamma-Ray Spectrum obtained with a Lithium-drifted p-i-n Junction in Germanium. *Nature*, 193:669.
- [Gasnault, 1999] GASNAULT, O. (1999). *Mesures de la Composition des Surfaces Planétaires par Spectrométrie Gamma et Neutronique*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier (Toulouse III), Centre d’Etude Spatiale des Rayonnements, France.
- [Goettel, 1988] GOETTEL, K. A. (1988). Present bounds on the bulk composition of Mercury - Implications for planetary formation processes. In *Mercury*, pages 613–621. The University of Arizona Press.
- [Gold *et al.*, 2001] GOLD, R. E., SOLOMON, S. C., MCNUTT, R. L., SANTO, A. G., AB-SHIRE, J. B., ACUÑA, M. H., AFZAL, R. S., ANDERSON, B. J., ANDREWS, G. B., BEDINI, P. D., CAIN, J., CHENG, A. F., EVANS, L. G., FELDMAN, W. C., FOLLAS, R. B., GLOECKLER, G., GOLDSTEN, J. O., HAWKINS, S. E. I., IZENBERG, N. R., JASKULEK, S. E., KETCHUM, E. A., LANKTON, M. R., LOHR, D. A., MAUK, B. H.,

- MCCLINTOCK, W. E., MURCHIE, S. L., SCHLEMM, II, C. E., SMITH, D. E., STARR, R. D. et ZURBUCHEN, T. H. (2001). The MESSENGER mission to Mercury : scientific payload. *Planetary and Space Science*, 49:1467–1479.
- [Goswami *et al.*, 2005] GOSWAMI, J. N., BANERJEE, D., BHANDARI, N., SHANMUGAM, M., ACHARYA, Y. B. Subhedar, D. V., SHARMA, M. R., UMAPATHY, C. N., SREEKUMAR, P., SUDHAKAR, M., ABRAHAM, L. et AGRAWAL, P. C. (2005). High energy X- γ ray spectrometer on the Chandrayaan-1 mission to the Moon. *Journal of Earth System Science*, 114(6):733–738.
- [Goswami *et al.*, 2006] GOSWAMI, J. N., THYAGARAJAN, K. et ANNADURAI, M. (2006). Chandrayaan-1 : Indian Mission to Moon. In *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, pages 1704–1705.
- [Goulding et Landis, 1982] GOULDING, F. S. et LANDIS, D. A. (1982). Signal Processing for Semiconductor Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 29(3):1125–1141.
- [Harmon, 1997] HARMON, J. K. (1997). Mercury radar studies and lunar comparisons. *Advances in Space Research*, 19:1487.
- [Harmon *et al.*, 2001] HARMON, J. K., PERILLAT, P. J. et SLADE, M. A. (2001). High-Resolution Radar Imaging of Mercury’s North Pole. *Icarus*, 149:1–15.
- [Harmon et Slade, 1992] HARMON, J. K. et SLADE, M. A. (1992). Radar mapping of Mercury : Full-disk images and polar anomalies. *Science*, 258:640–643.
- [Harmon *et al.*, 1994] HARMON, J. K., SLADE, M. A., VELEZ, R. A., CRESPO, A., DRYER, M. J. et JOHNSON, J. M. (1994). Radar mapping of Mercury’s polar anomalies. *Nature*, 369:213–215.
- [Harrington *et al.*, 1974] HARRINGTON, T. M., MARSHALL, J. H., ARNOLD, J. R., PETERSON, L. E., TROMBKA, J. I. et METZGER, A. E. (1974). The Apollo Gamma-Ray Spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods*, 118:401–411.
- [Hasebe *et al.*, 1999] HASEBE, N., SHIBAMURA, E., ATARASHIYA, T., DOKE, T., D’USTON, C., GRANDE, M., KASHIWAGI, T., KIKUCHI, J., KOBAYASHI, M., KUBO, K., MITANI, S., MORI, K., NARASAKI, K., NOMI, K., TAKASHIMA, T., TANIBATA, R. et REEDY, R. C. (1999). Gamma-ray spectrometer for Japanese lunar polar orbiter. *Advances in Space Research*, 23:1837–1840.
- [Haymes *et al.*, 1975] HAYMES, R. C., WALRAVEN, G. D., MEEGAN, C. A., HALL, R. D., DJUTH, F. T. et SHELTON, D. H. (1975). Detection of nuclear gamma rays from the galactic center region. *Astrophysical Journal*, 201:593.
- [Heynderickx *et al.*, 2000] HEYNDERICKX, D., QUAGHEBEUR, B., SPEELMAN, E. et DALY, E. (2000). Space Environment Information System (SPENVIS) : A WWW interface to models of the space environment and its effects. In *38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV. Site : www.spennis.oma.be.
- [Higbie *et al.*, 1972] HIGBIE, P. R., CHUPP, E. L., FORREST, D. J. et GLESKE, I. U. (1972). A Gamma Ray Monitor for the OSO-7 Spacecraft. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 19:606.

- [Holmes-Siedle et Adams, 1994] HOLMES-SIEDLE, A. et ADAMS, L. (1994). *Handbook of radiation effects*. Oxford University Press.
- [Hubert et al., 2001] HUBERT, P., HUBERT, F., OHSUMI, H., GAYE, J., MÉDINA, B. et JOUANNEAU, J. M. (2001). Application de l'analyse par spectrométrie gamma bas bruit de fond à la datation des vins d'origine française. *Annales des falsifications, de l'expertise chimique et toxicologique*, 957:357–368.
- [Johnson et al., 1972] JOHNSON, W. N., HARNDEN, F. R. et HAYMES, R. C. (1972). The Spectrum of Low-Energy Gamma Radiation from the Galactic-Center Region. *Astrophysical Journal*, 172:1.
- [Jun et al., 2003] JUN, I., XAPSOS, M. A., MESSENGER, S. R., BURKE, E. A., WALTERS, R. J., SUMMERS, G. P. et JORDAN, T. (2003). Proton Nonionizing Energy Loss (NIEL) for Device Applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(6):1924–1928.
- [Kandel, 1998] KANDEL, B. (1998). *Etude du Plan de Détection du Spectromètre SPI sur INTEGRAL : Analyse Expérimentale et Modélisation des Détecteurs HPGe*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier (Toulouse III), Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, France.
- [Kandel et al., 1999] KANDEL, B., BORREL, V., ALBERNHE, F., FRABEL, P., CORDIER, B., TAUZIN, G., CRESPIN, S., COSZACH, R., DENIS, J. et LELEUX, P. (1999). Influence of temperature on the behaviour of INTEGRAL n-type HPGe detectors irradiated with fast neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 430(2-3):363–372.
- [King, 1974] KING, J. H. (1974). Solar Proton Fluences for 1977-1983 Space Missions. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 11:401–408.
- [Klebesadel et al., 1973] KLEBESADEL, R. W., STRONG, I. B. et OLSON, R. A. (1973). Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *Astrophysical Journal*, 182:85.
- [Knoll, 1989] KNOLL, G. F. (1989). *Radiation Detection and Measurement*. second edition, Wiley.
- [Koenen, 1996] KOENEN, M. (1996). *Tieftemperaturverhalten von protoneninduzierten Defekten in hochreinen Germanium Gamma-Spektrometern*. Thèse de doctorat, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, Allemagne.
- [Koenen et al., 1995] KOENEN, M., BRÜCKNER, J., KÖRFER, M., TAYLOR, I. et WÄNKE, H. (1995). Radiation Damage in Large-Volume n- and p-Type High-Purity Germanium Detectors Irradiated by 1.5 GeV Protons. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 42(4):653–657.
- [Kozyrev et al., 2006] KOZYREV, A. S., MITROFANOV, I. G., LITVAK, M. L., SANIN, A. B., TRETYAKOV, V. I., ROGOZHIN, A. A., GURVITS, L. I., SCHVETSOV, V. N. et LELEUX, P. (2006). The Mercury Gamma-Ray and Neutron Spectrometer (MGNS) for the ESA BepiColombo Mission. In *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, pages 1696–1697.
- [Kraner, 1980] KRANER, H. W. (1980). Fast Neutron Damage in Germanium Detectors. *IEEE Transaction on Nuclear Science*, NS-27(1):218–234.

- [Kraushaar *et al.*, 1965] KRAUSHAAR, W., CLARK, G. W., GARMIRE, G., HELMKEN, H., HIGBIE, P. et AGOGINO, M. (1965). Explorer XI Experiment on Cosmic Gamma Rays. *Astrophysical Journal*, 141:845–864.
- [Kraushaar *et al.*, 1969] KRAUSHAAR, W. L., CLARK, G. W. et GARMIRE, G. (1969). OSO-III High-Energy Gamma-Ray Experiment. *Solar Physics*, 6:228.
- [Kurczynski *et al.*, 1999] KURCZYNSKI, P., PEHL, R. H., HULL, E. L., PALMER, D., HARRIS, M. J., SEIFERT, H., TEEGARDEN, B. J., GEHRELS, N., CLINE, T. L., RAMATY, R., SHEPPARD, D., MADDEN, N. W., LUKE, P. N., CORK, C. P., LANDIS, D. A., MALONE, D. F. et HURLEY, K. (1999). Long-term radiation damage to a spaceborne germanium spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 431(1-2):141–147.
- [Lario et Decker, 2005] LARIO, D. et DECKER, R. B. (2005). Radial and longitudinal dependance of solar 4-13 MeV and 27-37 MeV proton fluxes and fluences : Helios and IMP-8 observations. *AGU Fall Meeting Abstracts*.
- [Laurent et Paul, 1998] LAURENT, P. et PAUL, J. (1998). *Astronomie gamma spatiale*. Scientifiques Gb.
- [Lawrence *et al.*, 1999] LAWRENCE, D. J., FELDMAN, W. C., BARRACLOUGH, B. L., BINDER, A. B., ELPHC, R. C., MAURICE, S., MILLER, M. C. et PRETTYMAN, T. H. (1999). High resolution measurements of absolute thorium abundances on the lunar surface. *Geophysical Research Letters*, 26:2681–2684.
- [Lawrence *et al.*, 2002] LAWRENCE, D. J., FELDMAN, W. C., ELPHC, R. C., LITTLE, R. C., PRETTYMAN, T. H., MAURICE, S., LUCEY, P. G. et BINDER, A. B. (2002). Iron abundances on the lunar surface as measured by the Lunar Prospector gamma-ray and neutron spectrometers. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107:13–1.
- [Lin *et al.*, 1998] LIN, R., HURFORD, G., MADDEN, N., DENNIS, B., CRANNELL, C., HOLMAN, G., RAMATY, R., VON ROSENGINGE, T., ZEHNDER, A., VAN BEEK, H. et *al.* (1998). High-Energy Solar Spectroscopic Imager (HESSI) Small Explorer mission for the next (2000) solar maximum. *Proc. SPIE*, 3442:2–12.
- [Lingenfelter *et al.*, 1961] LINGENFELTER, R. E., CANFIELD, E. H. et HESS, W. N. (1961). The Lunar Neutron Flux. *Journal of Geophysical Research*, 66:2665–2671.
- [Lodders et Fegley, 2001] LODDERS, K. et FEGLEY, B. J. (2001). *The Planetary Scientist's Companion*. Oxford University Press, New York.
- [Mahoney *et al.*, 1981] MAHONEY, W. A., LING, J. C. et JACOBSON, A. S. (1981). Radiation damage of the HEAO C-1 germanium detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 185(1-3):449–458.
- [Mahoney *et al.*, 1980] MAHONEY, W. A., LING, J. C., JACOBSON, A. S. et TAPPHORN, R. M. (1980). The HEAO 3 gamma-ray spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods*, 178(2-3):363–381.
- [Mandrou *et al.*, 1979] MANDROU, P., VEDRENNE, G. et NIEL, M. (1979). Diffuse cosmic gamma-ray observation from 0.3 to 6 MeV in two regions near the Galactic center and anticenter. *Astrophysical Journal*, 230:97–105.

- [Marquardt *et al.*, 2000] MARQUARDT, E. D., LE, J. P. et RADEBAUGH, R. (2000). Cryogenic Material Properties Database. *In Proc. 11th International Cryocooler Conference*, Keystone (Co).
- [Masarik, 2004] MASARIK, J. (2004). Flux d'émission γ (raies de capture et inélastiques) simulés pour différentes compositions chimiques de la surface de Mercure. Communication personnelle.
- [McEney *et al.*, 2004] MCEENERY, J. E., ATWOOD, W. B., DIGEL, S. W., BURNETT, T. H. et LAT (2004). The GLAST Large Area Telescope. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 205:607.
- [Metzger *et al.*, 1964] METZGER, A. E., ANDERSON, E. C., VAN DILLA, M. A. et ARNOLD, J. R. (1964). Detection of an Interstellar Flux of Gamma-Rays. *Nature*, 204:766–767.
- [Metzger et Arnold, 1970] METZGER, A. E. et ARNOLD, J. R. (1970). Gamma ray spectroscopic measurements of Mars. *Applied Optics*, 9:1289–1303.
- [Mitrofanov *et al.*, 1996] MITROFANOV, I. G., ANFIMOV, D. S., CHERNENKO, A. M., DOLIDZE, V. S., KOSTENKO, V. I., ISUPOV, O. E., POZANENKO, A. S., TON'SHEV, A. K., USHAKOV, D. A., AUCHAMPAUGH, G. F., CAFFERTY, M., DRAKE, D. M., FENIMORE, E. E., KLEBESADEL, R. W., LONGMIRE, J. L., MOSS, C. E. et REEDY, R. C. (1996). High Precision Gamma-Ray Spectrometer PGS for Russian Interplanetary Mission to Mars. *Advances in Space Research*, 17(12):51–59.
- [Morgan et Anders, 1980] MORGAN, J. W. et ANDERS, E. (1980). Chemical composition of Earth, Venus, and Mercury. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA, Physical Sciences*, 77(12):6973–6977.
- [Murphy *et al.*, 1990] MURPHY, R. J., SHARE, G. H., LETAW, J. R. et FORREST, D. J. (1990). Nuclear line spectroscopy of the 1981 April 27 solar flare. *Astrophysical Journal*, 358:298–312.
- [Ngô et Ngô, 1998] NGÔ, C. et NGÔ, H. (1998). *Introduction à la physique des semi-conducteurs*. Dunod, Paris.
- [Novara, 2002] NOVARA, M. (2002). The BepiColombo ESA Cornerstone Mission to Mercury. *Acta Astronautica*, 51:387–395.
- [Oegelman *et al.*, 1975] OEGELMAN, H., FICHEL, C. E. et KNIFFEN, D. A. (1975). Observations of low energy gamma-ray bursts with SAS-2. *Nature*, 255:208–210.
- [Ogilvie *et al.*, 1978] OGILVIE, K. W., DURNEY, A. C. et VON ROSENINGE, T. (1978). Descriptions of experimental investigations and instruments for the ISEE spacecraft. *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, 16(3):151–153.
- [Owens, 1985] OWENS, A. (1985). Spectral degradation effects in an 86 cm³ Ge(HP) detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 238(2-3):473–478.
- [Owens *et al.*, 1991] OWENS, A., BAKER, R., CLINE, T. L., GEHRELS, N., JERMAKIAN, J., NOLAN, T., RAMATY, R., SMITH, G., STILWELL, D. E., TEEGARDEN, B. J., TROMBKA, J., YAVER, H., CORK, C. P., LANDIS, D. A., LUKE, P. N., MADEN, N. W., MALONE, D., PEHL, R. H., HURLEY, K., MATHIAS, S. et POST, A. H. J. (1991).

- The Transient Gamma-Ray Spectrometer. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 38(2):559–567.
- [Paul *et al.*, 1991] PAUL, J., BALLEST, J., CANTIN, M., CORDIER, B., GOLDWURM, A., LAMBERT, A., MANDROU, P., CHABAUD, J. P., EHANNO, M. et LANDE, J. (1991). Sigma - The hard X-ray and soft gamma-ray telescope on board the GRANAT space observatory. *Advances in Space Research*, 11:289–302.
- [Pehl et Goulding, 1970] PEHL, R. H. et GOULDING, F. S. (1970). Recent observations on the Fano factor in germanium. *Nuclear Instruments and Methods*, 81(2):329–330.
- [Pehl *et al.*, 1978] PEHL, R. H., VARNELL, L. S. et METZGER, A. E. (1978). High-Energy Proton Radiation Damage of High-Purity Germanium Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-25(1):409–417.
- [Prettyman *et al.*, 2006] PRETTYMAN, T. H., BARRACLOUGH, B. L., FELDMAN, W. C., BALDONADO, J. R., BERNARDIN, J. D., DINGLER, R. D., ENEMARK, D. C., LITTLE, C. K., MILLER, E. A., PATRICK, D. E., PAVRI, B., RAYMOND, C. A., RUSSELL, C. T., STORMS, S. A., SWEET, M. R., WILLIFORD, R. L. et WONG-SWANSON, B. (2006). Gamma Ray and Neutron Spectrometer for Dawn. In *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, pages 2231–2232.
- [Prettyman *et al.*, 2002] PRETTYMAN, T. H., FELDMAN, W. C., LAWRENCE, D. J., MCKINNEY, G. W., BINDER, A. B., ELPIC, R. C., GASNAULT, O. M., MAURICE, S. et MOORE, K. R. (2002). Library Least Squares Analysis of Lunar Prospector Gamma Ray Spectra. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 2012–2013.
- [Reedy, 1978] REEDY, R. C. (1978). Planetary Gamma-ray spectroscopy. In *9th Lunar and Planetary Science Conference*, pages 2961–2984.
- [Reyss *et al.*, 1995] REYSS, J. L., SCHMIDT, S., LEGELEUX, F. et BONTÉ, P. (1995). Large, low background well-type detectors for measurements of environmental radioactivity. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 357(2-3):391–397.
- [Santo *et al.*, 2001] SANTO, A. G., GOLD, R. E., JR., M. R. L., SOLOMON, S. C., ERCOL, C. J., FARQUHAR, R. W., HARTKA, T. J., JENKINS, J. E., MCADAMS, J. V., MOSHER, L. E., PERSONS, D. F., ARTIS, D. A., BOKULIC, R. S., CCONDE, R. F., DAKERMANJI, G., GOSS, M. E. J., HALEY, D. R., CHEERES, K. J., MAURER, R. H., MOORE, R. S., RODBERG, E. H., STERN, T. G., WILEY, S. R., WILLIAMS, B. G., YEN, C. L. et PETERSON, M. R. (2001). The MESSENGER mission to Mercury : spacecraft and mission design. *Planetary and Space Science*, 49:1481–1500.
- [Sasaki *et al.*, 2003] SASAKI, S., IJIMA, Y., TANAKA, K., KATO, M., HASHIMOTO, M., MIZUTANI, H. et TAKIZAWA, Y. (2003). The SELENE mission : Goals and status. *Advances in Space Research*, 31:2335–2340.
- [Schönfelder, 1990] SCHÖNFELDER, V. (1990). The Gamma-Ray Observatory GRO in perspective. *Advances in Space Research*, 10:243–253.
- [Schulz et Benkhoff, 2006] SCHULZ, R. et BENKHOFF, J. (2006). BepiColombo : Payload and mission updates. *Advances in Space Research*, 38:572–577.

- [Shah *et al.*, 2003a] SHAH, K. S., GLODO, J., KLUGERMAN, M., CIRIGNANO, L., MOSES, W. W., DERENZO, S. E. et WEBER, M. J. (2003a). LaCl₃:Ce scintillator for γ -ray detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 505:76–81.
- [Shah *et al.*, 2003b] SHAH, K. S., GLODO, J., KLUGERMAN, M., MOSES, W. W., DERENZO, S. E. et WEBER, M. J. (2003b). LaBr₃:Ce Scintillators for Gamma-Ray spectroscopy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(6):2410–2413.
- [Slade *et al.*, 1992] SLADE, M. A., BUTLER, B. J. et MUHLEMAN, D. O. (1992). Mercury radar imaging : Evidence for polar ice. *Science*, 258:635–640.
- [Solomon *et al.*, 2001] SOLOMON, S. C., JR., M. R. L., GOLD, R. E., ACUÑA, M. H., BAKER, D. N., BOYNTON, W. V., CHAPMAN, C. R., CHENG, A. F., GLOECKLER, G., HEAD, J. W. I., KRIMIGIS, S. M., MCCLINTOCK, W. E., MURCHIE, S. L., PEALE, S. J., PHILLIPS, R. J., SLAVIN, J. A., SMITH, D. E., STROM, G. S., TROMBKA, J. I. et ZUBER, M. T. (2001). The MESSENGER mission to Mercury : scientific objectives and implementation. *Planetary and Space Science*, 49:1445–1465.
- [Srouf *et al.*, 2003] SROUF, J. R., MARSHALL, C. J. et MARSHALL, P. W. (2003). Review of Displacement Damage Effects in Silicon Devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(3):653–670.
- [Stone *et al.*, 1986] STONE, R. E., BARKLEY, V. A. et FLEMING, J. A. (1986). Performance of a Gamma-Ray and X-ray Spectrometer using Germanium and Si(Li) Detectors Cooled by a Closed-Cycle Cryogenic Mechanical Refrigerator. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-33:299–302.
- [Summers *et al.*, 1987] SUMMERS, G. P., BURKE, E. A., DALE, C. J., WOLICKI, E. A., MARSHALL, P. W. et GEHLHAUSEN, M. A. (1987). Correlation of Particle-Induced Displacement Damage in Silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 34(6):1134–1139.
- [Summers *et al.*, 1993] SUMMERS, G. P., BURKE, E. A., SHAPIRO, P., MESSENGER, S. R. et WALTERS, R. J. (1993). Damage correlation in semiconductors exposed to gamma, electron and proton radiations. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 40(6):1172–1179.
- [Surkov *et al.*, 1989] SURKOV, I. A., BARSUKOV, V. L., MOSKALEVA, L. P., KHARIUKOVA, V. P. et ZAITSEVA, S. E. (1989). Determination of the elemental composition of Martian rocks from Phobos 2. *Nature*, 341:595–598.
- [Surkov *et al.*, 1981] SURKOV, I. A., MOSKALEVA, L. P., MANVELIAN, O. S. et KHARIUKOVA, V. P. (1981). Analysis of the gamma radiation of Martian rocks based on the data of the Mars 5 spacecraft. *Cosmic Research*, 18:623–631.
- [Tavani *et al.*, 2006] TAVANI, M., BARBIELLINI, G., ARGAN, A., BASSET, M., BOFFELLI, F., BULGARELLI, A., CARAVEO, P., CHEN, A., COSTA, E., DE PARIS, G. et al. (2006). The AGILE mission and its scientific instrument. In TURNER, M. J. L. et HASINGER, G., éditeurs : *Space Telescopes and Instrumentation II : Ultraviolet to Gamma Ray. Proceedings of the SPIE*, volume 6266.
- [Thomas *et al.*, 1993] THOMAS, H. G., EBERTH, J., BECKER, F., BURKARDT, T., FREUND, S., HERMKENS, U., MYLAEUS, T., SKODA, S., TEICHERT, W., v. D WERTH,

- A. et VON BRENTANO, P. (1993). Neutron induced radiation damage of a n-type Ge detector. Influence of the operating temperature. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 332(1-2):215–219.
- [Trombka *et al.*, 1997] TROMBKA, J. I., FLOYD, S. R., BOYNTON, W. V., BAILEY, S., BRÜCKNER, J., SQUYRES, S. W., EVANS, L. G., CLARK, P. E., STARR, R., FIORE, E., GOLD, R., GOLDSTEN, J. et McNUTT, R. (1997). Compositional Mapping with the Near X-Ray / Gamma-Ray Spectrometer. *Journal of Geophysical Research*, 102:23729–23750.
- [Trombka *et al.*, 2001] TROMBKA, J. I., NITTLER, L. R., STARR, R. D., EVANS, L. G., MCCOY, T. J., BOYNTON, W. V., BURBINE, T. H., BRÜCKNER, J., GORENSTEIN, P., SQUYRES, S. W., REEDY, R. C., GOLDSTEN, J. O., LIM, L., HURLEY, K., CLARK, P. E., FLOYD, S. R., MCCLANAHAN, T. P., MCCARTNEY, E., BRANSCOMB, J., BHANGOO, J. S., MIKHEEVA, I. et MURPHY, M. E. (2001). The NEAR-Shoemaker x-ray/gamma-ray spectrometer experiment : Overview and lessons learned. *Meteoritics and Planetary Science*, 36:1605–1616.
- [Trombka *et al.*, 2000] TROMBKA, J. I., SQUYRES, S. W., BRÜCKNER, J., BOYNTON, W. V., REEDY, R. C., MCCOY, T. J., GORENSTEIN, P., EVANS, L. G., ARNOLD, J. R., STARR, R. D., NITTLER, L. R., MURPHY, M. E., MIKHEEVA, I., McNUTT, R. L., MCCLANAHAN, T. P., MCCARTNEY, E., GOLDSTEN, J. O., GOLD, R. E., FLOYD, S. R., CLARK, P. E., BURBINE, T. H., BHANGOO, J. S., BAILEY, S. H. et PETAEV, M. (2000). The Elemental Composition of Asteroid 433 Eros : Results of the NEAR-Shoemaker X-ray Spectrometer. *Science*, 289:2101–2105.
- [Upp *et al.*, 2005] UPP, D. L., KEYSER, R. M. et TWOMEY, T. R. (2005). New cooling methods for HPGE detectors and associated electronics. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 264(1):121–126.
- [van Dilla *et al.*, 1962] VAN DILLA, M. A., ANDERSON, E. C., METZGER, A. E. et SCHUCH, R. L. (1962). Lunar Composition by Scintillation Spectroscopy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 9:405–412.
- [van Loef *et al.*, 2002] VAN LOEF, E. V. D., DORENBOS, P., VAN EIJK, C. W. E., KRÄMER, K. et GÜDEL, H. U. (2002). Scintillation properties of $\text{LaBr}_3:\text{Ce}^{3+}$ crystals : fast, efficient and high-energy-resolution scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 486(1-2):254–258.
- [Vedrenne *et al.*, 2003] VEDRENNE, G., ROQUES, J. P., SCHÖNFELDER, V., MANDROU, P., LICHTI, G. G., VON KIENLIN, A., CORDIER, B., SCHANNE, S., KNÖDLSER, J., SKINNER, G., JEAN, P., SANCHEZ, F., CARAVEO, P., TEEGARDEN, B., VON BALLMOOS, P., BOUCHET, L., PAUL, P., MATTESON, J., BOGGS, S., WUNDERER, C., LELLEUX, P., WEIDENSPÖTNER, G., DUROUCHOUX, P., DIEHL, R., STRONG, A., CASSÉ, M., CLAIR, M. et ANDRÉ, Y. (2003). SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL. *Astronomy and Astrophysics*, 411:63–70.
- [Vinogradov *et al.*, 1967] VINOGRADOV, A. P., SURKOV, Y. A., CHERNOV, G. M., KIRNOZOV, F. F. et NAZARKINA, G. B. (1967). Lunar Gamma-Radiation and the Composition of the Lunar Rocks According to Results of Luna 10 Experiment. *Cosmic Research*, 5:741.

- [Vinogradov *et al.*, 1976] VINOGRADOV, A. P., SURKOV, Y. A., MOSKALEVA, L. P. et KIRNOZOV, F. F. (1976). Measurement of the Intensity and the Spectral Structure of the Gamma Radiation of Mars by AMS 'Mars 5'. *Soviet Physics - Doklady*, 20:523–525.
- [von Ballmoos *et al.*, 2004] VON BALLMOOS, P., HALLOIN, H., EVRARD, J., SKINNER, G., ABROSIMOV, N., ALVAREZ, J., BASTIE, P., HAMELIN, B., HERNANZ, M., JEAN, P., KNÖDLSEDER, J., LONJOU, V., SMITHER, B. et VEDRENNE, G. (2004). CLAIRE's first light. *New Astronomy Review*, 48:243–249.
- [Weber, 2004] WEBER, M. J. (2004). Scintillation : mechanisms and new crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 527(1-2):9–14.
- [Weidenspointner *et al.*, 2005] WEIDENSPONTNER, G., HARRIS, M. J., STURNER, S., TEEGARDEN, B. J. et FERGUSON, C. (2005). MGGPOD : A Monte Carlo Suite for Modeling Instrumental Line and Continuum Backgrounds in Gamma-ray Astronomy. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 156:69–91.
- [Weidenspointner *et al.*, 2003] WEIDENSPONTNER, G., KIENER, J., GROS, M., JEAN, P., TEEGARDEN, B. J., WUNDERER, C., REEDY, R. C., ATTIE, D., DIEHL, R., FERGUSON, C., HARRIS, M. J., KNÖDLSEDER, J., LELEUX, P., LONJOU, V., ROQUES, J. P., SCHÖNFELDER, V., SHRADER, C., STURNER, S., TATISCHEFF, V. et VEDRENNE, G. (2003). First identification and modelling of SPI background lines. *Astronomy and Astrophysics*, 411:113–116.
- [Ziegler *et al.*, 1984] ZIEGLER, J. F., BIRSACK, J. P. et LITTMARK, U. (1984). The Stopping and Range of Ions in Solids. *In Vol. 1 of series Stopping and Ranges of Ions in Matter*, New York. Pergamon Press.

Liste des figures

1.1	Spectre gamma de 1000 s enregistré sans source de calibration avec un détecteur HPGe coaxial de 226 cm ³ au CESR le 16 février 2005. Toutes les raies observées (ainsi que le continuum) proviennent de la radioactivité naturelle, c'est-à-dire de la désintégration des éléments K, U et Th présents dans l'environnement du détecteur (essentiellement le sol et les murs).	15
1.2	Sonde Mars Odyssey et instrument GRS [Boynton <i>et al.</i> , 2004].	21
1.3	Carte de l'abondance du fer sur Mars pour des latitudes moyennes (50° S à 45° N) établie à partir des données de Mars Odyssey/GRS. Les régions polaires n'ont pas été cartographiées essentiellement parce que la mesure de l'abondance du fer y est peu précise étant donné les grandes quantités de glace d'eau présentes dans le sol. Les inscriptions sur la carte indiquent les positions des cinq landers ayant atterri avec succès sur le sol martien : Viking 1 (VL1), Viking 2 (VL2), Pathfinder (PF), Spirit au cratère Gusev (G) et Opportunity dans Meridiani Planum (M). Source : http://grs.lpl.arizona.edu/home.jsp	22
1.4	Principales interactions des photons γ avec la matière.	23
1.5	Atténuation des photons γ dans le germanium (source : www.physics.nist.gov).	25
1.6	Principe du semi-conducteur : structure des bandes et fonctionnement.	26
1.7	Densité intrinsèque de porteurs de charge en fonction de la température pour les semi-conducteurs Ge et Si.	28
1.8	Principe du scintillateur : structure des bandes et fonctionnement.	29
1.9	Schéma de la chaîne électronique et traitement du signal pour un spectromètre gamma de type HPGe.	31
1.10	Spectre simulé pour un détecteur HPGe coaxial de 6 cm de hauteur et de diamètre, exposé à une source ponctuelle de photons gamma de 4 MeV.	33
1.11	Matrice de réponse du détecteur HPGe défini à la figure 1.10. L'échelle de couleurs (unités arbitraires) illustre le nombre de coups par canal d'énergie d'une largeur de 10 keV.	34
1.12	Efficacité de détection en fonction de l'énergie des photons γ pour le détecteur HPGe défini à la figure 1.10.	36
1.13	Dépendance angulaire de l'efficacité de détection : définition des angles θ et φ	36
1.14	Définition de la résolution pour un pic parfaitement gaussien.	37

1.15	Analyse d'un pic isolé : rapport S/B.	38
1.16	Principe d'émission gamma dans un sol planétaire.	40
1.17	Transport des photons γ dans un sol planétaire.	42
1.18	Flux transmis de la planète au détecteur.	44
1.19	Fraction de flux de photons incidents en fonction de la distance au nadir dans le cas d'un détecteur placé en orbite à 400 km autour de Mercure ($R_p = 2439$ km).	45
2.1	Photographies prises par Mariner 10 lors de son survol de Mercure le 29 mars 1974. Les deux mosaïques comportent chacune 18 clichés pris durant les phases d'approche (droite) et d'éloignement de la planète (gauche). . .	50
2.2	Images radar du pôle nord de Mercure obtenue avec le radiotélescope d'Arecibo [Harmon, 1997] [Harmon <i>et al.</i> , 2001].	51
2.3	Comparaison des orbites de MESSENGER et Bepi-Colombo MPO : temps de survol en fonction de l'altitude (gauche) et altitude en fonction de la latitude (droite).	58
2.4	Comparaison des orbites de Messenger et Bepi-Colombo MPO : altitude et temps de survol en fonction de la latitude pour des pixels de $10^\circ \times 10^\circ$	59
2.5	Comparaison de la résolution et de l'efficacité de détection pour les instruments MESSENGER/GRS, Bepi-Colombo/MGNS et MANGA.	60
2.6	Spectres synthétiques calculés pour les instruments Bepi-Colombo/MGNS et MANGA pour 3175 heures autour de Mercure (temps d'observation en-dessous d'une altitude de 800 km). Seules les 300 raies γ les plus intenses, tous modes de production confondus (capture, diffusion inélastique, radioactivité), ont été prises en compte. Les pics de pleine énergie les plus intenses sont annotés de l'élément correspondant.	63
2.7	Configuration générale de l'instrument MANGA : disposition sur le panneau du satellite et description des trois unités GSH, NS et CEB.	67
2.8	Configuration de l'instrument MANGA/GSH.	69
2.9	Schéma d'un détecteur HPGe coaxial "closed end" de type n.	70
2.10	Géométrie du détecteur HPGe utilisée dans la simulation GEANT4.	71
2.11	Géométrie de MANGA/GSH utilisée pour le calcul d'efficacité (GEANT4).	72
2.12	Efficacité de pic de MANGA/GSH en fonction de l'énergie des photons incidents pour une altitude de 800 km au-dessus de la surface de Mercure. Chaque point du graphique correspond à une simulation Monte-Carlo de 10^5 photons dont la direction est distribuée dans l'angle solide de la planète.	73
2.13	Profil radial du champ électrique dans un cristal de germanium coaxial en fonction de la tension de polarisation (gauche) et de la concentration d'impuretés (droite). Les rayons interne et externe du cristal sont respectivement de 5 mm et 30 mm.	75

2.14	Distribution du potentiel et du champ électrique dans un cristal HPGe coaxial (6 cm × 6 cm) avec une concentration d'impuretés de type n de 10^{10} cm^{-3} et polarisé à 3500 V. La résolution de l'équation aux dérivées partielles a été faite par la méthode des éléments finis (maillage triangulaire d'environ 5000 noeuds). Les conditions aux limites sont de type Dirichlet pour les surfaces intérieures ($V_1 = 3500 \text{ V}$) ou extérieures ($V_2 = 0 \text{ V}$) et de type Neumann en $z = 0$ (surface passivée du cristal) et $r = 0$ (axe de symétrie).	76
2.15	Variation de la résolution avec l'énergie pour un détecteur HPGe coaxial de type n (détecteur 1 décrit au tableau 3.4). Les mesures ont été réalisées dans les conditions d'opération nominales du détecteur (polarisation de 3500 V et température de 85°K).	77
2.16	Variation de la position et de l'aire du pic à 1.33 MeV avec la tension de polarisation (mesures faites en février 2005 sur le détecteur 1). La tension de déplétion calculée à partir de la formule théorique (2.10) et du taux d'impuretés spécifié par le fabricant ($7.5\text{-}8.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$) est en accord avec celle mesurée ($\Delta V_d = 2400 \text{ V}$).	79
3.1	Pouvoir d'arrêt du germanium pour les électrons, les protons et les particules α (source : www.physics.nist.gov).	84
3.2	Range (CSDA) des électrons, protons et particules α dans le germanium (source : www.physics.nist.gov).	85
3.3	Mécanismes en jeu dans les déplacements atomiques [Srouf <i>et al.</i> , 2003].	87
3.4	Pertes d'énergie ionisante [Ziegler <i>et al.</i> , 1984] et non-ionisante [Jun <i>et al.</i> , 2003] des protons dans le germanium.	88
3.5	Flux de protons enregistré lors du SPE de novembre 2003 par le satellite GOES 12 (source : www.goes.noaa.gov).	91
3.6	Fluence intégrale en fonction de l'énergie pour un événement solaire majeur au niveau de la Terre (SPE de 1972 [King, 1974]) et au niveau de Mercure (estimation), en comparaison à la fluence annuelle de rayons cosmiques en minimum et maximum solaire.	92
3.7	Atténuation des protons solaires (spectre du SPE 1972 [King, 1974]) en fonction de l'épaisseur d'aluminium.	92
3.8	Fluence totale de protons solaires estimées pour Bepi-Colombo (cas pire).	94
3.9	Photographies des détecteurs 1 et 2 dans la ligne LIF (CRC, Louvain-la-Neuve).	97
3.10	Géométrie du détecteur 1 utilisée dans les simulations GEANT4.	98
3.11	Distribution en énergie des protons incidents sur le détecteur 1 (simulation GEANT4).	99

3.12	Dépôts d'énergie ionisante (gauche) et non-ionisante (droite) dans le cristal de germanium du détecteur 1 (simulation GEANT4). Pour chacune des trois vues, la dose a été moyennée suivant l'axe de projection. Les valeurs de dose indiquées sur la barre de couleur sont exprimées en MeV/mm^3 et normalisées à une fluence de protons de $1 \text{ p}/\text{cm}^2$. Les lignes interrompues blanches correspondent aux contours du cristal de germanium.	100
3.13	Evolution de la forme du pic à 1.33 MeV en fonction de la fluence de protons.	101
3.14	Evolution de la résolution (FWHM à 1.33 MeV) en fonction de la fluence de protons, pour différentes positions de la source γ par rapport à la zone irradiée.	102
3.15	Evolution du pic à 1.33 MeV avec les recuits après la deuxième campagne.	103
3.16	Evolution du pic à 1.33 MeV avec les recuits après la première campagne.	103
3.17	Evolution de la résolution (FWHM à 1.33 MeV) avec les recuits après la première campagne d'irradiations.	104
3.18	Perte d'efficacité de pic après la première campagne d'irradiations : comparaison des mesures avec les simulations (GEANT4).	105
3.19	Position du pic à 1.33 MeV en fonction de la tension de polarisation avant irradiations, après irradiations et après recuits (campagne 1).	106
3.20	Taux de comptage dans le pic à 1.33 MeV et dans le spectre en fonction de la tension de polarisation, avant irradiations et après irradiations et recuits (campagne 1).	106
3.21	Détecteur 2 : géométrie et disposition par rapport au faisceau (GEANT4).	107
3.22	Perte d'efficacité du détecteur 2 à la suite de l'irradiation : comparaison des mesures avec les simulations (GEANT4).	108
3.23	Activation du détecteur 1 en comparaison au "bruit de fond" naturel (spectres de 1000s mesurés avec un autre détecteur HPGe au CESR le 9/03/2006).	109
3.24	Décroissance du taux de comptage (au total dans le spectre et dans le pic à 511 keV) pour le détecteur 1 après chacune des deux campagnes d'irradiations.	111
3.25	Profils radiaux du dopage, du potentiel et du champ électrique dans le cristal de germanium du détecteur 1 : effet d'une forte injection d'impuretés de type p dans la zone irradiée. Les profils ont été obtenus par la résolution numérique de l'équation différentielle 2.5 dans le cas d'une polarisation du cristal de 3500 V.	113
3.26	Dépôts d'énergie ionisante (gauche) et non-ionisante (droite) dans le cristal de germanium du détecteur 1 (simulation GEANT4). Pour chacune des trois vues, la dose a été moyennée suivant l'axe de projection. Les valeurs de dose indiquées sur la barre de couleur sont exprimées en MeV/mm^3 et normalisées à une fluence intégrale unitaire ($1 \text{ p}/\text{cm}^2$) de protons d'une énergie supérieure à 60 MeV. Les lignes interrompues blanches correspondent aux contours du cristal de germanium.	114

3.27	Comparaison du dépôt de dose non-ionisante pour les conditions expérimentales (figure 3.12) et pour des conditions réelles (figure 3.26). Le graphique représente le volume de HPGe affecté en fonction de la dose normalisée à une fluence de 1 p/cm^2 de protons de 50 MeV dans le cas expérimental et d'énergie $E > 60 \text{ MeV}$ dans le cas réel.	115
4.1	Structure d'un modèle thermique sous THERMICA (référence : EADS ASTRIUM, THERMICA <i>User's Manual</i> , issue 3.0.).	125
4.2	Concept de refroidissement retenu pour MANGA/GSH.	127
4.3	Schéma d'un cryocooler de type Stirling rotatif intégral (droite) et photographie du modèle RICOR K508 (droite). Source : www.ricor.com	128
4.4	Test des performances du cryocooler K508 en mode asservi pour une température du doigt froid de 83°K . La puissance consommée par la machine est exprimée en fonction de la charge thermique sur le doigt froid et de la température du support.	129
4.5	Modèle thermique simple de MANGA/GSH : géométrie adoptée pour les différents noeuds (modeleur de THERMICA).	130
4.6	Conductivité thermique et chaleur spécifique en fonction de la température pour le germanium (HPGe type n), l'aluminium, le cuivre et le verre epoxy [Marquardt <i>et al.</i> , 2000].	132
4.7	Photographies de la maquette thermique MANGA/GSH-TBB.	135
4.8	Montage de la maquette thermique MANGA/GSH-TBB dans la cuve du LESIA.	136
4.9	Tests de refroidissement sur la maquette thermique MANGA/GSH-TBB : profils de température pour les principaux éléments.	137
4.10	Géométrie du modèle thermique détaillé : connexion du doigt froid du cryocooler au détecteur (gauche), couvertures MLI (milieu), plateau de montage et écrans radiatifs (droite).	138
4.11	Profil de température mesurés et simulés pour le bloc de détection (masselette) après arrêt du cryocooler dans le cas intermédiaire.	141
4.12	Profil nominal d'un cycle de recuit envisagé pour l'instrument MANGA.	143
B.1	Architecture d'un code de simulation dans GEANT4. Dans ce diagramme, chaque bloc correspond à une classe (en gras le nom générique, en italique le nom donné par l'utilisateur). Seules les 4 classes en gris sont obligatoires, les autres sont optionnelles.	176
B.2	Structure générale d'une simulation sous GEANT4.	178

Liste des tableaux

1.1	Principaux types de radiations nucléaires [Eichholz et Poston, 1979].	14
1.2	Principales caractéristiques des missions spatiales passées, futures ou en opération comportant des instruments de spectroscopie gamma.	17
1.3	Propriétés des matériaux semi-conducteurs [Fichtel et Trombka, 1997].	27
1.4	Propriétés des principaux (ou nouveaux) scintillateurs inorganiques utilisés en spectroscopie gamma.	30
2.1	Comparaison des propriétés de Mercure à celles des autres planètes telluriques [de Pater et Lissauer, 2005].	50
2.2	Informations synthétiques sur les missions MESSENGER et Bepi-Colombo.	54
2.3	Principaux modèles de composition chimique de la surface de Mercure (pour la plupart synthétisés dans [Lodders et Fegley, 2001]).	56
2.4	Fractions massiques des éléments chimiques (exprimées en % sauf indication) pour les différents modèles considérés dans le tableau 2.3.	57
2.5	Comparaison des performances de mesure des instruments MESSENGER/GRS, Bepi-Colombo/MGNS et MANGA.	61
2.6	Performances requises pour le spectromètre gamma et neutron de la mission Bepi-Colombo (selon le document ESA-SCI-PB-RS-1156 "BepiColombo Science Requirements").	64
2.7	Synthèse des ressources requises pour l'instrument MANGA (fonctionnement nominal). Ce bilan ne comprend pas les éventuelles marges à prendre pour couvrir les incertitudes (respectivement de 5% et 10% sur la masse et la puissance).	67
2.8	Description des éléments de l'instrument MANGA/GSH illustrés à la figure 2.8.	68
2.9	Evaluation des épaisseurs des différents matériaux entourant la diode HPGe de l'instrument MANGA dans le satellite.	72
3.1	Seuils de dégradations observés sur des détecteurs HPGe de type n irradiés avec des neutrons rapides ou des protons énergétiques.	89
3.2	Fluences intégrales de protons pour Bepi-Colombo calculées avec le modèle JPL-91 (implémenté sur SPENVIS) en prenant en compte le calendrier de mission actuel et dans le cas pire ESA (d'après le document SCI-PF/BC/TN/02 "Mercury Environmental Specification").	94

3.3	Conditions des tests d'irradiations (synthèse).	95
3.4	Propriétés des détecteurs utilisés pour les tests d'irradiation.	97
3.5	Evolution des performances du second détecteur avec l'irradiation et les recuits qui ont suivi. Toutes ces mesures ont été réalisées avec une source de ^{60}Co placée devant la zone irradiée du cristal (sur l'axe de symétrie) à une distance de 25 cm de celui-ci.	107
3.6	Raies d'activation retardées émises par le détecteur 1 après irradiation.	110
3.7	Prédiction des seuils de dégradation pour un détecteur HPGe (protégé par un blindage de 5 g/cm^2) exposé aux protons solaires (distribution en énergie identique au SPE de 1972) à partir de ceux observés dans les tests expérimentaux. La dose non-ionisante a été évaluée en supposant que les dégradations sont détectables à partir d'un volume affecté de 1 cm^3	115
4.1	Scénarios de missions spatiales envisageables pour un détecteur HPGe et contraintes sur le refroidissement cryogénique.	120
4.2	Environnement radiatif et niveaux de température rencontrés à l'intérieur du satellite BepiColombo/MPO.	126
4.3	Modèle thermique simple : propriétés des noeuds thermiques.	130
4.4	Propriétés des matériaux utilisés pour une température de 25°C (ces données proviennent notamment du site www.matweb.com).	131
4.5	Propriétés thermo-optiques des revêtements utilisés.	132
4.6	Modèle thermique simple, calcul de l'équilibre thermique en mode opérationnel dans les cas froid, intermédiaire et chaud. Le tableau reprend à la fois les conditions de la simulation (coefficients de couplages radiatifs et conductifs, dissipations internes) et les résultats (températures des noeuds et détail des flux échangés).	134
4.7	Tests de refroidissement sur la maquette thermique MANGA/GSH-TBB : principales mesures faites en régime établi dans les cas froid, intermédiaire et chaud.	137
4.8	Tests sur la maquette thermique : comparaison du modèle thermique recalé aux données expérimentales (températures en régimes stabilisés froid, intermédiaire et chaud). Les éléments figurant en italique sont des noeuds dont la température a été imposée dans le modèle.	140
4.9	Bilan thermique de MANGA/GSH en mode opérationnel ($T_{\text{détecteur}} = 85^\circ\text{K}$).	142
4.10	Bilan thermique de MANGA/GSH en mode "recuit" ($T_{\text{détecteur}} = 85^\circ\text{C}$).	143
4.11	Bilan de puissance pour MANGA/GSH en mode opérationnel (détecteur à 85°K).	144
A.1	Raies γ des sources de calibration les plus utilisées en laboratoire.	171
A.2	Principales raies γ de radioactivité naturelle : ^{40}K et chaînes de ^{232}Th , ^{238}U et ^{235}U	172
A.3	Principales raies γ de radioactivité naturelle (suite).	173

A.4	Principales raies γ de diffusion inélastique et de capture émises à la surface de Mercure [Masarik, 2004]. Les niveaux de flux considérés correspondent à la composition chimique du modèle intermédiaire de [Brückner et Masarik, 1997].	174
D.1	Campagne 1 - détecteur 1 : liste chronologique des tests (irradiations et recuits) et des principales performances. Les mesures ont été réalisées avec des sources de ^{60}Co et ^{152}Eu placées à 25 cm du centre du cristal HPGe, en face du côté irradié ($x = 0$ cm, $y = 25$ cm, $z = 0$ cm).	187
D.2	Campagne 1 - détecteur 1 : liste chronologique des tests (irradiations et recuits) et des principales performances. Les mesures ont été réalisées avec des sources de ^{60}Co et ^{152}Eu placées à 25 cm du centre du cristal HPGe, en face du côté irradié ($x = 0$ cm, $y = 25$ cm, $z = 0$ cm).	188
D.3	Campagne 2 - détecteur 1 : liste chronologique des tests (irradiations et recuits) et des principales performances. Les mesures ont été réalisées avec des sources de ^{60}Co et ^{152}Eu placées à 25 cm du centre du cristal HPGe, en face du côté irradié ($x = 0$ cm, $y = -25$ cm, $z = 0$ cm).	189
D.4	Irradiation du détecteur 2 : liste chronologique des tests (irradiations et recuits) et des principales performances. Les mesures ont été réalisées avec des sources de ^{60}Co et ^{152}Eu placées à 30 cm du centre du cristal HPGe, sur l'axe de symétrie.	190

Liste des publications

Pirard, B., Cabrera, J., d'Uston, C., Thocaven, J.-J., Gasnault, O., Leleux, P. et Brückner, J., Solar Proton Damage in High-Purity Germanium Detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 572 (2007) 698-707.

Pirard, B., d'Uston, C. et Gasnault, O., Discrimination des modèles de formation de Mercure à partir de la mesure de la composition chimique globale effectuée par spectroscopie gamma, *Colloque du Programme National de Planétologie*, 11-13 septembre 2006, Nancy.

Pirard, B., d'Uston, C., Gasnault, O., Leleux, P., Cabrera, J. et Brückner, J., Damage caused by solar protons in germanium detectors, European Physical Society, *19th Nuclear Physics Divisional Conference, New Trends in Nuclear Physics Applications and Technology*, 5-9 septembre 2005, Pavie, Italie.

D'Uston, C., Thocaven, J. J., Hasebe, N., Klingelhöfer, G., Gellert, R., Chernenko, A., Leleux, P., Gasnault, O., Maurice, S., **Pirard, B.**, et al., MANGA : an investigation of the elemental composition of Mercury for the BepiColombo mission, Geophysical Research Abstracts, Vol. 7, 08725, *European Geosciences Union*, 2005, Vienne, Autriche.

Pirard, B., D'Uston, C., Gasnault, O., Leleux, P., Cabrera, J., Brückner, J., Solar Proton Damage in Germanium Detectors, Geophysical Research Abstracts, Vol. 7, 08725, *European Geosciences Union*, 2005, Vienne, Autriche.

D'Uston, C., Thocaven, J. J., Hasebe, N., Klingelhöfer, G., Gellert, R., Chernenko, A., Leleux, P., Gasnault, O., Maurice, S., **Pirard, B.**, et al., MANGA, a Gamma-Ray and Neutron Spectrometer for the Bepi Colombo Mission, *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, abstract 1873, 14-18 mars 2005, League City, Texas.

Pirard, B., D'Uston, C., Maurice, S., Gasnault, O., Performance Limits of New Generation Scintillators for Planetary Gamma-Ray Spectroscopy, *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, abstract 2187, 14-18 mars 2005, League City, Texas.

Annexe A

Raies d'émission gamma

A.1 Sources de calibration utilisées en laboratoire

Le tableau A.1 liste les principales raies γ des sources de calibration utilisées pour caractériser les détecteurs HPGe lors des tests expérimentaux.

Nucléide	Demi-vie	Energie	Rendement par
	$T_{1/2}$	E_γ [keV]	désintégration Y_γ [%]
^{60}Co	5.3 ans	1173.238	99.857
		1332.502	99.983
^{137}Cs	30.1 ans	661.660	85.1
^{133}Ba	10.7 ans	80.998	34.11
		276.398	7.147
		302.853	18.30
		356.017	61.94
		383.851	8.905
^{152}Eu	13.5 ans	121.7824	28.37
		244.6989	7.53
		344.2811	26.57
		411.126	2.238
		443.965	3.125
		778.903	12.97
		867.390	4.214
		964.055	14.63
		1085.842	10.13
		1089.767	1.731
		1112.087	13.54
		1212.970	1.412
		1299.152	1.626
1408.022	20.85		

TAB. A.1: Raies γ des sources de calibration les plus utilisées en laboratoire.

A.2 Principales raies de radioactivité naturelle

Le tableau A.2 liste les principales raies γ de radioactivité naturelle intervenant dans la désintégration du potassium, du thorium et de l'uranium. Les niveaux de flux à la surface de Mercure ont été calculés pour chacune des raies sur base de l'évaluation faite par [Evans *et al.*, 1993] dans le cas de la Lune, en supposant des abondances (fractions massiques) de 20 ppm, 0.04 ppm et 0.02 ppm respectivement pour K, Th et U. Notons qu'une liste plus détaillée de raies est présentée dans les références [Fichtel et Trombka, 1997] ou [Reedy, 1978].

Energie [keV]	Chaîne de décroissance	Nucléide émetteur	Flux à la surface de Mercure F_p [photon/cm ² /min]
185.7	²³⁸ U	²²⁶ Ra	0.0015
186.0	²³⁵ U	²³⁵ U	0.0032
209.4	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0018
238.6	²³² Th	²¹² Pb	0.0203
241.0	²³² Th	²²⁴ Ra	0.0016
241.9	²³⁸ U	²¹⁴ Pb	0.0049
270.3	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0017
277.4	²³² Th	²⁰⁸ Tl	0.0011
295.2	²³⁸ U	²¹⁴ Pb	0.0137
300.0	²³² Th	²¹² Pb	0.0015
328.0	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0017
338.4	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0060
351.9	²³⁸ U	²¹⁴ Pb	0.0286
409.4	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0012
463.0	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0026
510.7	²³² Th	²⁰⁸ Tl	0.0049
562.3	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0006
583.1	²³² Th	²⁰⁸ Tl	0.0193
609.3	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0447
665.5	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0016
727.1	²³² Th	²¹² Bi	0.0048
755.2	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0008
768.4	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0052
772.1	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0011
785.4	²³² Th	²¹² Bi	0.0007
785.9	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0012
794.8	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0034
806.2	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0013
835.6	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0013
840.2	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0007
860.5	²³² Th	²⁰⁸ Tl	0.0033

TAB. A.2: Principales raies γ de radioactivité naturelle : ⁴⁰K et chaînes de ²³²Th, ²³⁸U et ²³⁵U.

Energie [keV]	Chaîne de décroissance	Nucléide émetteur	Flux à la surface de Mercure F_p [photon/cm ² /min]
911.1	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0222
934.1	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0038
964.6	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0043
968.9	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0138
1120.3	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0192
1155.2	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0022
1238.1	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0080
1281.0	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0021
1377.7	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0057
1401.5	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0020
1408.0	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0036
1459.2	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0010
1460.8	⁴⁰ K	⁴⁰ K	0.0392
1495.8	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0010
1509.2	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0033
1587.9	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0037
1620.5	²³² Th	²¹² Bi	0.0016
1630.4	²³² Th	²²⁸ Ac	0.0019
1661.3	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0019
1729.6	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0049
1764.5	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0255
1847.4	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0034
2118.5	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0021
2204.1	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0090
2447.7	²³⁸ U	²¹⁴ Bi	0.0030
2614.6	²³² Th	²⁰⁸ Tl	0.0462

TAB. A.3: Principales raies γ de radioactivité naturelle (suite).

A.3 Raies de diffusion inélastique et de capture à la surface de Mercure

Le tableau A.4 présente une liste des 80 raies les plus intenses produites par diffusion inélastique ou réaction de capture à la surface de Mercure. Les niveaux de flux considérés correspondent à la composition chimique du modèle intermédiaire de [Brückner et Masarik, 1997] (modèle 8 du tableau 2.3)

Energie [keV]	Elément chimique	Mode [†]	Flux Φ_p [ph/cm ² /min]	Energie [keV]	Elément chimique	Mode [†]	Flux Φ_p [ph/cm ² /min]
439.9	Na	I.S.	0.104	2870.0	Mg	I.S.	0.249
511.0	Mg	I.S.	0.285	3004.0	Al	I.S.	0.180
511.0	Si	I.S.	0.091	3086.0	O	I.S.	0.416
585.1	Si	I.S.	0.073	3200.0	Si	I.S.	0.152
770.5	Ca	I.S.	0.080	3395.0	Al	I.S.	0.091
843.8	Al	I.S.	0.172	3498.0	Si	I.S.	0.490
846.7	Fe	I.S.	0.639	3539.5	Si	N.C.	0.282
983.4	Ti	I.S.	0.241	3684.2	O	I.S.	0.949
1014.4	Al	I.S.	0.356	3736.6	Ca	I.S.	0.213
1129.7	Mg	I.S.	0.403	3778.8	Al	N.C.	0.093
1238.3	Fe	I.S.	0.129	3833.0	O	I.S.	0.062
1262.7	Si	I.S.	0.315	3854.0	O	I.S.	0.515
1273.3	Si	I.S.	0.134	3867.1	Mg	I.S.	0.544
1274.5	Mg	I.S.	0.256	3904.4	Ca	I.S.	1.134
1274.5	Si	I.S.	0.083	3918.0	Mg	N.C.	0.102
1368.6	Mg	I.S.	7.865	4161.0	O	I.S.	0.123
1368.6	Mg	I.S.	0.746	4238.0	Mg	I.S.	0.964
1368.6	Si	I.S.	0.249	4438.3	O	I.S.	1.601
1381.5	Ti	N.C.	0.156	4497.2	Si	I.S.	0.162
1617.0	Mg	I.S.	0.684	4934.0	Si	N.C.	0.329
1719.5	Al	I.S.	0.081	4949.0	O	I.S.	0.121
1753.0	O	I.S.	0.061	5099.2	Si	I.S.	0.142
1778.8	Si	I.S.	6.764	5109.4	Si	I.S.	0.171
1778.9	Si	I.S.	1.278	5601.2	Si	I.S.	0.071
1808.7	Mg	I.S.	1.590	6124.0	O	I.S.	0.469
1808.7	Si	I.S.	0.243	6129.4	O	I.S.	3.454
1808.7	Al	I.S.	0.088	6200.0	Mg	I.S.	0.264
1808.7	Al	I.S.	0.084	6381.0	Si	N.C.	0.083
1810.9	Fe	I.S.	0.061	6419.0	Ti	N.C.	0.168
1942.7	Ca	N.C.	0.073	6420.0	Ca	N.C.	0.087
2028.1	Si	I.S.	0.089	6691.0	Si	I.S.	0.066
2210.4	Al	I.S.	0.345	6761.5	Ti	N.C.	0.247
2223.5	Si	I.S.	0.223	6877.7	Si	I.S.	0.298
2235.4	Si	I.S.	0.773	6917.2	O	I.S.	0.934
2740.8	O	I.S.	0.473	7117.0	O	I.S.	1.038
2753.9	Mg	I.S.	1.101	7200.0	Mg	I.S.	0.258
2753.9	Mg	I.S.	0.808	7416.2	Si	I.S.	0.160
2753.9	Si	I.S.	0.367	7631.3	Fe	N.C.	0.138
2753.9	Al	I.S.	0.069	7645.7	Fe	N.C.	0.127
2838.7	Si	I.S.	0.529	8869.1	O	I.S.	0.074

[†] Abréviations : I.S.= diffusion inélastique ; N.C.= capture de neutron.

TAB. A. 4: Principales raies γ de diffusion inélastique et de capture émises à la surface de Mercure [Masarik, 2004]. Les niveaux de flux considérés correspondent à la composition chimique du modèle intermédiaire de [Brückner et Masarik, 1997].

Annexe B

Simulations Monte-Carlo du transport des particules dans la matière

Cette annexe présente les principales caractéristiques de l'outil de simulation Monte-Carlo GEANT4 ainsi que l'architecture des programmes utilisés dans le cadre nos travaux de thèse pour le calcul de l'efficacité de détection et du dépôt de dose des particules chargées.

B.1 Présentation de l'outil de simulation GEANT4

Introduction

Le projet GEANT (GEometry ANd Tracking) est développé par la communauté de physique des hautes énergies au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) depuis plus de 20 ans. Il permet de réaliser des simulations Monte-Carlo dans le domaine des interactions particules-matière. La version GEANT3, codée en Fortran 77, a été utilisée pendant de très nombreuses années par la communauté des physiciens des hautes énergies et n'a cessé d'être améliorée et déboguée grâce à l'interaction des utilisateurs avec les équipes de développement. Longtemps considéré comme un standard en physique des hautes énergies, GEANT3 a été arrêté dans son développement en 1993 car la structure même du code rendait complexe la modification ou l'ajout de nouveaux composants et ne répondait plus aux besoins des nouvelles expériences de physique des particules et de physique nucléaire.

Une nouvelle version du logiciel, GEANT4 [Agostinelli *et al.*, 2003][Allison *et al.*, 2006], basée sur les nouvelles technologies orientées objet et codée en C++, a été développée par le CERN et est disponible depuis 1998. Outre l'amélioration des modèles décrivant les processus physiques, les principaux avantages de cette nouvelle version par rapport à l'ancienne sont la modularité et la grande simplicité dans l'écriture et la structuration des

codes sources, ce qui rend la physique simulée plus transparente. Le logiciel, en accès libre sur le site www.cern.ch/geant4, présente également l'avantage d'être utilisé par une large communauté de physiciens qui participent à son évolution en reportant les anomalies constatées lors de l'utilisation et en fournissant des données expérimentales permettant d'améliorer les modèles. Le code est ainsi régulièrement amélioré, mis à jour et débogué et bénéficie de plus d'une large documentation, de listes mail de support utilisateurs, de formations continues et de sites web. Notons cependant que, comme d'autres grands codes de simulation, GEANT4 contient un très grand nombre de modèles physiques (étant donné les nombreux types de particules et la large gamme d'énergie), ce qui le rend parfois complexe à utiliser pour des applications spécifiques puisque seuls quelques modèles physiques sont utiles parmi la multitude de modèles disponibles.

B.2 Architecture générale du code utilisé

L'outil de simulation GEANT4 peut être vu une "boîte à outils" ou plutôt comme un ensemble de classes C++ que l'utilisateur peut utiliser à sa guise et qui seront appelées par le programme principal. La figure B.1 montre l'architecture minimale que doit posséder un programme GEANT4 pour fonctionner correctement.

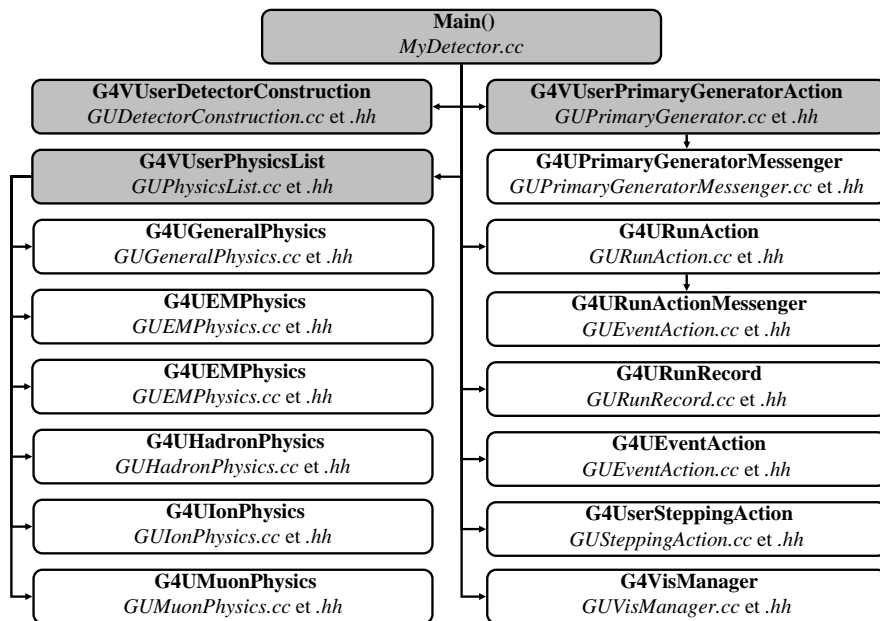


FIG. B.1: Architecture d'un code de simulation dans GEANT4. Dans ce diagramme, chaque bloc correspond à une classe (en gras le nom générique, en italique le nom donné par l'utilisateur). Seules les 4 classes en gris sont obligatoires, les autres sont optionnelles.

Dans la configuration nominale du code, 4 classes (7 fichiers) au minimum doivent être spécifiées :

- Une classe *main* qui est le fichier principal.
- Une classe *G4VUserDetectorConstruction* contenant la description de la géométrie du système à simuler (volumes, formes, matériaux, propriétés électromagnétiques, optiques, sensibilité, visualisation, etc.).
- Une classe *G4VUserPhysicsList* qui contient la description de la physique (particules, des processus et modèles physiques affectés à chaque particule, etc.).
- Une classe *G4VUserPrimaryGeneratorAction* qui contient les informations nécessaires à la génération des particules primaires (type de particule, énergie, position et direction d'émission).

Des classes optionnelles (non grisées sur la figure) peuvent être spécifiées par l'utilisateur s'il désire modifier la modélisation des processus physiques, récupérer des informations spécifiques durant la simulation, etc. Les principales "classes optionnelles" utilisées dans nos codes de simulation (blocs non grisés sur la figure B.1) sont :

- *G4UserRunAction* traite les informations relatives à une exécution (ou *run*) ;
- *G4UserEventAction* gère les informations concernant chaque événement (ou *event*) ;
- *G4UserSteppingAction* traite les informations concernant un pas (ou *step*), c'est-à-dire une fraction de distance parcourue par la particule ;
- Les classes "messagères" comme *G4UPrimaryGeneratorMessenger* ou *G4URunActionMessenger* permettent l'entrée de certains paramètres au moment de l'exécution, notamment via des fichiers macro, sans devoir recompiler le code ;
- Les classes *G4UGeneralPhysics*, *G4UEMPhysics*, *G4UHadronPhysics*, *G4UIonPhysics* et *G4UMuonPhysics* permettent de choisir ou modifier les modèles physiques utilisés ;
- Enfin, la classe *G4VisManager* gère les sorties vers les outils de visualisation.

Comme d'usage en programmation C++, chaque classe créée par l'utilisateur, à l'exception du fichier principal se déclare en un fichier *.hh* dans un répertoire */include* et un fichier *.cc* dans un répertoire */src*.

La figure B.2 présente le principe de fonctionnement de nos simulations GEANT4. La compilation des classes de l'utilisateur, en liaison avec les bibliothèques de GEANT4, aboutit à un fichier exécutable *MyDetector*. Ce fichier peut être exécuté en mode "interactif" ou au moyen d'un "fichier macro" de type *run.mac* contenant diverses instructions comme les paramètres des particules primaires (type, distribution en énergie, en direction, en position), le nombre d'événements, les fichiers de sortie, etc. Divers formats et niveaux de détail peuvent être choisis pour les données en sortie de la simulation. Dans notre cas, le code génère des fichiers en format texte (ASCII), analysés par la suite au moyen de MATLAB ou IDL¹. Les outils de visualisation WIRED et DAWN, couplés à GEANT4, ont également été utilisés manière à vérifier la géométrie et la trajectoire des particules.

¹Remarquons que des outils très puissants ont été développés pour l'analyse des données et peuvent avoir une interface avec GEANT4, en particulier ROOT et AIDA.

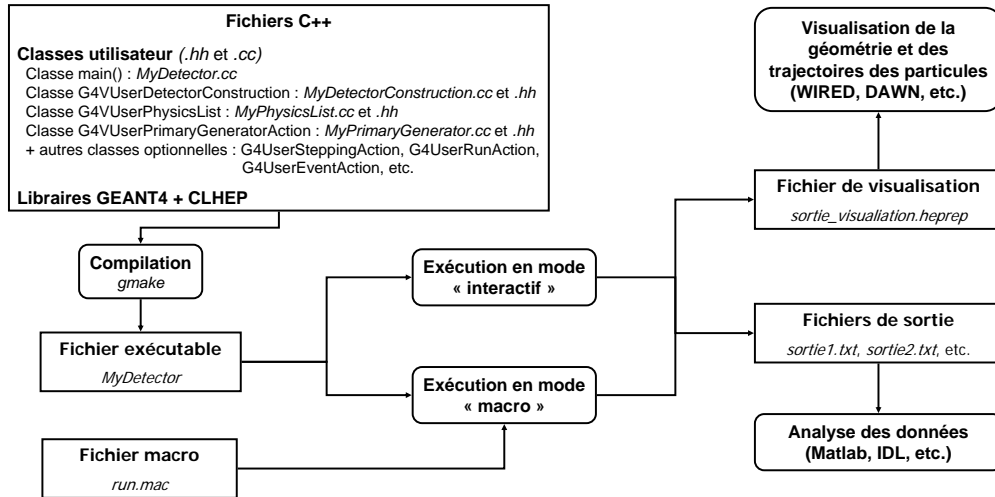


FIG. B.2: Structure générale d’une simulation sous GEANT4.

Le code GEANT4 a été utilisé dans le cadre de nos travaux de thèse principalement pour déterminer l’efficacité de détection des spectromètres gamma et calculer le dépôt de dose lors des tests d’irradiation aux protons. Pour les deux types d’applications, le diagramme de classes utilisé est très similaire à celui présenté à la figure B.1. Avant de réaliser des simulations sur des géométries complexes et avec un grand nombre d’événements, le code a été confronté et validé, en termes de pouvoir d’arrêt pour les particules chargées et de sections efficaces pour les photons γ , aux données fournies dans la littérature, en particulier celles de [Ziegler *et al.*, 1984] et du National Institute of Standards and Technology (www.physics.nist.gov).

La section qui suit présente quelques extraits des fichiers correspondant aux classes principales du code de simulation des efficacités de détection.

B.2.1 Simulation de l'efficacité de détection du spectromètre MANGA/GSH

Version du code : Geant4.7.1

Auteur : Benoît Pirard

Date : Août 2005

Géométrie du détecteur

Extrait du fichier *GUDetectorConstruction.cc* : définition du matériau "germanium" et de la géométrie du cristal à partir d'opérations booléennes sur des volumes simples.

```
...
// Germanium material definition -----
a = 72.5900*g/mole; density = 5.323*g/cm3; temperature =95.0*kelvin;
G4Material* MGe = new G4Material("Germanium", z=32.,a,density,
kStateSolid, temperature); RGBcolor =
G4Colour(190./255.,0./255.,50./255.); G4VisAttributes* CGe = new
G4VisAttributes(RGBcolor);

...

// Germanium crystal (Real geometry) -----
G4double CrystalDext=60.0*mm; // External diameter
G4double CrystalDhole=10.0*mm; // Hole diameter
G4double CrystalHext=60.0*mm; // External Height
G4double CrystalHhole=45.0*mm; // Hole height
G4double CrystalChamfer=5.0*mm; // Chamfer (bevel)
G4double CrystalHCylinder2 = CrystalHext-CrystalHhole+CrystalDhole/2.;
G4double CrystalDCylinder2 = CrystalDhole + eps;

G4VSolid* CrystalCylinder1 =
  new G4Tubs("Crystal- Cylinder 1",CrystalDhole/2.,CrystalDext/2.,CrystalHext/2.,angmin,angmax);
G4VSolid* CrystalCylinder2 =
  new G4Tubs("Crystal Cylinder 2",0.0*cm,CrystalDCylinder2/2.,CrystalHCylinder2/2.,angmin,angmax);
G4ThreeVector Crystaltranslation1(0.,0.,(CrystalHext-CrystalHCylinder2)/2.);
G4Transform3D Crystaltransform1(zRot0deg,Crystaltranslation1);
G4VSolid* CrystalSolid1 =
  new G4UnionSolid("Crystal Cylinder Union",CrystalCylinder1,CrystalCylinder2, Crystaltransform1);

G4double CrystalDSphere = CrystalDhole-eps;
G4VSolid* CrystalSphere =
  new G4Sphere("Crystal Sphere",0.0, CrystalDSphere/2.,0.0,360.*deg,0.0,180.*deg);
G4ThreeVector Crystaltranslation2(0.,0.,(CrystalHext/2-CrystalHCylinder2));
G4Transform3D Crystaltransform2(zRot0deg,Crystaltranslation2);
G4VSolid* CrystalSolid2 =
  new G4SubtractionSolid("Solid 1 minus sphere",CrystalSolid1,CrystalSphere, Crystaltransform2);

G4double Crystalrinner[2] = {(CrystalDext/2.+eps),(CrystalDext/2.-CrystalChamfer+eps)};
G4double Crystalrouter[2] = {(CrystalDext/2.+10.*mm),(CrystalDext/2.-CrystalChamfer+10.*mm)};
G4double Crystalzplanes1[2] = {(CrystalHext/2-CrystalChamfer-eps),(CrystalHext/2+eps)};
G4double Crystalzplanes2[2] = {-(CrystalHext/2-CrystalChamfer-eps),-(CrystalHext/2+eps)};

G4VSolid* CrystalPolycone1 =
```



```

    new G4Polycone("Polycone",0.0,360.*deg,2,Crystalzplanes1,Crystalrinner,Crystalrouter);
G4VSolid* CrystalSolid3 =
    new G4SubtractionSolid("Solid 2 minus torus",CrystalSolid2,CrystalPolycone1);
G4VSolid* CrystalPolycone2 =
    new G4Polycone("Polycone",0.0,360.*deg,2,Crystalzplanes2,Crystalrinner,Crystalrouter);

G4VSolid* HPGESolid =
    new G4SubtractionSolid("Detector Solid",CrystalSolid3,CrystalPolycone2);

G4LogicalVolume* DetLogical=
    new G4LogicalVolume(HPGESolid,MGe,"Detector LV");

new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(0.,0.,0.),DetLogical,"Detector PV",worldLogical,false,0);
DetLogical->SetVisAttributes(CGe);
...

```

Génération des événements primaires

Extrait du fichier *GUPrimaryGeneratorAction.cc* : génération aléatoire de la position et de la direction des photons γ incidents correspondant au flux de la planète Mercure observée d'une altitude de 800 km.

```

...
void GUPrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* evt)
{
    G4double x0, y0, z0, ph0, th0, thmin, thmax, r, alpha, x, y, d ;
    G4double px0 = 0., py0 = 0., pz0 = -1.;
    G4double twoPi = 2.*M_PI;
    G4double Radius = 5.*cm;

    // Planet distribution (isotropic over planet solid angle)
    G4double Rplanet = 2439.7; // Planet radius
    G4double Hsc = 800.; // Spacecraft altitude
    G4double betamax = asin(Rplanet/(Rplanet+Hsc)); // Half angle of view

    r = Radius*sqrt(G4UniformRand());
    alpha = twoPi*G4UniformRand();
    x = r*cos(alpha);
    y = r*sin(alpha);
    d = 20.*cm;

    th0 = acos(1+G4UniformRand()*(cos(betamax)-1));
    ph0 = twoPi*G4UniformRand();

    pz0 = -cos(th0);
    px0 = -sin(th0) * cos(ph0);
    py0 = -sin(th0) * sin(ph0);

    x0 = d*sin(th0)*cos(ph0)+x*cos(th0)*cos(ph0)-y*sin(ph0);
    y0 = d*sin(th0)*sin(ph0)+x*cos(th0)*sin(ph0)+y*cos(ph0);
    z0 = d*cos(th0)-x*sin(th0);

    particleGun->SetParticlePosition(G4ThreeVector(x0,y0,z0));
    particleGun->SetParticleMomentumDirection(G4ThreeVector(px0,py0,pz0));
}

```

```

    particleGun->GeneratePrimaryVertex(evt);
}
...

```

Enregistrement des données en sortie

Extrait du fichier *GUSDGermanium.cc* : écriture de l'énergie déposée par événement primaire (i.e. photon gamma incident).

```

...
G4bool GUSDGermanium::ProcessHits(G4Step*aStep,G4TouchableHistory*)
{
    // Current values
    G4ParticleDefinition* CParticle = aStep->GetTrack()->GetDefinition();
    G4double CdepE = aStep->GetTotalEnergyDeposit();
    //if(CdepE == 0.) return false;

    G4int CTrackID = aStep->GetTrack()->GetTrackID();
    G4double ClenS = aStep->GetStepLength();
    G4StepPoint* StepPoint = aStep->GetPostStepPoint();
    G4ThreeVector Cpos = StepPoint->GetPosition();
    G4ThreeVector Lpos = StepPoint->GetTouchableHandle()->GetHistory()
        ->GetTopTransform().TransformPoint(Cpos);

    if(TrackID == CTrackID) // same particle
    {
        NumberOfHits++;
        depE += CdepE;
        lenS += ClenS;
        pos = Lpos;
    }
    else // new particle
    {
        if(TrackID > 0)
        {
            eleE += depE; // store its energy
        }
        // store new particle data
        NumberOfHits++;
        depE = CdepE;
        lenS = ClenS;
        pos = Lpos;
        TrackID = CTrackID;
        a = CParticle->GetPDGMass();
        z = CParticle->GetPDGCharge();
    }
    return true;
}

void GUSDGermanium::EndOfEvent(G4HCofThisEvent*)
{
    // write last hit
    if (NumberOfHits > 0)
    {

```

```

    if (z == -1 || z == 0 && a/amu_c2 < 1.) // last was electron or gamma
    {
        eleE += depE;
    }

    // write electron stored energy
    runRecord->geFile // write electron and gama data
        << eleE/keV << G4endl;
}
}
...

```

Commandes macro

Extrait du fichier macro *efficiencylines.mac* : calcul de l'efficacité pour une énergie de 1 MeV.

```

...
# Verbose levels
/control/verbose 0
/run/verbose 0
/event/verbose 0
/tracking/verbose 0
/geometry/test/line_test
# RUN 1
/GU/gun/particle gamma
/GU/gun/energy 1.0
/GU/run/seed 156
/GU/run/gefile /results/eff001MeV.txt
/run/beamOn 1000000
...

```

Annexe C

Analyse de la résolution spectrale d'un détecteur à scintillation

Le résumé qui suit présente une synthèse de l'étude qui a été réalisée concernant la résolution spectrale des détecteurs à scintillation. Cette étude a été présentée lors de la *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference* en mars 2005 à League City, Texas (abstract 2187).

PERFORMANCE LIMITS OF NEW GENERATION SCINTILLATORS FOR PLANETARY GAMMA-RAY SPECTROSCOPY. B. Pirard¹, C. d'Uston¹, S. Maurice¹, O. Gasnault¹.

¹Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR), CNRS/UPS, Toulouse, France (benoit.pirard@cesr.fr).

Introduction: A lot of new scintillation materials have been developed in the last decade, especially for use in high energy physics and medical imaging (Positron Emission Tomography). Some of them, in particular LaBr₃:Ce and LaCl₃:Ce would present interesting properties for gamma-ray spectroscopy. Coupled with low noise readout devices and highly reflective coatings, these scintillators will in some cases compete with semiconductor detectors in the coming years. Although they have a poorer energy resolution than HPGe detectors, they do not require cooling systems (active or passive) and could be envisaged for future planetary missions where resources (mass, power) are limited. On the other hand, germanium-based detectors will still have the highest science return, making these new scintillators only attractive for the investigation of unexplored planetary bodies.

The following presents perspectives of these new scintillators for a use in planetary exploration. Highlight is put on their spectral performances compared with conventional scintillators.

Needs in planetary gamma-ray spectroscopy: Gamma-ray spectroscopy has already been widely used in the study of planetary bodies (with tenuous atmosphere) such as the Moon, Mars and some asteroids. Gamma-ray spectrometers measure fluxes of gamma-rays coming from surface elements activated by cosmic-ray particles bombardment. The detection of a lot of lines at specific energies in the spectrum reveals the presence of certain elements at the surface.

Elemental abundances are estimated from the peak areas and their accuracy depends mainly on the following parameters:

- *Energy resolution.* The ability to resolve many of the spectral lines is of first importance, given the large number of lines that characterize a planetary spectrum.
- *Detection efficiency.* The uncertainty in the elemental abundance varies inversely with the square roots of time and peak efficiency. The low flux values of planetary gamma-ray lines and the limited observation time of the planet require high efficiency (stopping power) in the photon detection process. Thus, large-volume detectors (typically a few hundreds of cm³) are needed in planetary gamma-ray spectroscopy.

New promising scintillators: Table 1 below lists the main characteristics of some current (NaI:Tl, CsI:Tl) and new (LaCl₃:Ce, LaBr₃:Ce) scintillators. Compared with current materials, cerium doped lanthanum bromide and, to a lesser degree, lanthanum chloride present a high light output (number of scintillation photons per unit of incident energy) and particularly a low intrinsic resolution (broadening effect due to non-proportionality of the light output).

In terms of overall energy resolution, the best value reported is 2.6% (FWHM) at 662 keV for a 1 cm³ crystal of LaBr₃:Ce at room temperature coupled to a photomultiplier [5]. This is more than a factor 2 better than conventional scintillators (NaI:Tl for example) with the same size and readout.

Material	NaI(Tl)	CsI(Tl)	LaBr ₃ (Ce)	LaCl ₃ (Ce)
References	[1]	[1]	[3] [4] [5]	[6] [7]
Chemical formula			LaBr ₃ :0.5%Ce ³⁺	LaCl ₃ :10%Ce ³⁺
Density [g/cm ³]	3.67	4.51	5.29	3.79
Light Yield [ph/MeV]	38 000	54 000	68 000	50 000
Intrinsic Resolution @ 662 keV	5.9%	3.8 %	1.2 %	1.5 – 2.0 %
Wavelength λ_{max} [nm]	415	550 - 565	370	350
Natural Radioactivity	No	No	Decay of ¹³⁸ La	Decay of ¹³⁸ La
Hygroscopicity	Yes	Slight	Yes	Yes

Table 1. Summary of properties for current and new scintillators.

Energy resolution for large size crystals. Although large size crystals of LaBr₃:Ce are not yet available, it could be interesting to estimate their properties (spectral resolution) from results given for small laboratory samples [3] [4] [5]. This evaluation requires to identify the major broadening effects in the overall energy resolution, R , that can be written as follows:

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \sqrt{R_{int\ rinsic}^2 + R_{LCE}^2 + R_{statistic}^2 + R_{noise}^2}$$

Each of these contributions corresponds to a specific mechanism in the detection process:

- $R_{intrinsic}$ is the intrinsic resolution of the scintillation material (broadening effect essentially due to non-proportionality in the light output);
- R_{LCE} is the contribution from non-uniformity in the light collection process and quantum efficiency of the readout and depends strongly on the geometrical and optical properties of the crystal.
- $R_{statistic}$ represents a contribution from the fluctuation of the number of photoelectrons generated in the readout:

$$R_{statistic} = \frac{2.354 \sqrt{N_{phe}}}{N_{phe}}$$

The number of photoelectrons, N_{phe} , can be simply estimated in function of the gamma-ray energy, the light yield, the light collection efficiency and the quantum efficiency:

$$N_{phe} = E \cdot LY \cdot LCE \cdot QE$$

- R_{noise} is a contribution from the electronic noise and from the gain variation in the readout device.

Studies on small LaBr₃:Ce crystals coupled to photomultipliers [5] have shown that the main contribution to energy resolution comes from the photoelectron statistics, while the intrinsic component is dominant for traditional scintillators (CsI:Tl, NaI:Tl). Thus, assuming the availability of large crystals, particular attention should be paid to maximize the number of photoelectrons and keep the advantages of LaBr₃:Ce scintillator. Among recent developments on scintillators light collection, the concept of a spherical geometry with a small readout area [8] can greatly improve resolution with respect to conventional right cylinder shape. A small collection area and a highly reflective coating (SiO₂ or MgO powders) prevent from non-uniformities in the light collection due to the crystal quality, to the readout non-uniformity or simply to the location of the scintillation event in the crystal. Moreover, the high reflection coefficient of the crystal coating provides a reasonable level for the light collection efficiency.

Fig. 1 illustrates the previous considerations. Energy resolution curves are shown for LaBr₃:Ce and CsI:Tl, coupled to photomultipliers, with two different geometries: a 1 cm³ right cylinder, which corresponds to laboratory samples, and a 300 cm³ sphere (8.3 cm in diameter), which is the typical size for a sufficient efficiency in planetary spectroscopy.

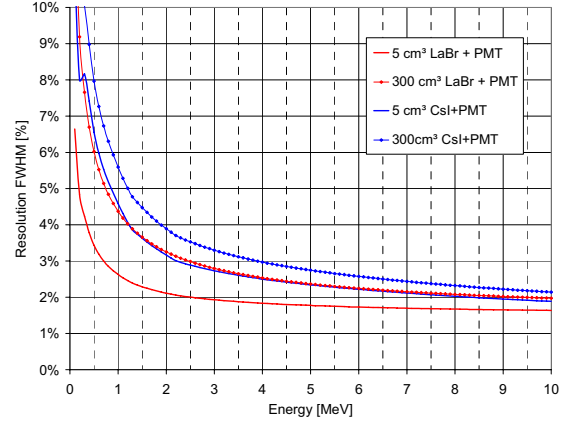


Figure 1. Energy resolution for CsI:Tl and LaBr₃:Ce.

Summary and discussion: Results shown here clearly demonstrate the potential of lanthanum bromide. Although large crystals will inevitably have worse resolution than current small prototypes, they present a particular interest for future planetary gamma-ray spectroscopy provided that some critical technical issues are answered, namely:

- Growth of large-size crystals (up to 10 cm);
 - Space-qualified reflective coating to replace powders currently used in laboratory;
 - Characterization of degradation and activation phenomena in a radiative environment, as well as suppression of radioactive background from ¹³⁸La.
- In terms of science performances, such new scintillators will not replace HPGc detectors for complete studies of planetary bodies but will certainly increase the limited number of detected lines with respect to conventional scintillators.

References: [1] Knoll G.F. (1989), "Radiation Detection and Measurement", 2nd edition, Wiley. [2] Reedy R.C. (1978), Proc. 9th LPSC, 2961-2984. [3] van Loef E.V.D. et al. (2001), *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 79, No. 10, 1573-1575. [4] Dorenbos P. et al. (2004), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 51, No. 3, 1289-1296. [5] Shah K.S. et al. (2004), *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 51, No. 5, 2395-2999. [6] van Eijk C.W.E. (2001), *Nucl. Instr. Meth. A*, Vol. 471, 244-248. [7] Balcerzyk M. et al. (2005), *Nucl. Instr. Meth. A*, Vol. 537, 50-56. [8] Meng L.J. (2002), *Nucl. Instr. Meth. A*, Vol. 485, 468-476.

Annexe D

Conditions et résultats des tests d'irradiation (compléments)

D.1 Campagne 1 - détecteur 1

Calibration, irradiation ou recuit	Date	Efficacité de pic intrinsèque en [%]			Résolution FWHM [keV] (et rapport FWTM/FWHM)		
		121 keV	344 keV	1.33 MeV	121 keV	344 keV	1.33 MeV
Calibration 0	02/03/2005	59.25	35.96	14.51	1.62 (1.86)	1.74 (1.86)	2.46 (1.88)
Irradiation 1 : fluence cumulée = $1 \cdot 10^7$ p/cm ²							
Calibration 1	03/03/2005	55.65	33.86	14.77	1.64 (1.85)	1.79 (1.84)	2.46 (1.92)
Irradiation 2 : fluence cumulée = $8.95 \cdot 10^9$ p/cm ²							
Calibration 2	04/03/2005	-	-	-	6.59 (2.25)	2.78 (2.01)	3.90 (2.15)
Irradiation 3 : fluence cumulée = $8.98 \cdot 10^9$ p/cm ²							
Calibration 3	04/03/2005	-	-	-	-	-	-
Irradiation 4 : fluence cumulée = $9.08 \cdot 10^9$ p/cm ²							
Calibration 4	04/03/2005	-	-	-	5.69 (2.46)	2.78 (2.08)	3.55 (2.57)
Irradiation 5 : fluence cumulée = $9.58 \cdot 10^9$ p/cm ²							
Calibration 5	05/03/2005	-	-	-	-	2.67 (2.23)	4.00 (2.35)
Irradiation 6 : fluence cumulée = $1.06 \cdot 10^{10}$ p/cm ²							
Calibration 6	05/03/2005	-	-	-	-	2.68 (2.28)	3.52 (2.50)
Irradiation 7 : fluence cumulée = $1.56 \cdot 10^{10}$ p/cm ²							
Calibration 7	05/03/2005	-	-	-	-	2.73 (1.93)	4.52 (5.06)
Irradiation 8 : fluence cumulée = $2.42 \cdot 10^9$ p/cm ²							
Calibration 8	06/03/2005	-	-	8.09	-	-	2.99 (7.27)
Irradiation 9 : fluence cumulée = $7.42 \cdot 10^{10}$ p/cm ²							
Calibration 9	07/03/2005	13.22	15.07	7.81	-	3.08 (4.26)	8.05 (5.46)

TAB. D.1: Campagne 1 - détecteur 1 : liste chronologique des tests (irradiations et recuits) et des principales performances. Les mesures ont été réalisées avec des sources de ⁶⁰Co et ¹⁵²Eu placées à 25 cm du centre du cristal HPGe, en face du côté irradié (x = 0 cm, y = 25 cm, z = 0 cm).

Calibration, irradiation ou recuit	Date	Efficacité de pic intrinsèque en [%]			Résolution FWHM [keV] (et rapport FWTM/FWHM)		
		121 keV	344 keV	1.33 MeV	121 keV	344 keV	1.33 MeV
Transport (LLN - Toulouse) : 1 jour à température < 0°C							
Calibration 10	10/03/2005	21.93	24.88	10.82	2.61 (2.46)	4.54 (2.62)	12.96 (3.57)
Recuit 1 : 1 jour à 22°C							
Calibration 11	13/04/2005	-	-	11.43	2.67 (2.26)	4.20 (2.28)	8.64 (3.10)
Recuit 2 : 22 jours à 22°C							
Calibration 12	11/05/2005	-	-	11.29	2.63 (2.19)	3.86 (2.08)	8.23 (2.52)
Recuit 3 : 2 jours à 50°C							
Calibration 13	17/05/2005	-	-	11.39	2.66 (2.21)	3.86 (2.07)	7.73 (2.61)
Recuit 4 : 10 jours à 50°C							
Calibration 14	20/05/2005	-	-	11.48	-	-	7.76 (2.50)
Recuit 5 : 1 jours à 50°C							
Calibration 15	24/05/2005	-	-	11.41	-	-	7.48 (2.48)
Recuit 6 : 2 jours à 80°C							
Calibration 16	26/05/2005	-	-	11.38	-	-	6.26 (2.41)
Recuit 7 : 10 jours à 80°C							
Calibration 17	30/05/2005	-	-	11.31	1.90 (1.91)	2.40 (1.91)	4.07 (2.36)
Recuit 8 : 1 jour à 80°C							
Calibration 18	03/06/2005	-	-	11.12	-	-	3.62 (2.32)
Recuit 9 : 3 jours à 80°C							
Calibration 19	08/06/2005	21.74	24.11	10.80	1.73 (1.88)	1.90 (1.89)	3.18 (2.08)
Recuit 10 : 1 jour à 100°C							
Calibration 20	11/06/2005	21.93	23.68	10.91	1.72 (1.90)	1.90 (1.86)	2.81 (1.99)
Recuit 11 : 3 jours à 100°C							
Calibration 21	16/06/2005	23.53	25.38	10.89	1.72 (1.87)	1.85 (1.86)	2.59 (1.89)

TAB. D.2: Campagne 1 - détecteur 1 : liste chronologique des tests (irradiations et recuits) et des principales performances. Les mesures ont été réalisées avec des sources de ^{60}Co et ^{152}Eu placées à 25 cm du centre du cristal HPGe, en face du côté irradié ($x = 0$ cm, $y = 25$ cm, $z = 0$ cm).

D.2 Campagne 2 - détecteur 1

Calibration, irradiation ou recuit	Date	Efficacité de pic intrinsèque en [%]			Résolution FWHM [keV] (et rapport FWTM/FWHM)		
		121 keV	344 keV	1.33 MeV	121 keV	344 keV	1.33 MeV
Calibration 0	23/06/2005	58.74	34.05	12.71	1.71 (1.86)	1.820 (1.85)	2.44 (1.92)
Irradiation 1 : fluence cumulée = 10^9 p/cm ²							
Calibration 1	25/06/2005	58.41	32.56	12.74	1.71 (1.90)	1.81 (1.86)	2.51 (2.00)
Irradiation 2 : fluence cumulée = $5 \cdot 10^9$ p/cm ²							
Calibration 2	28/06/2005	53.75	26.77	12.48	2.25 (2.19)	2.13 (3.06)	3.26 (2.52)
Transport (LLN - Toulouse) : 10 heures à T < 0°C							
Calibration 3	11/07/2005	53.16	31.37	12.10	3.75 (1.12)	2.79 (2.60)	4.19 (6.11)
Recuit 1 : 1 jour à 22°C							
Calibration 4	21/07/2005	52.53	31.27	12.54	2.99 (1.67)	2.20 (4.25)	3.62 (4.27)
Recuit 2 : 12 jours à 22°C							
Calibration 5	04/08/2005	53.54	32.09	12.50	2.86 (1.66)	2.14 (4.14)	3.53 (7.55)
Recuit 3 : 1 jour à 80°C							
Calibration 6	08/08/2005	55.04	31.77	12.50	1.98 (1.96)	2.23 (2.46)	3.55 (3.86)
Recuit 4 : 7 jours à 80°C							
Calibration 7	17/08/2005	56.60	32.19	13.02	1.73 (1.82)	1.90 (1.80)	3.37 (1.86)
Recuit 5 : 5 jours à 100°C							
Calibration 8	25/08/2005	58.31	33.12	13.09	1.77 (1.81)	1.77 (1.87)	2.48 (1.84)
Recuit 6 : 4 jours à 100°C							
Calibration 9	18/10/2005	57.95	33.22	12.91	1.70 (1.92)	1.81 (1.88)	2.43 (1.88)

TAB. D.3: Campagne 2 - détecteur 1 : liste chronologique des tests (irradiations et recuits) et des principales performances. Les mesures ont été réalisées avec des sources de ⁶⁰Co et ¹⁵²Eu placées à 25 cm du centre du cristal HPGe, en face du côté irradié (x = 0 cm, y = - 25 cm, z = 0 cm).

D.3 Campagne 2 - détecteur 2

Calibration, irradiation ou recuit	Date	Efficacité de pic intrinsèque en [%]			Résolution FWHM [keV] (et rapport FWTM/FWHM)		
		121 keV	344 keV	1.33 MeV	121 keV	344 keV	1.33 MeV
Calibration 0	15/06/2005	73.8	37.5	11.97	3.35 (1.81)	3.29 (1.86)	3.76 (1.89)
Irradiation 1 : détecteur à température ambiante (22°C) - Fluence= 10^{10} p/cm ²							
Calibration 1	28/06/2005	23.7	20.9	7.47	3.16 (2.13)	3.16 (1.96)	3.79 (2.39)
Recuit 1 : 25 jours à 22°C							
Calibration 2	26/07/2005	19.2	22.6	7.71	4.85 (1.94)	5.13 (1.97)	5.30 (2.15)
Recuit 2 : 2 jours à 22°C							
Calibration 3	12/10/2005	20.0	23.6	7.83	4.43 (2.59)	3.64 (2.41)	5.19 (2.34)
Recuit 3 : 4 jours à 80°C							
Calibration 4	28/10/2005	20.0	23.4	6.47	2.47 (-)	2.40 (2.21)	2.50 (2.04)

TAB. D.4: Irradiation du détecteur 2 : liste chronologique des tests (irradiations et recuits) et des principales performances. Les mesures ont été réalisées avec des sources de ⁶⁰Co et ¹⁵²Eu placées à 30 cm du centre du cristal HPGe, sur l'axe de symétrie.

Annexe E

Publication principale

Article publié dans la revue *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*,
572 (2007) 698-707.



Solar proton damage in high-purity germanium detectors

B. Pirard^{a,*}, J. Cabrera^b, C. d'Uston^a, J.J. Thocaven^a, O. Gasnault^a, P. Leleux^b, J. Brückner^c

^aCentre d'Etude Spatiale des Rayonnements, CNRS/UPS, 9 av. du Colonel Roche, 31028 Toulouse Cedex 4, France

^bCenter for Space Radiations, University of Louvain, 2 Chemin du Cyclotron, B-1348 Louvain-la-Neuve, Belgium

^cMax-Planck-Institut für Chemie, P.O. Box 3060, D-55020 Mainz, Germany

Received 1 June 2006; received in revised form 16 October 2006; accepted 14 November 2006

Available online 13 December 2006

Abstract

High-purity germanium (HPGe) detectors used in space for gamma-ray spectroscopy in astrophysics and planetary exploration are known to be damaged by energetic particles. For interplanetary missions close to the Sun such as Messenger or BepiColombo to explore planet Mercury, solar protons represent an important source of damage. In this work, irradiation tests were performed on two large-volume coaxial n-type HPGe detectors with mono-energetic beams of 50–60 MeV protons. One of the detectors, designed for spatial applications, was incrementally exposed to a proton fluence up to 7.5×10^{10} p/cm² and the other to a unique fluence of 10^{10} p/cm². The results showed that the degradation of the energy resolution appeared for fluences higher than 5×10^8 p/cm². Moreover, a loss in detection efficiency was observed for fluences above 10^{10} p/cm². Annealings above 80 °C allowed the recovery of the initial resolution but not the initial efficiency. By extrapolating the results beyond the experimental conditions, this study also establishes the limits for the use of spaceborne HPGe detectors in harsh low-energy proton environment.

© 2006 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 95.55.Ka; 07.87.+v; 61.80.-x

Keywords: Germanium; HPGe; Solar proton; Radiation damage; Annealing

1. Introduction

High-purity germanium (HPGe) detectors used in space for gamma-ray spectroscopy in astrophysics and planetary exploration are known to be damaged by energetic particles. This radiation damage results in the degradation of the energy resolution and its effects can be removed through annealing procedures, as successfully demonstrated onboard several space missions such as Mars Odyssey [1] and INTEGRAL [2]. So far, comprehensive studies on radiation damage in germanium detectors have been carried out with respect to galactic cosmic rays (GCR, protons with energy up to several GeV) [3] and their secondary fast neutrons [4], which are the most damaging radiations at the level of Earth's orbit. However, degradation effects on spaceborne HPGe detectors have also been observed after major solar flares: Evans et al. [5], for

example, reported that around 30% of the degradation in resolution for the Mars Observer/GRS instrument during its cruise phase was due to a unique major solar flare. Kurczynski et al. [6] reported the degradation of the WIND/TGRS spectrometer due to GCR exposure and observed a loss of detection efficiency in addition to the low-energy tailing. Moreover, the authors did not rule out solar protons as a possible source of damage and they pointed out the need for experimental data concerning degradation effects due to low-energy protons (energy below ~100 MeV).

For space missions in the inner Solar System, such as Messenger [7,8] or BepiColombo [9,10] to explore planet Mercury, solar protons may become the major source of damage. In order to characterize the effects of the damage caused by such particles, several irradiation tests were conducted at the Cyclotron of Louvain-la-Neuve on two large-volume coaxial n-type HPGe detectors. The investigation was carried out in the frame of the BepiColombo mission, in which a germanium detector was initially

*Corresponding author. Tel.: +33 561 556 700; fax: +33 561 556 701.

E-mail address: benoit.pirard@cesr.fr (B. Pirard).

considered to perform high-resolution remote gamma-ray spectroscopy [11]. The detectors were incrementally exposed to a mono-energetic beam of protons with fluences up to 7.5×10^{10} p/cm². The chosen proton beam energy (50–60 MeV depending on the detector) was representative of the mean energy of a typical large solar flare spectrum that would encounter a scientific instrument placed inside an interplanetary spacecraft. After each irradiation or annealing step, the detector's performance was assessed in terms of energy resolution, detection efficiency, peak shape, depletion voltage, etc. The most important results of the investigation are presented in the following sections. A brief recall of the characteristics of solar protons is given in Section 2. Section 3 presents the irradiation tests performed on the two detectors (experimental setup and procedure). Section 4 presents the complete set of results from the tests (irradiations and annealings) performed on the first detector. Section 5 summarizes the results of the tests performed on the second detector. In Section 6 we discuss on the extrapolation of the experimental results to realistic space conditions.

2. Solar proton characteristics

Solar protons are produced during energetic events on the Sun, mainly in the 7-year solar maximum period of the 11-year solar cycle. Solar particle events (SPE) are unpredictable, last up to several days and their fluxes can vary over several orders of magnitude [12]. Fig. 1 shows the predicted integral fluence of solar protons as a function of the energy for a 1-year period in solar maximum spent, respectively, in Earth's orbit and in Mercury's orbit. For the comparison, the annual fluence of GCR protons is also shown (analytical formula from Ref. [13]) in the cases of solar maximum and minimum periods.

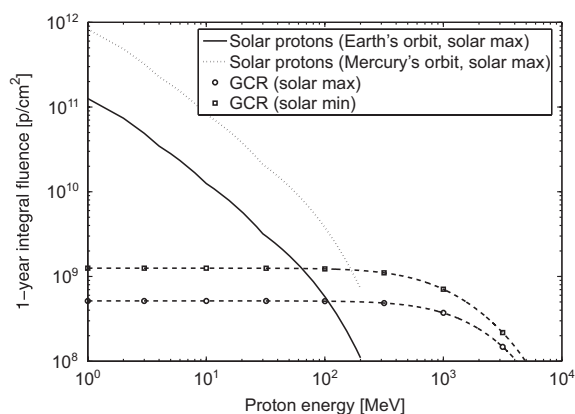


Fig. 1. Comparison of predicted integral fluences of solar protons and cosmic rays for a 1-year period. Solar proton fluences were estimated with a confidence level of 90% using JPL-91 statistical model [14,15] implemented on SPENVIS simulation toolkit [16]. An analytical formula from Castagnoli et al. [13] was used for the estimation of cosmic rays fluences.

Contrary to the GCR flux that is almost constant within the Solar System, the solar proton flux is expected to be higher in the inner Solar System. For example, under the restrictive assumption of an inverse square law with the distance to the Sun, SPE fluences encountered at planet Mercury can be a factor of 7 higher than around Earth. As shown on Fig. 1 solar protons can be the dominant contribution to the radiation spectrum for energies up to 100 and 200 MeV in the environment of Earth and Mercury, respectively. Compared to high-energy GCR protons, solar protons are characterized by a high stopping power and are strongly attenuated (or even stopped) in spacecraft materials before reaching the sensitive devices. The range of solar protons in materials such as germanium varies from less than a millimeter (e.g. 0.4 mm for a 10 MeV proton) up to a few centimeters (e.g. 7.7 cm for a 200 MeV proton), which is comparable to the typical size of HPGe crystals. Therefore, contrary to very high-energy protons [3] and to neutrons [4], the energy deposited by solar protons (and thus the damage) is inevitably non-uniform in a large-volume HPGe detector: outer regions of the detector are more damaged than the inner ones.

The previous considerations show how specific the irradiation setup should be to reproduce realistic space conditions (in particular the solar proton energy distribution and the isotropic flux). Instead of implementing particular systems (such as energy degraders or a rotating plate for the detector), the approach adopted here was rather to use a classical and well-monitored irradiation setup (i.e. a parallel beam of mono-energetic protons) combined with extensive numerical simulations.

3. Description of the experiments

Two detectors were irradiated at the Cyclotron Research Center (CRC), in Louvain-la-Neuve (Belgium), during two campaigns of tests in March and June 2005. Table 1 briefly summarizes the experimental conditions of the irradiation tests and the subsequent annealings performed on the detectors. The beam settings were the same for both campaigns: the protons were accelerated at energy of 70 MeV in the CYCLONE-110 cyclotron and reached the test chamber with a mean energy of 63 MeV after attenuation in beam line materials (diffuser, air, collimators). The beam was horizontal, with a circular cross-section (10 cm in diameter) and a flat-top profile. The position of the target in the beam was precisely adjusted by means of a laser pointer. Apart from the collimators no thick material (such as energy degraders, beam diffusers, etc.) was placed on the proton trajectory in proximity to the detector, and thus the contamination of the proton beam by neutrons was negligible with respect to the production of secondary particles in the target (at least 5% of neutrons per primary proton).

Nine irradiation runs were performed with the first detector during the first campaign which lasted four days. The detector was kept at cold temperature during the

Table 1
Summary of experimental tests conditions

Experiments	Detector #1	Detector #2
1st irradiation campaign	Temperature during irradiation: 90 K Bias voltage during irradiation: off Proton energy: ~50 MeV on HPGe Fluences: from 10^7 to 7.5×10^{10} p/cm ² Beam orientation: perpendicular to detector symmetry axis	–
Annealings	Temperatures: 22, 50, 80 and 100 °C	–
2nd irradiation campaign	Temperature during irradiation: 90 K Bias voltage during irradiation: off Proton energy: ~50 MeV on HPGe Fluences: 10^9 and 5×10^9 p/cm ² Beam orientation: perpendicular to detector symmetry axis	Temperature during irradiation: 22 °C Bias voltage during irradiation: off Proton energy: ~60 MeV on HPGe Fluence: 10^{10} p/cm ² , Beam orientation: along detector symmetry axis
Annealings	Temperatures: 22, 80 and 100 °C	Temperatures: 22 and 80 °C

whole campaign in order to simulate irradiation during operation in space. It was initially planned to expose the detector to increasing fluence steps from 10^7 to 10^{11} p/cm² but due to a misguided beam control, a too large fluence increment was applied during the second run ($\sim 9 \times 10^9$ p/cm²) so that low-fluence steps were missed. The second campaign lasted only one day and consisted of three runs: the first detector was irradiated twice in conditions similar to the first campaign but with lower fluences and on the opposite side (which was not damaged during the first campaign) and the second detector was irradiated once, at room temperature. In both campaigns, all irradiation runs lasted around 20 min and the particle flux raised up to $\sim 5 \times 10^7$ p/cm²/s for the highest fluence increments which is typically ~ 3 orders of magnitude higher than for the large SPE fluxes.¹ The performance of irradiated detectors was assessed after each run: several spectra were recorded with ⁶⁰Co and ¹⁵²Eu gamma-ray calibration sources in order to characterize the evolution of the energy resolution, of the full-energy peak efficiency and of the depletion voltage with the fluence steps. Background spectra (without calibration source) were also systematically collected to assess the activation of the detector materials. After both campaigns, the detectors were transported back to the laboratory in Toulouse where they were annealed step by step with increasing temperature and duration.

Table 2 summarizes the main characteristics of the two irradiated detectors. The two detectors not only differ in the crystal properties (size, impurity concentration, etc.) but also in their applications: the first detector was designed for space applications (HPGe crystal sealed in a

canister) and the second one for classical laboratory applications.

4. Tests on the first detector

A synthetic layout of the first detector is shown in Fig. 2. The detector head consists of three main parts: the cryostat caps made of aluminum, the crystal canister made of titanium and the germanium crystal. The proton beam direction was perpendicular to the crystal symmetry axis.

4.1. Proton dosimetry and energy deposition in the HPGe crystal

Fig. 3 shows the energy distribution of the protons as they hit the detector envelope and the HPGe crystal. The particles lose around 13 MeV in the cryostat materials before reaching the HPGe crystal with a mean energy of 49.4 MeV (maximum of the distribution at 51 MeV).

Fig. 4 shows the computed spatial distribution of the ionizing energy deposit in the crystal (units are in MeV/mm³) for a proton fluence of 1 p/cm². The protons penetrated the crystal with an average range of 7 mm, thus only a region of 31 cm³ was affected, which represents around 14% of the crystal volume. Moreover, the ionizing energy deposit is not uniform in this irradiated region: the lower the proton energy, the higher the stopping power, which results in a maximum in the dose deposit (Bragg Peak) at the end of the protons trajectory.

Despite it being the major contribution to the proton stopping power, the ionizing energy loss is not representative of the physical processes (namely atomic displacements) involved in the damage of semiconductor crystals. The non-ionizing energy loss (or NIEL) is the appropriate parameter to describe the rate of energy loss due to displacements of atoms in the crystal lattice (via Coulomb, elastic or inelastic collisions with incident particles). Several studies (especially on silicon detectors [19]) demonstrated

¹The eventual effect of the irradiation flux on the radiation damage cannot be excluded in this particular case (low-energy protons on HPGe). We can, however, note that some recent studies [17] tend to show that the displacement damage does not depend on the irradiation flux, contrary to total ionizing dose (well-known “dose rate effect”).

Table 2
Characteristics of the irradiated detectors

Parameters	Detector #1	Detector #2
Crystal dimensions (height × diameter)	67 mm × 67 mm	60.4 mm × 52.5 mm
Sensitive volume (cm ³)	226	122
Impurity type	n	n
Depletion voltage (V)	2500	3000
Operating bias voltage (V)	3500	3500
Detection performances at 1.33 MeV		
FWHM (keV)	2.4	2.3
Ratio FWTM / FWHM	1.96	1.90
Relative efficiency (%)	49.4	30
Peak/Compton ratio	54.5	53
Remarks	Detector designed for spatial applications (space-qualified encapsulated crystal)	Commercial type detector designed for leakage current measurements (guard ring)

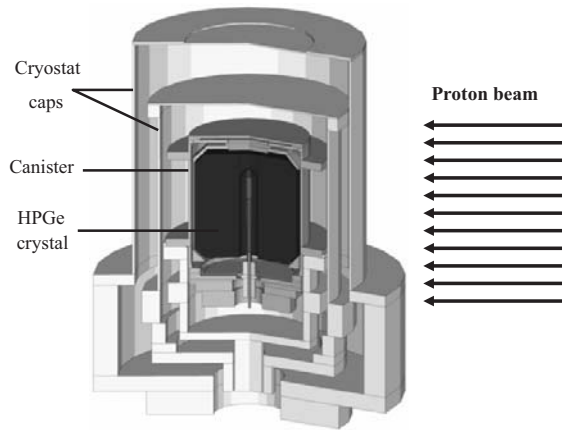


Fig. 2. Layout of the first detector (crystal, canister and cryostat caps).

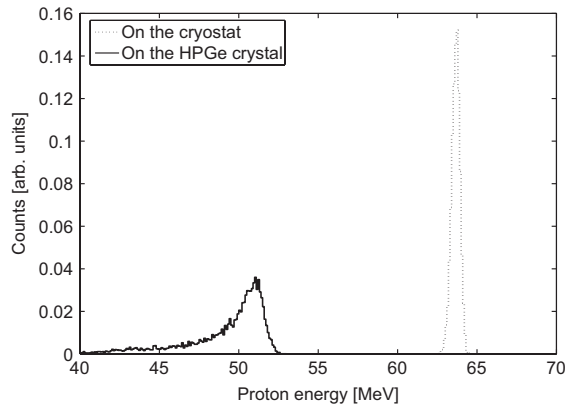


Fig. 3. Proton energy distribution for the first detector irradiation (Geant4 [18] simulations).

that this quantity can be directly correlated to the degradation observed experimentally on radiation-damaged semiconductors. Fig. 5 shows the distribution of the non-ionizing energy deposit in the crystal computed with

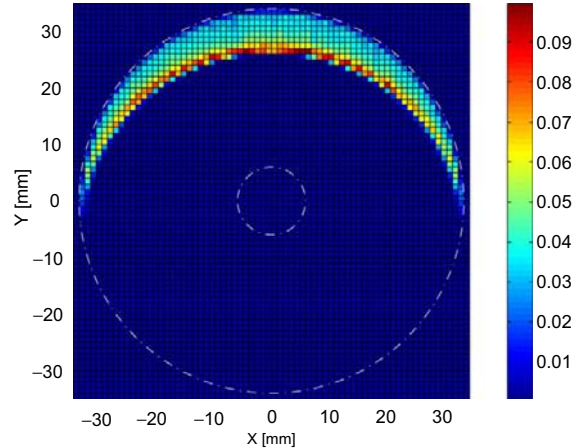


Fig. 4. Ionizing energy deposits in the crystal of the first detector. Dose units indicated on the color bar are in MeV/mm³ and are normalized to a proton fluence of 1 p/cm². Dose values are averaged on the third dimension (Z-axis). The dashed white lines correspond to the inner and outer edges of the coaxial crystal.

Geant4 [18] and using NIEL dose tables given in Ref. [20]. Compared to the ionizing dose, the non-ionizing dose is lower by a factor of about 2000 and has a more uniform distribution in the irradiated region of the crystal, except for the zone corresponding to the Bragg Peak. The average ionizing and non-ionizing doses deposited in the irradiated region of the crystal are, respectively, 5×10^{-2} and 2×10^{-5} MeV/mm³ for a fluence of 1 p/cm².

4.2. Analysis of the peak shape and of the energy resolution

4.2.1. Peak shape and energy resolution during irradiation

In Fig. 6, the evolution of the peak shape of the 1.33 MeV line is presented as a function of the proton fluence. The plotted spectra from the two irradiation campaigns were all recorded in the same conditions (source position, acquisition time, etc.). Before irradiation, the

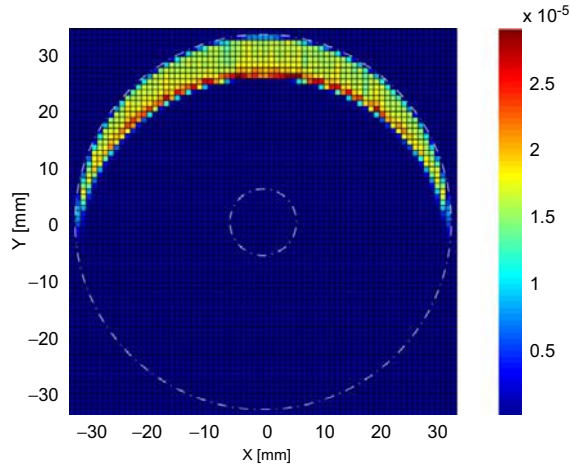


Fig. 5. Non-ionizing energy deposits in the crystal of the first detector. Dose units indicated on the color bar are in MeV/mm³ and are normalized to a proton fluence of 1 p/cm². Dose values are averaged on the third dimension (Z-axis). The dashed white lines correspond to the inner and outer edges of the coaxial crystal.

resolutions FWHM (full width at half maximum) and FWTM (full width at tenth maximum) of the 1.33 MeV line from ⁶⁰Co were 2.44 and 4.58 keV, respectively. After irradiation with a fluence of 10⁹ p/cm² those values slightly degraded to 2.50 and 5.0 keV, respectively. Fig. 6 shows that significant changes in the peak shape appeared only at a fluence of 5 × 10⁹ p/cm², in the form of a broad bump structure on the low-energy side of the peak. This wide structure stretching over more than 100 keV was observed with all the other lines in the gamma-ray spectrum and it corresponds to the response of the damaged region of the HPGe crystal. For fluence above 2 × 10¹⁰ p/cm², the structure vanished in the continuum noise, leaving a weak distorted peak at full energy.

Fig. 7 illustrates the evolution of the resolution FWHM of the peak at 1.33 MeV versus the proton fluence. Each curve corresponds to a given position of the ⁶⁰Co source with respect to the irradiated side of the detector. As expected, the case with the source placed in front of the irradiated side gave the worst resolution. The evolution of the resolution is however similar for all source positions, which shows that the non-irradiated region is also affected even though it was not exposed to the proton beam.

From the results plotted in Fig. 7 the threshold for the degradation in resolution would be in the fluence range from 5 × 10⁸ to 10⁹ p/cm². These values are comparable to those observed for neutron irradiations [4] (5 × 10⁸–3 × 10⁹ p/cm² depending on the particle energy), but a factor of 10 higher than those observed with high-energy proton irradiations (5 × 10⁷ p/cm² for 1.5 GeV protons [3] and 7 × 10⁷ p/cm² for 5 GeV protons [21]). If the evolution of the peak shape observed here is particular due to the non-uniformity in the damage, the mechanisms involved in

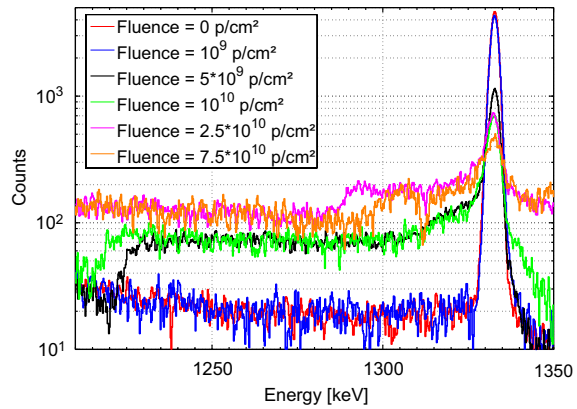


Fig. 6. Evolution of the peak shape of the 1.33 MeV line (from ⁶⁰Co) as a function of the proton fluence.

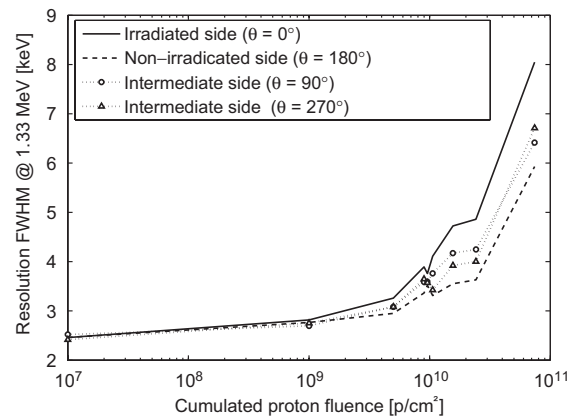


Fig. 7. Evolution of the energy resolution (FWHM at 1.33 MeV) as a function of the proton fluence (θ is the angular position of the gamma-ray source with respect to the irradiated side of the detector).

the degradation are the same as for neutron or high-energy proton irradiation: the defects produced in the crystal lattice result in p-type disordered regions acting essentially as trapping centers for holes.

4.2.2. Annealings

After each of the two irradiation campaigns, the detector was transported (without cooling system) to the laboratory in Toulouse and annealed with increasing duration and temperature. Figs. 8 and 9 illustrate the evolution of the peak shape of the 1.33 MeV ⁶⁰Co line with the annealings after irradiations with cumulated fluences of 5 × 10⁹ p/cm² (second campaign) and of 7.5 × 10¹⁰ p/cm² (first campaign), respectively. Compared to the spectrum measured directly after a 5 × 10⁹ p/cm² irradiation (in black in Fig. 6), a short thermal cycle (in green in Fig. 8) applied during the transport of the detector strongly reduced the

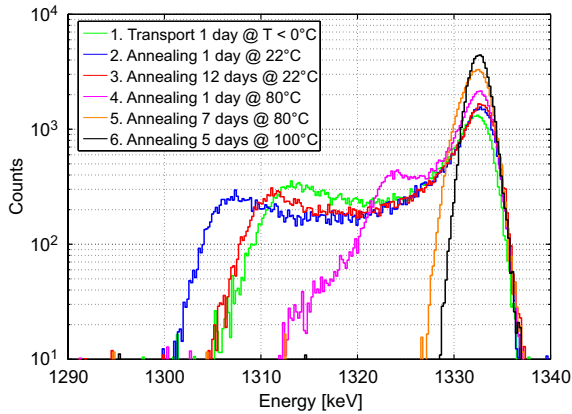


Fig. 8. Evolution of the peak shape of the 1.33 MeV line (from ^{60}Co) along the successive annealings performed after irradiation with a cumulated fluence of $5 \times 10^9 \text{ p/cm}^2$ (second campaign).

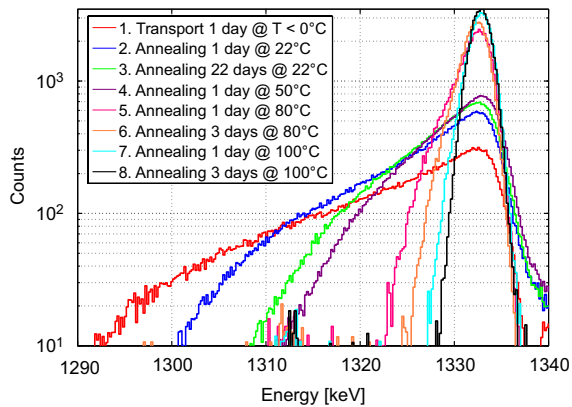


Fig. 9. Evolution of the peak shape of the 1.33 MeV line (from ^{60}Co) along the successive annealings performed after irradiation with a cumulated fluence of $7.5 \times 10^{10} \text{ p/cm}^2$ (first campaign).

extension of bump structure from more than 100 to 30 keV. Moreover, a double peak clearly appeared at the low-energy extremity of the bump structure. The following annealings progressively removed the bump structure and the 7-day annealing at 80°C allowed the recovery the initial Gaussian peak shape.

Compared to Fig. 8, the peak shape shown in Fig. 9 is quite different: the bump structure at the low-energy side is not characterized by a double-peak but an exponential tailing. The different behavior actually results from the fact that the irradiated region was lost after irradiation and could not be recovered with the annealings (this is shown in the following section). Fig. 9 shows that, in comparison with the spectrum recorded after the highest fluence irradiation (Fig. 6), the peak was strongly broadened with a large exponential tailing after the short thermal cycle encountered during the transport of the detector.

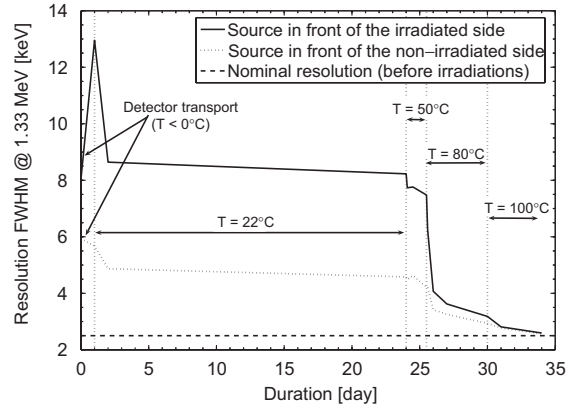


Fig. 10. Evolution of the energy resolution at 1.33 MeV line (from ^{60}Co) as a function of the annealings after a cumulated fluence of $7.5 \times 10^{10} \text{ p/cm}^2$ (first campaign).

Fig. 10 summarizes the evolution of the energy resolution (FWHM at 1.33 MeV) as a function of the annealing time and temperature after the first irradiation campaign (i.e. a fluence of $7.5 \times 10^{10} \text{ p/cm}^2$). As observed in other studies [3], a short cycle in temperature up to 0°C strongly degraded the resolution for the irradiated side of the detector. Annealings at room temperature allowed a partial removal of the degradation and seemed to be efficient only on a short period of time (from a few hours to a day). The following annealings at 50°C did not provide a significant improvement. The resolution was recovered to a satisfactory level (FWHM $< 3.3 \text{ keV}$) after a 4-day annealing at 80°C and to the initial value (FWHM = 2.4 keV) after an additional 4-day period at 100°C .

4.3. Detection efficiency

As shown in Figs. 6, 8 and 9 the peak area significantly changed with high proton doses. A loss in the full-energy peak efficiency was observed on the irradiated side of the HPGe crystal from a fluence threshold of 10^{10} p/cm^2 . The evolution of the peak shape (Fig. 6) suggests that the degradation in resolution and the loss in efficiency evolved in a similar way: the increasing concentration of defects in the damaged region tended to broaden the bump structure, which progressively disappeared in the continuum noise. Contrary to the energy resolution, the initial full-energy peak efficiency was not recovered, even partially, with the annealings. Fig. 11 shows the full-energy peak efficiency as a function of the gamma-ray energy before irradiation and after the first campaign with the calibration source placed in front of the non-irradiated and irradiated sides. The intrinsic full-energy peak efficiency is defined as the net peak area (the bump structure is taken in account and the continuum is subtracted) divided by the integration time, by the gamma-ray source activity and by the detector solid angle viewed from the source. The experimental

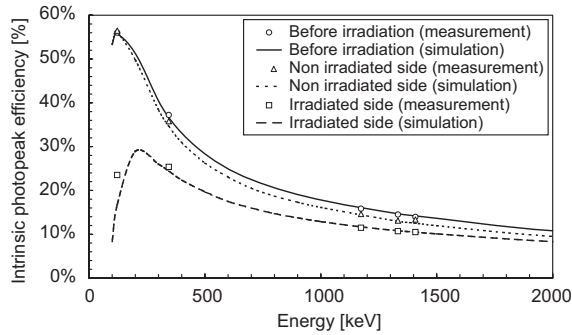


Fig. 11. Loss in detection efficiency after the first campaign (i.e. after 7.5×10^{10} p/cm²). Measurements are in agreement with numerical simulations assuming the loss of the irradiated region.

measurements are in strong agreement with numerical simulations carried out by assuming the loss of the whole region affected by the proton irradiation (i.e. a volume of 31 cm³). In a similar way, a loss of the total efficiency was observed after irradiation and the simulations showed that this agrees with the loss of the irradiated region. This dead region did not contribute anymore to the detection of the gamma rays and acted as an attenuation layer for the gamma rays collected by the rest of the detector, especially at low energy. It should also be noted that the loss of the damaged region did not affect the rest of the crystal: measurements performed with a source in front of the non-irradiated side are almost the same as before irradiation.

The efficiency loss observed in the irradiated region of the crystal is certainly due to the presence of a large amount of defects created with irradiation and acting as p-type impurities. Their concentration is comparable or higher than the initial n-type impurities and, as a consequence, the electric field is very weak and the charge carriers generated in this region are systematically recombined. On the other hand, the presence of this undepleted region does not seem to disturb the collection of the charges (holes) coming from the rest of the crystal since the energy resolution is not degraded.

From the previous considerations, it appears that the detector can still be operated provided that the extension of the dead region in the crystal is limited. However, no conclusion can be extrapolated from these results to the case where this dead region reaches the inner electrode of the coaxial crystal.

4.4. Variable bias voltage measurements

Some measurements were performed at various bias voltages in order to study the depletion characteristics. Figs. 12 and 13 show the evolution of the peak area and of the peak position at 1.33 MeV as function of the bias voltage, before and after irradiations and annealings. These results show that the depletion voltage decreased from 2400 V to less than 2000 V after irradiation and revealed

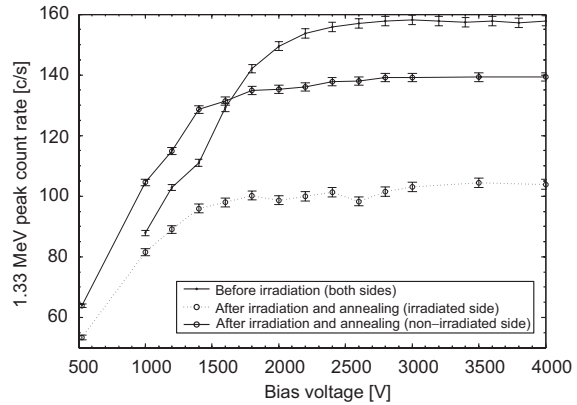


Fig. 12. Count rate in the peak at 1.33 MeV versus bias voltage (first campaign).

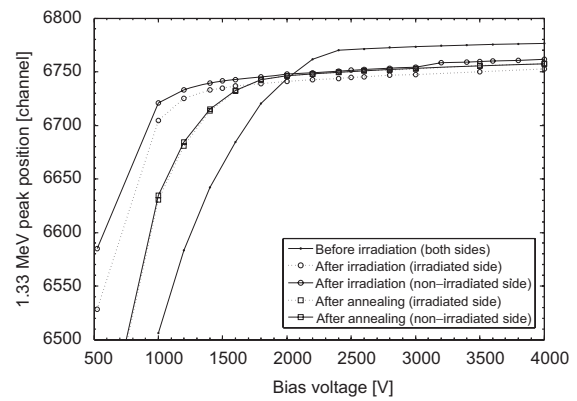


Fig. 13. Position of the peak at 1.33 MeV versus bias voltage (first campaign).

important changes in the impurity concentration of the whole HPGe crystal: the density of acceptors (p-type impurities) significantly increased with respect to the density of donors (n-type). Above all, the increase of the bias voltage (from 3.5 kV nominal to 4 kV) did not improve the depletion in the damaged region: the lost efficiency was not recovered, even partially.

4.5. Comparison with other studies

The results of these experiments showed some similarities with those reported by Kurczynski et al. [6] on the degradation of the TGRS instrument, even if the irradiation conditions and the crystals characteristics were significantly different (the TGRS detector had a non-uniform impurity concentration, it could not be annealed and it was irradiated by particles of higher energy). In both cases, the loss of efficiency is due to the existence of p-type regions in the crystal that do not deplete anymore under

nominal bias voltage. However, if it was possible on TGRS to recover part of the efficiency by increasing the bias voltage, such an improvement was not observed in the present experiments. This different behavior probably comes from the very high concentration of p-type defects injected in the present case: the bias required to deplete the lost region is out of the operational range.

5. Tests on the second detector

The second detector was irradiated only once with a fluence of 10^{10} p/cm², with a proton beam parallel to its symmetry axis. It was irradiated at room temperature in order to characterize the effects of temperature on the degradation (self-annealing). Immediately after the irradiation run, the detector was cooled down for performance characterization. Fig. 14 shows the detector layout. Compared to the first detector, the protons were much less attenuated (the cryostat thickness is only 1.4 mm). The protons reached the HPGe crystal with an average energy of 59.0 MeV, which corresponds to a range of 9.3 mm in germanium.

Table 3 summarizes the evolution of the detector performances as a function of the irradiation and annealing steps. It is to note that the initial resolution (3.76 keV FWHM at 1.33 MeV) was already degraded due to inadequate storage conditions. The degradation in resolution did not appear in the measurements performed directly after irradiation but after the first room-temperature annealing, which shows that a period of several hours (or days) is necessary for the defects to diffuse in the crystal lattice. A unique hot annealing (temperature of 80 °C during 4 days) was performed on the detector and allowed to recover a satisfactory resolution: 2.5 keV FWHM. No further annealing was performed on the detector since it was not designed to withstand numerous heating cycles.

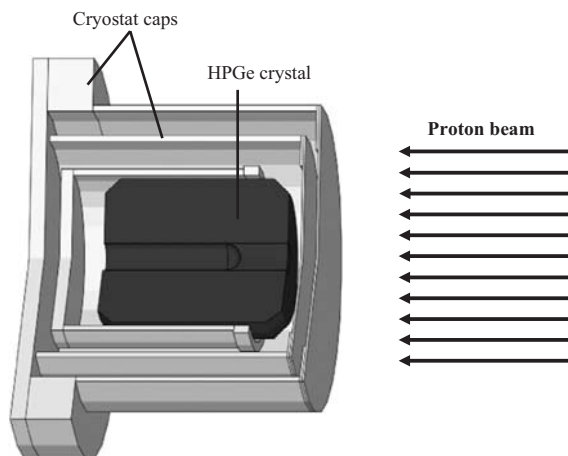


Fig. 14. Layout of the second detector (HPGe crystal and aluminum cryostat caps).

Table 3
Performance history for the second detector

Measurements	Energy resolution (keV) (FWHM at 1.33 MeV)
Before irradiation	3.76
After irradiation (fluence = 10^{10} p/cm ²)	3.79
After 1st annealing (25 days at 22 °C)	5.30
After 2nd annealing (2 months at 22 °C)	5.19
After 3rd annealing (4 days at 80 °C)	2.5

All measurements were performed with the gamma-ray calibration source placed in front of the irradiated zone of the crystal.

As for the first detector, a loss in full-energy peak efficiency was observed directly after irradiation: the intrinsic full-energy peak efficiency measured along the detector symmetry axis decreased from the initial value of 11.97% to 7.70% after irradiation. Again, this loss could not be removed with the annealings. Numerical simulations confirmed that this corresponds to the loss of the region of the crystal damaged by the protons, i.e. a 9 mm-thick layer with a volume of 19 cm³.

6. Extrapolation of the present results to space conditions

A priori, the experiments reported here are not completely representative of real space conditions: the detectors were irradiated on one side with a parallel and mono-energetic beam, while the solar protons are distributed in energy (spectrum from 1 to 300 MeV) and in incidence direction (isotropic flux). However, Fig. 15 shows how the spectrum of a very large solar flare (August 1972 SPE [12]) is attenuated through a typical spacecraft shielding of 5 g/cm². It appears thus that the mean energy of the distribution is 54 MeV, which is very close to the beam energies used in the experiments.

Fig. 16 shows the non-ionizing dose histograms (volume of the crystal affected by the irradiation as a function of the dose) computed for the experimental conditions (parallel beam of 50 MeV protons) and for a very large solar flare irradiation (isotropic beam of solar protons attenuated by a 5 g/cm² aluminum equivalent shielding). For the two distributions, the dose is normalized to a fluence of 1 p/cm² of mono-energetic protons and of protons with energy above 60 MeV, respectively. Contrary to the experiment where the mono-energetic protons affected only a small region of the crystal (a volume of 31 cm³), solar protons are susceptible to damage the whole volume of the crystal due to their wide energy range and to their isotropic distribution. As shown in Fig. 16, the two dose distributions are very similar, apart from a factor of ~ 2 , as long as they concern the outer region of the crystal (i.e. for an affected volume lower than ~ 15 cm³). The effects of the radiation damage observed in the experimental tests are therefore expected to appear and to evolve in the same way for real space conditions. The factor of ~ 2 observed between the two distributions for high doses is essentially due to the

difference in the proton angular distributions: compared to an isotropic irradiation (realistic conditions) the irradiation tests performed with a parallel beam concentrated the dose on only one half of the HPGe crystal.

Based on the non-ionizing dose calculation (Fig. 16), it is possible to extrapolate the degradation thresholds (energy

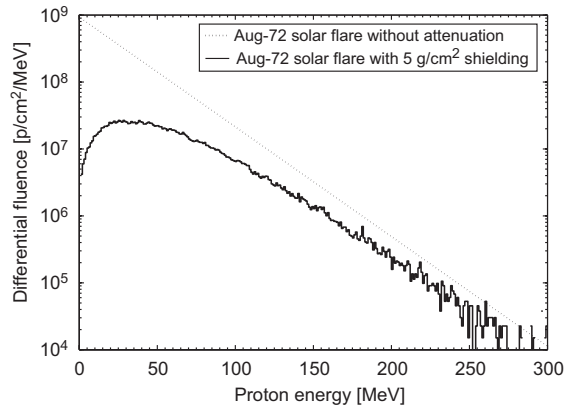


Fig. 15. Attenuation of a real solar flare spectrum (August 1972 SPE [12]).

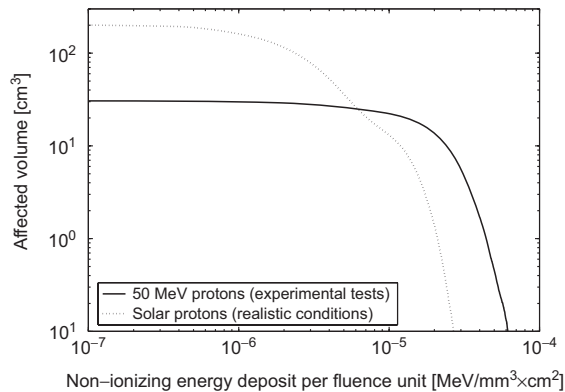


Fig. 16. Histogram of the non-ionizing energy deposit (affected volume as a function of the dose). The experimental conditions are compared to a real solar proton irradiation (August 1972 SPE [12]). The simulations were performed with the same detector geometry (i.e. a \varnothing 67 mm by 67 mm HPGe crystal) and by using Geant4 [18] and NIEL dose tables given in Ref. [20].

resolution and detection efficiency) observed in the experiments into non-ionizing dose and into solar proton fluence. Table 4 lists the extrapolated thresholds. The indicated non-ionizing dose values were calculated based on the arbitrary criterion that the affected volume must be higher than 1 cm³ for the degradation to be detected.

It should be reminded that the approach adopted here for the extrapolation of the experimental results is based on the assumption that the degradation is only due to the non-ionizing energy deposit. This concept has been widely used and validated for studies on radiation damage in small-volume semiconductors [22,23].

7. Conclusions

This investigation allowed the characterization of the radiation damage caused by solar protons in high-purity germanium detectors. Unlike other sources of damage such as neutrons or galactic cosmic rays, solar protons have a limited range in materials (typically up to a few centimeters) and are susceptible to cause non-uniform damage in sensitive materials such as HPGe crystals. The irradiation tests performed in accelerator on two large volume n-type coaxial HPGe detectors with a mono-energetic beam of protons (50 MeV for the first detector and 60 MeV for the second one) showed that the degradation in energy resolution appeared only for fluences above 5×10^8 p/cm². The analysis of peak shape showed a large and flat bump structure at the low-energy side of the peak corresponding to the response of irradiated region of the crystal. Above a second fluence threshold at 10^{10} p/cm² the detection efficiency suddenly decreased. This was identified as the loss of the irradiated volume. The annealings performed on the detectors showed that applying a temperature of 80 °C during a period of 4 days allows the recovery of the degraded resolution to a satisfactory level (less than 3.3 keV at 1.33 MeV). However, the annealings had no effects on the recovery of the detection efficiency.

Based on the calculation of the non-ionizing dose, the two degradation thresholds experimentally observed were extrapolated to realistic space conditions: assuming a spacecraft shielding of 5 g/cm², a very large solar flare spectrum and an isotropic irradiation, the degradation in energy resolution is expected for integral fluences (of solar protons with energy above 60 MeV) higher than 10^9 p/cm²

Table 4

Extrapolated values of the degradation thresholds observed in the experiments to realistic space conditions in terms of non-ionizing dose and solar proton fluences

Degradation threshold	Experimental tests (parallel beam of 50 MeV protons)	Corresponding non-ionizing dose	Realistic space conditions (isotropic flux of solar protons)
Energy resolution	Fluence $\sim 5 \times 10^8$ p/cm ²	Dose $> 2 \times 10^4$ MeV/mm ³ (in more than 1 cm ³)	Integral fluence $> 10^9$ p/cm ² (for proton energy > 60 MeV)
Detection efficiency	Fluence $\sim 10^{10}$ p/cm ²	Dose $> 5 \times 10^5$ MeV/mm ³ (in more than 1 cm ³)	Integral fluence $> 2 \times 10^{10}$ p/cm ² (for proton energy > 60 MeV)

and the loss in efficiency for integral fluences above 2×10^{10} p/cm². For the comparison, the very large solar proton event of August 1972 gave 2.5×10^9 p/cm² (integral fluence of protons with energy above 60 MeV). From this investigation, the degradation in energy resolution due to solar protons should be removed in all cases with annealing procedures (of sufficient time and temperature). On the other hand, the irreversible loss in efficiency occurring at higher doses should limit to the lifetime of spaceborne HPGe detectors. Finally, it is to note that a detector with a partial loss of sensitive volume can still be operated with excellent energy resolution.

Acknowledgments

The present work was supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) in the frame of the MANGA project. One of the authors (P.L.) is a Research Director of the National Fund for Scientific Research, Brussels.

References

- [1] W.V. Boynton, et al., *Space Sci. Rev.* 110 (2004) 37.
- [2] G. Vedrenne, et al., *Astron. Astrophys.* 411 (2003) 63.
- [3] J. Brückner, M. Körfer, H. Wänke, A.N.F. Schroeder, D. Filges, P. Dragovitsch, P.A.J. Englert, R. Starr, J.I. Trombka, I. Taylor, D.M. Drake, E.R. Shunk, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-38 (1991) 209.
- [4] V. Borrel, B. Kandel, F. Albernhe, P. Frabel, B. Cordier, G. Tauzin, S. Crespin, R. Coszach, J.M. Denis, P. Leleux, *Nucl. Instr. and Meth.* A 430 (1999) 348.
- [5] L.G. Evans, R. Starr, J. Brückner, W.V. Boynton, S.H. Bailey, J.I. Trombka, *Nucl. Instr. and Meth.* A 422 (1999) 586.
- [6] P. Kurczynski, R.H. Pehl, E.L. Hull, D. Palmer, M.J. Harris, H. Seifert, B.J. Teegarden, N. Gehrels, T.L. Cline, R. Ramaty, D. Sheppard, N.W. Madden, *Nucl. Instr. and Meth.* A 431 (1999) 141.
- [7] R.E. Gold, et al., *Planet. Space Sci.* 49 (2001) 1467.
- [8] A.G. Santo, et al., *Planet. Space Sci.* 49 (2001) 1481.
- [9] A. Anselmi, G.E.N. Scoon, *Planet. Space Sci.* 49 (2001) 1409.
- [10] R. Schulz, J. Benkhoff, *Adv. Space Res.* 38 (2006) 572.
- [11] C. D'Uston, et al., *Geophys. Res. Abstr.* 7 (2005) 09726 (European Geoscience Union).
- [12] J.H. King, *J. Spacecr. Rockets* 11 (1974) 401.
- [13] G. Castagnoli, D. Lal, *Radiocarbon* 22 (1980) 133.
- [14] J. Feynman, J. Spitale, J. Wang, S. Gabriel, *J. Geophys. Res.* 98 (1993) 13281.
- [15] J. Feynman, A. Ruzmaikin, V. Berdichevsky, *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 64 (2002) 1679.
- [16] D. Heynderickx, B. Quaghebeur, E. Speelman, E. Daly, AIAA 2000-0371, 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2000, Reno, NV, SPENVIS website (<http://www.spervis.oma.be>).
- [17] D. Zontar, V. Cindro, G. Kramberger, M. Mikuz, *Nucl. Instr. and Meth.* A 426 (1999) 51.
- [18] S. Agostinelli, et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A 506 (2003) 250.
- [19] J.R. Srouf, C.J. Marshall, P.W. Marshall, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-50 (2003) 653.
- [20] I. Jun, M.A. Xapsos, S.R. Messenger, E.A. Burke, R.J. Walters, G.P. Summers, T. Jordan, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-50 (2003) 1924.
- [21] R.H. Pehl, L.S. Varnell, A.E. Metzger, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-25 (1978) 409.
- [22] G.P. Summers, E.A. Burke, C.J. Dale, E.A. Wolicki, P.W. Marshall, M.A. Gehlhausen, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-34 (1987) 1134.
- [23] G.P. Summers, E.A. Burke, P. Shapiro, S.R. Messenger, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-40 (1993) 1372.

Abstract (résumé en anglais)

Title

Study and validation of a gamma-ray spectrometer for the remote analysis of the chemical composition of planetary surfaces. Application to a mission to the planet Mercury.

Abstract

This PhD thesis deals with the design of a gamma-ray spectrometer for the remote analysis of the chemical composition of planetary surfaces and was performed in the frame of a mission scenario to explore the planet Mercury. The research studies consisted first in characterizing the detection performances of a gamma-ray spectrometer using a high-purity germanium crystal cooled actively at cryogenic temperatures. Thereafter the studies dealt with the critical issues addressed for the use of such a detector onboard a mission to the inner solar system. The radiation damage caused by solar protons in germanium crystals was investigated by experimental and numerical means. Finally, a numerical thermal model of the instrument as well as some tests on a thermal mockup were performed to validate the thermal design of the instrument.