



HAL
open science

**MESURES DE LA COMPOSITION DES SURFACES
PLANETAIRES PAR SPECTROMETRIE GAMMA
ET NEUTRONIQUE – Etudes préparatoires pour Mars
et pour la Lune par simulations numériques –**
Olivier Gasnault

► **To cite this version:**

Olivier Gasnault. MESURES DE LA COMPOSITION DES SURFACES PLANETAIRES PAR SPECTROMETRIE GAMMA ET NEUTRONIQUE – Etudes préparatoires pour Mars et pour la Lune par simulations numériques –. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1999. Français. NNT: . tel-00602978

HAL Id: tel-00602978

<https://theses.hal.science/tel-00602978>

Submitted on 23 Jun 2011

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.

UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER
UFR PHYSIQUE, CHIMIE, AUTOMATIQUE

N° attribué par la bibliothèque : 3531

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Spécialité : Planétologie

présentée et soutenue publiquement

par

OLIVIER GASNAULT

le 9 novembre 1999

**MESURES DE LA COMPOSITION DES SURFACES PLANETAIRES
PAR SPECTROMETRIE GAMMA ET NEUTRONIQUE**
*— Etudes préparatoires pour Mars et pour la Lune
par simulations numériques —*

Directeur de thèse :

CLAUDE D'USTON

JURY

Pr. H. REME	<i>Professeur à l'université de Toulouse III,</i>	Président
Pr. C. SOTIN	<i>Professeur à l'université de Nantes,</i>	Rapporteur
Dr. B. LAVIELLE	<i>Chargé de recherche au LCNAB de Bordeaux,</i>	Rapporteur
Pr. P. MASSON	<i>Professeur à l'université de Paris Sud,</i>	Rapporteur
Dr. W. FELDMAN	<i>Laboratory Fellow au LANL, USA,</i>	Examineur
Dr. S. CHEVREL	<i>Astronome adjoint au LDTP de Toulouse,</i>	Examineur
Dr. S. MAURICE	<i>Astronome adjoint au LAT de Toulouse,</i>	Examineur
Dr. C. D'USTON	<i>Directeur de recherche au CESR de Toulouse,</i>	Directeur

Signification des sigles sur la page de titre

CESR : Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements

UPR 8002 CNRS, associée à l'université de Toulouse III et sélectionnée par le CNES

LCNAB : Laboratoire de Chimie Nucléaire Analytique et Bioenvironnementale

UMR 5084 CNRS / université de Bordeaux I

LANL : Los Alamos National Laboratory, Nouveau Mexique, USA

laboratoire du département à l'énergie (DOE) géré par l'université de Californie

LAT : Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse (Observatoire Midi-Pyrénées)

UMR 5572 CNRS / université de Toulouse III

LDTP: Laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire (Observatoire Midi-Pyrénées)

UMR 5562 CNRS / université de Toulouse III

Avant-propos

Cela fait maintenant trois ans que j'ai débuté deux nouvelles expériences vraiment épatantes : l'une professionnelle, l'autre personnelle. Toutes deux m'ont apporté dans les derniers mois à la fois un aboutissement et un nouvel élan vers l'avenir... Deux impossibles rêves se réalisent dans ma quête d'étoiles ! Pourtant, les pages qui suivent ne concernent que ma première expérience, la professionnelle : le doctorat. J'avais envie, quand même, de remercier en premier Céline sans qui rien ne serait.

Je suis également reconnaissant envers mes parents pour leur soutien dans cette longue entreprise. Pierre m'a donné goût à la science et je dédie ce travail à toute ma famille.

Toutes les personnes qui contribuent à une bonne ambiance dans le laboratoire ont gagné ma sympathie, je pense bien sûr à la compagnie de Dominique et Sébastien. Gloire aux informaticiens de la maison, Michel, Jean-Marc et Thierry ! Ils nous sont vraiment indispensables. Claude d'Uston et Pierre Jean ont été mes guides dans la recherche, merci à eux. Je suis enfin très reconnaissant aux équipes dynamiques de MS'01 et de LP entre autres les Docteurs Boynton, Bailey, Feldman et Maurice.

Des remerciements particuliers aux membres du jury dont les remarques ont permis d'améliorer ce mémoire.

Osant croire que cela sera agréable, je vous souhaite une bonne lecture !

Table des matières

AVANT-PROPOS.....	3
TABLE DES MATIERES.....	5
NOTATIONS ET DEFINITIONS.....	9
INTRODUCTION	11
CHAPITRE I. OBSERVATION DE LA COMPOSITION SURFACIQUE DES CORPS PLANETAIRES : LES MESSAGERS ISSUS DES REACTIONS NUCLEAIRES.	15
A. <i>Origine des messagers : les neutrons et les photons gamma.</i>	16
1. Le rayonnement cosmique.	17
a) <i>Origine et composition.</i>	17
b) <i>Flux et distribution en énergie.</i>	17
c) <i>Interaction avec la matière.</i>	19
2. Historique des neutrons.	19
a) <i>Production</i>	19
b) <i>Transport et modération.</i>	20
c) <i>Bilan.</i>	22
3. Emission de photons gamma.	23
a) <i>Radioactivité naturelle.</i>	24
b) <i>Radioactivité induite.</i>	25
c) <i>Transport</i>	26
B. <i>De la mesure à l'interprétation astronomique.</i>	30
1. Instruments de mesure.	30
a) <i>Spectromètres gamma.</i>	31
b) <i>Spectromètres neutron.</i>	35
c) <i>Limitation des bruits de fond.</i>	36
2. Traitement des données.	38
a) <i>Généralités.</i>	38
b) <i>Utilité des simulations pour caractériser l'émission du rayonnement.</i>	39
c) <i>Utilité des simulations vis à vis des performances des détecteurs.</i>	40
3. Intérêts géologiques et géochimiques.	41
a) <i>Une nouvelle fenêtre électromagnétique.</i>	41
b) <i>Caractérisation et définition des unités géologiques.</i>	41
c) <i>Mesure des abondances élémentaires.</i>	42
C. <i>Objectifs dans le Système Solaire.</i>	43
1. La planète Mars.....	44
a) <i>Présentation générale.</i>	44
b) <i>Quelques questions non-résolues à propos de Mars.</i>	45
c) <i>Apports attendus des observations gamma-neutron.</i>	46
2. La Lune.....	47
a) <i>Présentation et exploration.</i>	47
b) <i>Interrogations à propos de la Lune et de son origine.</i>	49
c) <i>Apport des observations gamma-neutron.</i>	50
3. Les petits corps.....	51
a) <i>Présentation et exploration.</i>	51
b) <i>Questions en suspens.</i>	53

c)	<i>Apport des observations gamma-neutron.</i>	53
----	---	----

**CHAPITRE II. PERFORMANCES DES DETECTEURS DE RAYONNEMENT GAMMA :
THEORIE, SIMULATIONS ET APPLICATIONS. 55**

A.	<i>Performances d'un détecteur à base de germanium.</i>	57
1.	Généralités.	57
a)	<i>Pic de pleine énergie et résolution en énergie.</i>	57
b)	<i>Les spectromètres gamma dans les missions d'exploration planétaire.</i>	58
c)	<i>Propriétés des spectromètres à base de germanium.</i>	58
2.	Efficacité de détection.	59
a)	<i>Définitions.</i>	59
b)	<i>Mesures et calibrations.</i>	61
c)	<i>Simulations.</i>	63
3.	Diverses contributions de bruit de fond.	64
a)	<i>Particules chargées.</i>	65
b)	<i>Raies parasites.</i>	66
c)	<i>Continua gamma.</i>	66
4.	Calcul de la sensibilité aux raies gamma.	67
a)	<i>Définition de la signification statistique.</i>	67
b)	<i>Déduction de la sensibilité</i>	69
c)	<i>Application au cas d'une comète.</i>	70
B.	<i>Etude du « Gamma-Ray Spectrometer » de MARS SURVEYOR 2001.</i>	73
1.	La mission MARS SURVEYOR 2001 et l'intérêt du spectromètre gamma.	73
a)	<i>La mission MARS SURVEYOR 2001.</i>	74
b)	<i>Les spectromètres gamma et neutron de MARS SURVEYOR 2001.</i>	75
c)	<i>Les résultats attendus.</i>	76
2.	Etudes de l'efficacité du détecteur.	77
a)	<i>Modèles.</i>	79
b)	<i>Calibration du détecteur dans son cryostat.</i>	79
c)	<i>Calibration du détecteur dans son radiateur passif.</i>	86
3.	Performances du spectromètre gamma.	88
a)	<i>Géométrie des observations.</i>	89
b)	<i>Efficacité en orbite martienne.</i>	89
c)	<i>Bruits de fond en orbite martienne.</i>	90
d)	<i>Sensibilités du spectromètre gamma.</i>	92
C.	<i>Eléments de cartographie.</i>	96
1.	Construction des cartes.	96
2.	Lobes d'émission gamma.	96
a)	<i>De la surface au détecteur.</i>	97
b)	<i>De l'émetteur à la surface.</i>	98
c)	<i>De l'émetteur au satellite.</i>	100
3.	Effets d'absorption et de pupille de l'atmosphère.	102

**CHAPITRE III. ETUDE DES FLUX DE NEUTRONS PRODUITS DANS LES SURFACES
PLANETAIRES..... 105**

A.	<i>Simulation des flux de neutrons.</i>	106
1.	Modélisation d'un volume de surface planétaire et de sa composition.	107
a)	<i>Forme et densité.</i>	107
b)	<i>Composition</i>	108
c)	<i>Irradiation.</i>	109
2.	Définition du flux.	110
3.	Calcul des flux à l'intérieur des petits corps.	112

a)	<i>Simulation des petits corps.</i>	112
b)	<i>Flux de protons dans une météorite.</i>	113
c)	<i>Flux de neutrons dans une météorite.</i>	113
4.	Calcul des lobes d'émission.	114
a)	<i>Généralités.</i>	114
b)	<i>Lobe de neutrons émis par la surface lunaire.</i>	115
c)	<i>Effet à très haute énergie.</i>	116
B.	<i>Production de nucléides cosmogéniques.</i>	117
1.	Principe du calcul.	117
2.	Etat de l'art.	118
3.	Décroissance des radioéléments cosmogéniques et émission de photons gamma.	120
C.	<i>Etude de la Lune comparée aux observations de LUNAR PROSPECTOR.</i>	121
1.	Etude générale de l'émission de neutrons rapides.	122
a)	<i>Compositions chimiques simulées.</i>	123
b)	<i>Résultats des simulations.</i>	123
c)	<i>Comparaison aux mesures.</i>	125
2.	Quantification de l'impact du fer et du titane.	125
a)	<i>Etude du flux intégré entre 500 keV et 8 MeV.</i>	126
b)	<i>Approche linéaire.</i>	130
3.	Détection de l'hydrogène.	133
a)	<i>Méthode.</i>	134
b)	<i>Observations.</i>	135
c)	<i>Simulations.</i>	135
	CONCLUSION	141
	PUBLICATIONS	145
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	147
	BIBLIOGRAPHIE	157
	BIBLIOGRAPHIE ELECTRONIQUE	157
	ANNEXES	159
	<u>ANNEXE 1. COMPOSITIONS ATOMIQUES SIMULEES DANS LE CALCUL DU FLUX DE NEUTRONS.</u>	160
	<u>ANNEXE 2. CALCULS RELATIFS A LA SPECTROMETRIE GAMMA.</u>	162
A.	<i>Eclairement du détecteur par un rayonnement isotrope</i>	162
B.	<i>Calcul du temps de pose.</i>	164
	<u>ANNEXE 3. PROGRAMME DE SIMULATION GEANT.</u>	165
A.	<i>Présentation et généralités.</i>	165
B.	<i>Description d'un programme d'utilisation de GEANT.</i>	167
C.	<i>GALOR : gestion des réactions hadroniques.</i>	169

Notations et définitions

eV : Nous emploierons comme unité d'énergie l'électronvolt, ses multiples et ses sous multiples : en particulier le milliélectronvolt ($\text{meV}=1.10^{-3}\text{eV}$), le kiloélectronvolt ($\text{keV}=1.10^3\text{eV}$), le mégaélectronvolt ($\text{MeV}=1.10^6\text{eV}$) et le gigaélectronvolt ($\text{GeV}=1.10^9\text{eV}$). La correspondance entre l'électronvolt et le joule (unité officielle dans le système international) est : $1 \text{ eV} = 1,6.10^{-19}\text{J}$.

g/cm² : Unité de distance dans la matière, indépendante de la densité du milieu. Soient ρ la densité en g/cm^3 du milieu considéré, l une distance quelconque dans ce milieu exprimée en g/cm^2 et d cette même distance en cm :

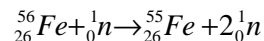
$$l(\text{g/cm}^2) = d(\text{cm}) * \rho(\text{g/cm}^3).$$

Isotope : Chacun des différents types d'atomes d'un même élément différant par leur nombre de neutrons mais ayant même nombre de protons et d'électrons et donc les mêmes propriétés chimiques (^{14}C est un isotope de ^{12}C).

Noyau (atomique) : Élément principal de l'atome formé de **nucléons** (les protons et les neutrons)

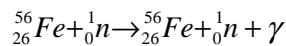
Nucléide (ou nuclide) : Noyau atomique caractérisé par son nombre de nucléons. Nous distinguerons ainsi le nucléide de ^{12}C de celui de ^{14}C .

Réactions nucléaires : Pour les réactions nucléaires nous utiliserons les notations raccourcies, par exemple $^{56}\text{Fe}(n,2n)^{55}\text{Fe}$ représentera la réaction :



où n représente le neutron

ou encore $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{56}\text{Fe}$ représentera la diffusion inélastique :



où γ représente un photon gamma.

Section efficace : La section efficace de réaction entre un flux de particules (projectiles) et un noyau atomique de la matière environnante (cible) est la probabilité d'interaction, entre un projectile et une cible, rapportée à chaque projectile. L'unité correspondante, le barn, correspond à une surface : $1 \text{ b} = 1.10^{-24} \text{ cm}^2$. En multipliant cette **section efficace microscopique** par la densité (nombre de cibles par unité de volume), nous obtenons la **section efficace macroscopique** qui est l'analogie d'un coefficient d'atténuation et s'exprime en cm^{-1} .

UA : Unité astronomique de distance. $1 \text{ UA} = 149.597.870 \text{ km}$.

Introduction

Si l'astronomie a longtemps été considérée comme la seule science ne pouvant pas faire d'expériences sur les objets qu'elle observe, cela n'est plus tout à fait vrai aujourd'hui. Après avoir successivement observé le ciel à l'œil nu, construit des instruments en pierre pour repérer les astres, maîtrisé la lumière pour la focaliser et observer de plus en plus loin, puis exploré les grandes ondes électromagnétiques, l'astronome a pu, pour la première fois au milieu de notre siècle, propulser son observatoire dans l'espace. Si ce pas paraît ridicule face aux dimensions de l'Univers, il permet toutefois de s'affranchir d'un écran, vital pour l'homme, mais fort gênant pour l'observation astronomique : l'atmosphère terrestre. Toutefois nous ne pouvons pas pour autant parler d'expérimentation sur les objets astrophysiques : PIONNER 10, la sonde la plus éloignée de la Terre ne se trouve qu'à onze milliards de kilomètres, c'est moins d'une journée lumière ! Pourtant, dans le cadre restreint de la planétologie, la science astronomique a franchi une nouvelle étape. Depuis un peu plus de trente ans, les chercheurs en astronomie spatiale explorent, à l'aide de sondes, les environnements planétaires de notre Système Solaire, ils observent et font la cartographie des planètes, comètes et astéroïdes avec une résolution de plus en plus intéressante. Les sondes, et parfois même les hommes, se posent sur les sols extraterrestres et en analysent la composition chimique : c'est l'exploration in-situ. La confrontation des connaissances acquises avec l'observation des différentes planètes permet, en quelque sorte, de s'affranchir de l'expérience sur ces objets.

Aujourd'hui la planétologie se trouve au croisement de plusieurs disciplines : l'astronomie, la physique, la géophysique, la chimie et même la biochimie. La liste n'est pas exhaustive, tant cette science est riche. Chaque nouvelle sonde planétaire bouscule nos connaissances et nos modèles de formation ou d'évolution du Système Solaire. Mais chaque corps requiert à lui seul des dizaines d'années d'investigations pour comprendre son fonctionnement et son originalité par rapport à la Terre. Pour autant, nous n'en sommes pas au stade où une sonde est envoyée dès que le besoin se fait sentir. Le développement des satellites et des instruments est coûteux, complexe et difficile techniquement ; ils font partie de projets qui s'étalent sur des durées de l'ordre d'une décennie. Si les Américains tentent de palier cette restriction avec leur programme "faster, better, cheaper"¹, la tendance générale est plutôt au regroupement international pour élaborer, construire, expédier les satellites et en exploiter les données.

Ce mémoire repose sur trois années de recherche dans une branche importante de la planétologie : la mesure de la composition des surfaces planétaires. Elle est primordiale pour comprendre la phase ultime de la formation de ces corps et analyser leur activité ultérieure. Les techniques de mesure de cette composition sont complémentaires,

¹ Plus rapide, meilleur, moins cher.

chacune apportant des informations spécifiques : par exemple la spectroscopie de réflectance de l'ultraviolet à l'infrarouge renseigne sur la chimie et la minéralogie des matériaux de surface. L'outil d'investigation choisi dans cette étude est la spectrométrie gamma et neutronique. Celle-ci révèle les processus nucléaires qui se localisent dans les premiers décimètres de la surface observée. Cette méthode est appliquée à la cartographie des terrains géologiques (distinction des compositions feldspathiques et basaltiques, détection de l'eau, etc.) et, ce qui fait l'originalité de cette technique, elle permet de déterminer la composition chimique élémentaire de la surface (abondance en K, Th, U, H, O, Si, Fe, Ti, et cetera).

Pour saisir l'apport de la spectrométrie gamma et neutronique, le chapitre I décrit l'interaction du rayonnement cosmique avec une surface planétaire. Les réactions nucléaires ainsi déclenchées vont donner naissance à des neutrons puis à des photons gamma qui viennent se rajouter au rayonnement naturel. Nous présenterons ensuite les instruments de mesure des flux de neutrons et de photons gamma, le traitement de ces données et les informations ainsi collectées. Ayant fait le tour des processus de formation, de transport et de mesure des neutrons et des photons gamma planétaires, nous pourrons alors considérer parmi tous les corps du Système Solaire, les candidats privilégiés pour ce type de mesure. Mars, la Lune et les petits corps seront présentés plus en détail.

Afin d'appliquer la spectrométrie gamma et neutronique à la planétologie, revenons quelques instants sur le Système Solaire. Il est formé de l'ensemble des objets soumis au champ de gravité du Soleil dont l'influence (radiations, vent solaire) s'étend sur une distance d'environ deux années lumières. Le Soleil renferme plus de 99,8% de la masse totale ; le reste est essentiellement réparti entre les planètes qui sont accompagnées dans leur course par leurs satellites. Viennent ensuite les astéroïdes, les météorites, les comètes et les poussières. L'exploration du Système Solaire a été placée comme l'une des trois priorités de la stratégie française dans le domaine spatial par Monsieur Claude Allègre, ministre de l'éducation nationale, de la recherche et de la technologie, lors de son discours d'ouverture du colloque international consacré à l'exploration de Mars². Actuellement l'étude des planètes se focalise justement sur Mars. Celle-ci présente des similitudes avec la Terre, mais sa surface devenue inactive présente de nombreuses caractéristiques géomorphologiques étonnantes (volcans et canyons géants, traces d'écoulements fluviaux, dissymétrie Nord-Sud, et cetera). La confrontation des deux évolutions différentes de la Terre et de Mars nous renseigne sur l'histoire générale du Système Solaire. Une série de missions spatiales est mise en place pour explorer Mars, elle a commencé en 1996 avec MARS GLOBAL SURVEYOR et MARS PATHFINDER, elle se terminera sans doute par un retour d'échantillons. Chaque mission de la série a des objectifs bien ciblés qui viennent compléter l'ensemble des observations. MARS SURVEYOR

² Symposium International : Programme d'Exploration de Mars & Missions de Retour d'Echantillons, Paris, 1-5 février 1999. Discours reporté dans *XXI^e siècle* n° 4, 14-15, 1999.

2001 est ainsi chargée, entre autres, de mener à bien la cartographie globale de la composition élémentaire de surface. Cette mesure se fera par spectrométrie gamma et neutronique. Les travaux menés dans le chapitre II de ce mémoire visent à déterminer les performances de ce spectromètre gamma. Pour cela nous introduisons tout d'abord les notions (efficacité, bruit de fond, sensibilité) relatives aux performances d'un spectromètre gamma à base d'un semi-conducteur en germanium, comme celui de MARS SURVEYOR 2001. Ses performances sont ensuite calculées à l'aide d'un logiciel de simulation numérique que nous avons développé. Nos résultats sont alors confrontés aux mesures de calibrations actuellement en cours. Le chapitre se termine par des calculs propres à la cartographie qui viennent compléter les travaux précédents pour que nous soyons prêts à exploiter les mesures qui débiteront en 2002.

L'interprétation des mesures dans le cas de la spectrométrie gamma se fait à travers l'identification des raies spectrales et de la détermination de leur intensité. La démarche est plus complexe pour les neutrons, le spectre ne présentant pas de raies bien définies. L'interprétation repose alors sur les variations de pente dans le spectre, sur les variations d'intensité ou sur les variations relatives entre les neutrons rapides et les neutrons thermiques. De fait, l'étude du comportement des neutrons dans le sol en fonction de sa composition et de sa structure devient primordiale pour dégager et isoler les critères qui influent le spectre. En outre les données neutrons et gamma se complètent bien puisque la majorité des photons gamma sont créés par l'interaction des neutrons avec le sol. C'est pourquoi la troisième partie de ce travail est consacrée à la modélisation des flux de neutrons dans les surfaces planétaires. Les travaux portent en particulier sur l'émission des neutrons rapides qui ont fait l'objet de peu d'études jusqu'à présent. Une collaboration fructueuse avec les Docteurs Maurice (Observatoire Midi-Pyrénées) et Feldman (Los Alamos National Laboratory, responsable des spectromètres gamma et neutron sur la sonde LUNAR PROSPECTOR) nous a permis de confronter et d'appliquer avec succès nos résultats aux mesures lunaires. La Lune reste en effet un corps d'étude privilégié du fait de sa proximité. Les effets des éléments chimiques majeurs comme le fer, le titane sont développés dans le chapitre III. Le cas de l'hydrogène sera aussi étudié, il permettra d'aborder la question de l'eau. Ce chapitre traite par ailleurs d'une autre application du calcul du flux neutronique : l'évaluation de la production de nouveaux nucléides dans les matériaux traversés par les neutrons (sols planétaires et détecteurs) ; le but à terme étant de déterminer dans les spectromètres gamma la perturbation parasite due à ces nucléides lorsqu'ils sont radioactifs. Le chapitre fait le point sur l'état de l'art de ces calculs.

Nous allons donc, tout au long de ce mémoire, remonter depuis la formation des neutrons et des photons gamma jusqu'à la caractérisation du corps émetteur en passant par les performances de mesure des instruments.

**Chapitre I. Observation de la composition surfacique
des corps planétaires : les messagers issus
des réactions nucléaires.**

Avec l'avènement des ballons stratosphériques puis des satellites qui permettent de s'affranchir de l'écran atmosphérique, la seconde moitié du XX^{ème} siècle marque l'essor de la toute nouvelle astronomie des hautes énergies. Celle-ci est apparue au début du siècle avec la découverte dans l'atmosphère de rayons cosmiques d'origine extraterrestre par Hess et Kohlhoerster. Son développement doit faire face à plusieurs contraintes fortes, comme l'opacité de l'atmosphère à ce rayonnement, la complexité des détecteurs et le bruit de fond particulièrement élevé.

Parallèlement, la physique nucléaire est de mieux en mieux maîtrisée à cette époque. Certains photons gamma sont identifiés comme des signatures des noyaux atomiques qui les ont émis. Les chercheurs s'aperçoivent aussi que les rayons cosmiques induisent dans la matière des réactions nucléaires sources de neutrons et de photons gamma. Dès le début de l'exploration spatiale Lingenfelter, Canfield et Hess (1961) proposent d'utiliser ces neutrons pour étudier la composition des sols planétaires. Peu après le premier spectre de raies gamma de la Lune est obtenu par la mission LUNA 10, les chercheurs soviétiques observent dès lors une différence entre les mers et les continents à ces énergies [Vinogradov *et al.*, 1967]. En 1971 et 1972, les orbiteurs d'APOLLO 15 et 16 recueillent les spectres gamma de 20% de la surface lunaire [Metzger, 1993]. Puis les missions MARS 5 et PHOBOS apportent les premières mesures gamma de Mars [d'Uston *et al.*, 1989 ; Surkov *et al.*, 1993].

Aujourd'hui plusieurs projets spatiaux font appels à la spectrométrie gamma et neutronique pour explorer les surfaces planétaires. Afin de bien saisir les intérêts de ces instruments et les enjeux de leurs observations, nous allons voir l'origine de ces neutrons et photons gamma en détail au cours de ce chapitre. Nous présenterons les instruments de mesure qui permettent de les détecter puis les informations que nous pouvons tirer de ces messagers pour la planétologie. Enfin nous ferons une revue des candidats du Système Solaire pour ce type d'exploration.

A. Origine des messagers : les neutrons et les photons gamma.

Nous allons étudier par la suite, la composition de surface de différents corps solides du Système Solaire. Pour cela nous exploiterons l'émission de ces corps en photons gamma (γ) et en neutrons. L'objet de cette partie est de présenter l'origine de ces photons γ et de ces neutrons. Issus des réactions et des interactions nucléaires qui ont lieu dans le sol, ils vont devenir des messagers de la composition de ce sol.

Tous les corps du Système Solaire renferment des éléments radioactifs issus de la nébuleuse primitive et source de rayonnement γ . Mais leur rayonnement en photons γ et en neutrons sera fortement enrichi s'ils sont irradiés par le rayonnement cosmique.

1. Le rayonnement cosmique.

Le milieu interplanétaire est baigné par un flux de particules dont la composante principale est isotrope et provient de l'espace interstellaire : le rayonnement cosmique. Son origine exacte est toujours discutée mais sa composition et son spectre au voisinage de la Terre ont été étudiés par plusieurs expériences (voir par exemple [Webber et Lezniak, 1974]). Les observations ont montré que son flux est modulé par l'activité solaire cyclique sur onze ans. L'interaction du rayonnement cosmique avec la matière est à l'origine de nos mesures.

a) Origine et composition.

Le rayonnement cosmique est essentiellement constitué de noyaux atomiques accélérés à de très hautes énergies en dehors du Système Solaire. Il s'agit de protons à 87%, de particules alpha (${}^4_2\text{He}^{2+}$) et d'environ 1% de noyaux plus lourds. Ces noyaux atomiques sont aussi accompagnés par des électrons, des positrons et d'autres particules ou noyaux dans des proportions bien inférieures.

L'origine du rayonnement cosmique est probablement limité à notre galaxie [Simpson, 1983]. Cependant il n'existe pas de consensus ni sur les sources de particules, ni sur leur accélération. Les particules pourraient être accélérées de manière aléatoire par les champs magnétiques interstellaires ou lors de propagation d'une onde de choc dans le milieu interstellaire et dans les nuages moléculaires. Les particules pourraient aussi être créées et accélérées lors de supernovae. La propagation de ces particules est tout d'abord dominée par les champs magnétiques interstellaires. Les interactions avec le milieu interstellaire vont conduire à la formation de particules secondaires et à l'émission de nombreux photons γ . Par la suite, à proximité d'une étoile, le champ magnétique stellaire local va dominer. De fait, la composition du rayonnement cosmique dans notre Système Solaire, observée et mentionnée ci-dessus, n'est pas totalement représentative du rayonnement d'origine.

b) Flux et distribution en énergie.

Lorsque les particules du rayonnement cosmique arrivent dans l'héliosphère (~50 à 150 UA du Soleil), elles sont affectées par le champ magnétique transporté par le vent solaire. Il en résulte que le flux de particules cosmiques est atténué en dessous de 10 GeV/nucléon et encore plus fortement en dessous de 1 GeV/nucléon. L'autre conséquence est la modulation de ce flux de particules au niveau de la Terre par le vent solaire : il existe une corrélation inverse entre le flux de particules cosmiques et l'activité solaire. Or les particules affectées par cette modulation (i.e. celle d'énergie inférieure à 1 GeV/nucléon) sont aussi les plus nombreuses dans le flux. Ainsi le nombre de réactions nucléaires induites dans la matière par le rayonnement cosmique peut varier d'un facteur deux à trois sur un cycle solaire de onze ans [Evans et al., 1982].

L'énergie moyenne des rayons cosmiques est de quelques gigaélectronvolts par nucléon. Cela leur confère un pouvoir de pénétration élevé, soit 150 g.cm^{-2} pour un proton de 500 MeV par exemple. Cependant les messagers que nous étudions par la suite ont peu de chance de ressortir du sol s'ils sont engendrés à des profondeurs trop importantes. Il est donc possible dans nos calculs de réduire le rayonnement cosmique au flux de protons accru d'un certain facteur qui prendra en compte l'effet en surface des noyaux plus lourds (ce facteur est de l'ordre de 1,4). Au voisinage de la Terre, il est possible d'utiliser l'équation suivante [Castagnoli et Lal, 1980 ; voir correction dans Reedy, 1987a] comme approximation du spectre de protons cosmiques :

$$J(E) = C_p \frac{E(E + 2mc^2)(E + x + \Phi)^{-2,65}}{(E + \Phi)(E + 2mc^2 + \Phi)}$$

J : Flux des protons cosmiques à 1 UA du Soleil (protons.cm⁻².s⁻¹.MeV⁻¹)

C_p : Facteur de normalisation = $1,244 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$

E : Energie cinétique des protons (MeV)

m : Masse du proton, c : Célérité de la lumière,
 $mc^2 = 938 \text{ MeV}$

$x = 780 \cdot \exp(-2,5 \cdot 10^{-4} E)$

Φ : Modulation solaire en MeV

Φ représente la modulation de ce flux par l'activité solaire. En période de faible activité Φ a une valeur de $\sim 400 \text{ MeV}$, en période de forte activité $\Phi \sim 900 \text{ MeV}$ et en moyenne sur un cycle $\Phi = 550 \text{ MeV}$; les trois flux de rayonnement cosmique correspondant sont représentés Figure 1.

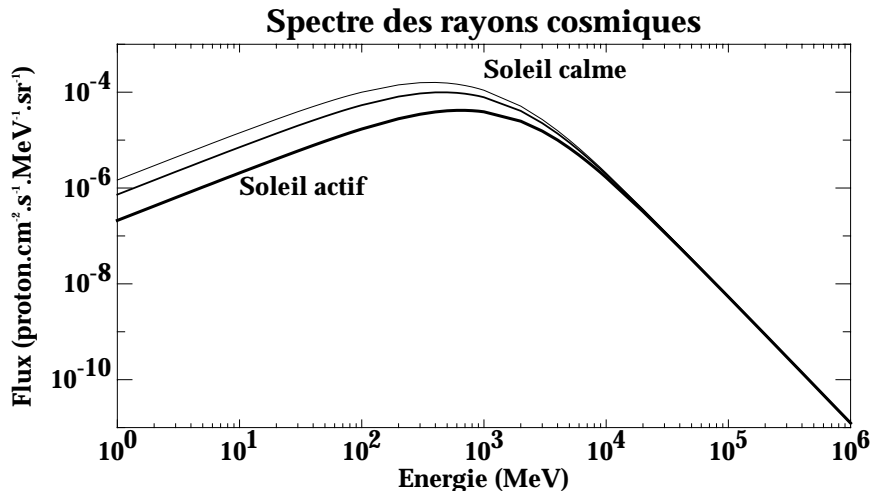


Figure 1. Le flux de protons cosmiques au voisinage de la Terre se présente comme une loi de puissance au-delà de quelques centaines de mégaélectronvolts. A plus basse énergie ce flux est modulé par l'activité solaire. La courbe intermédiaire représente la moyenne du flux sur un cycle solaire.

c) Interaction avec la matière.

Les particules du rayonnement cosmique peuvent être déviées par un champ magnétique intense ou être arrêtées par une atmosphère suffisamment épaisse comme celle de la Terre. Lorsqu'un proton cosmique de 500 MeV atteint de la matière (atmosphère, surface d'une planète, satellite artificiel), il peut parcourir une distance de 150 g.cm^{-2} sans interagir comme nous l'avons vu. S'il heurte un noyau atomique, il va initier une véritable cascade nucléaire donnant naissance à de nombreuses particules, en particulier des neutrons, des protons et des pions. Ces particules secondaires vont à leur tour se propager et interagir avec la matière en produisant de nouvelles particules, en excitant des noyaux atomiques et ainsi de suite. Les particules chargées électriquement vont être assez rapidement stoppées par les processus d'ionisation de la matière ; les neutrons vont jouer un rôle important que nous détaillons maintenant.

2. Historique des neutrons.

Les neutrons ne sont pas sensibles aux actions électriques, ce qui leur permet de se propager plus facilement ou d'atteindre des vitesses extrêmement faibles. De plus, les sections efficaces d'interaction des neutrons varient très rapidement avec l'énergie et d'une cible à l'autre. Par conséquent les mécanismes de production et de transport rendent ces neutrons caractéristiques de leur milieu d'origine, c'est pourquoi ils vont jouer un rôle essentiel dans notre étude.

a) Production.

Bien que les productions directes de protons et de neutrons de hautes énergies, par interaction du rayonnement cosmique avec la matière, soient comparables, la production de neutrons est favorisée à plus basse énergie. De plus, les protons peuvent perdre suffisamment d'énergie par ionisation avant d'engendrer une nouvelle réaction nucléaire. Finalement, en dessous de 100 MeV la population de neutrons domine.

Dans les cascades nucléaires initiées par les rayons cosmiques, les neutrons ont deux sources de production : les interactions directes et les collisions de spallation³ d'une part, et l'évaporation depuis un noyau résiduel excité d'autre part. Les premiers sont créés à des énergies élevées allant jusqu'à celle du proton incident tandis que les seconds sont distribués selon une gaussienne autour d'une énergie de l'ordre du mégaélectronvolt. En moyenne, dans un milieu dense comme un sol planétaire, un proton cosmique va engendrer directement 3 neutrons, tandis que l'ensemble de la cascade nucléaire va générer 30 neutrons [Dagge et al., 1991].

L'hypothèse généralement admise que le taux de production de neutrons est indépendant de la composition du sol n'est pas vraiment fiable. En effet, d'une part Go-

³ Réaction nucléaire dans laquelle des particules sont éjectées d'un noyau bombardé (par un proton généralement).

renstein et Gursky soulignent que dans un milieu dense les mésons π^- interagissent pour produire des neutrons avant d'avoir eu le temps de se désintégrer en photons [Gorenstein et Gursky, §2.2 1969], ce qui augmente le taux de production de neutrons en fonction de la densité du milieu. D'autre part nos simulations montrent clairement qu'il y a une certaine dépendance du taux de production des neutrons avec la composition du milieu. Par exemple, nous constatons que du fer pur produit au moins deux fois plus de neutrons que la plupart des éléments constituant un sol planétaire. Nous calculerons au cours de nos travaux le spectre de neutrons produits en fonction de la composition chimique étudiée.

b) Transport et modération.

Une fois créés, les neutrons vont être modérés par la matière environnante. Les neutrons de plus de 30 MeV vont provoquer de nouvelles réactions nucléaires produisant plusieurs autres neutrons. Pour les neutrons d'énergies plus basses, les diffusions élastiques et inélastiques sur les noyaux atomiques du milieu dominant. Collision après collision les neutrons perdent de l'énergie ; en dessous de 1 MeV les diffusions élastiques prennent le pas. Petit à petit les neutrons ralentissent jusqu'à des énergies inférieures à l'électronvolt, en équilibre thermique avec le milieu. Compte tenu du fait que ces créations et modérations de neutrons prennent place en des temps très courts par rapport aux fluctuations du rayonnement cosmique, il s'établit finalement un équilibre du flux de neutrons dont le spectre est fonction de la profondeur sous la surface [Feldman et al., 1993].

Ces réactions sont explicitées dans le modèle de Bohr du noyau composé [voir Evans, 1961 ou Alamdar Millani, 1986]. Le neutron incident est capturé par le noyau heurté pour former un noyau composé dont la durée de vie est relativement longue par rapport au choc ($\sim 10^{-16}$ s). Cet ensemble est porté à une énergie d'excitation correspondant à l'énergie de bombardement très éloignée du niveau fondamental. Si cette énergie est proche d'un niveau d'énergie quantique du noyau (entre quelques kiloélectronvolts et quelques mégaélectronvolts), alors il y aura une forte probabilité d'interaction entre ce noyau et le neutron : c'est une résonance. Cette probabilité d'interaction du neutron est représentée par la section efficace de réaction qui dépend de la cible et de l'énergie du neutron. Quelque soit son mode de formation, le noyau composé peut se dissocier selon cinq processus :

- émission d'un neutron emportant toute l'énergie excédentaire, c'est la diffusion élastique ;
- émission d'un neutron emportant une partie de l'énergie, le noyau passant par un état excité avant de regagner le niveau fondamental en émettant un photon γ , c'est la diffusion inélastique ;
- émission d'un ou plusieurs photons γ , c'est la capture radiative ;

- transformation nucléaire par fission ;
- émission d'une particule chargée ou de neutrons (plus rare).

Enfin, nous voyons que les processus de transport modifient le flux de neutrons en fonction de la composition de la matière traversée. Il faut noter aussi que dans une diffusion noyau-neutron, plus le noyau est léger, plus le neutron peut perdre de l'énergie, ce qui donne une importance particulière à la présence d'hydrogène (et donc d'eau) dans le milieu [*Drake et al.*, 1988].

c) Bilan.

La thermalisation des neutrons depuis leur création est résumée dans le Diagramme 1. Une fraction de ces neutrons s'échappe vers l'espace. L'allure de leur spectre reflète leur taux de production, les interactions subies et la rapidité avec laquelle ils ont été ralentis. Ils transportent ainsi des informations sur la composition de la matière dont ils sont issus. Nous présenterons et nous étudierons dans le chapitre III quelles sont précisément ces informations.

Nous retiendrons par ailleurs qu'en l'absence de sursaut d'activité solaire, les neutrons sont à l'origine de la majorité des photons γ émis par la matière lorsqu'elle est irradiée par le rayonnement cosmique.

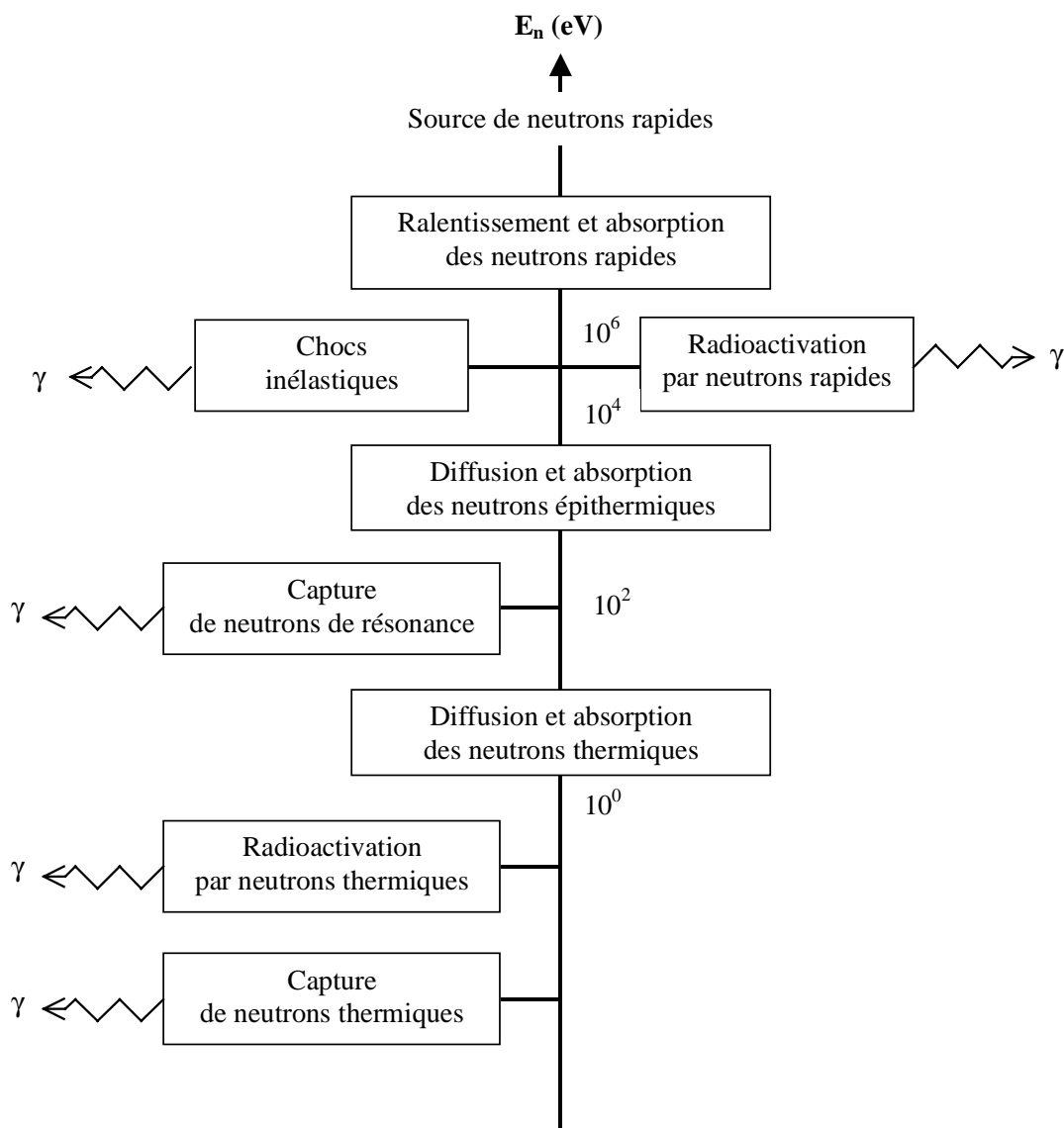


Diagramme 1. Historique et thermalisation des neutrons dans la matière après leur création. D'après les travaux de Alamdar Millani (1986). L'échelle des énergies est indicative.

3. Emission de photons gamma.

Les photons gamma (γ) sont les plus énergétiques du spectre électromagnétique. La frontière entre les photons X et γ n'est pas parfaitement définie, elle est généralement fixée à 100 keV. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la gamme d'énergie [100 keV ; 10 MeV] i.e. aux longueurs d'onde [$0,12 \cdot 10^{-12}$; $12,4 \cdot 10^{-12}$ m] auxquelles les détecteurs utilisés en astronomie spatiale sont opérationnels. Ces énergies élevées signifient une capacité de pénétration importante, ce qui les rend plus difficiles à mesurer.

Les photons γ sont émis par les noyaux atomiques lors d'une transition d'un niveau quantique d'excitation élevé vers un niveau d'excitation plus faible. L'énergie du photon γ est celle correspondant à la transition. C'est le moyen le plus courant pour un noyau excité de perdre de l'énergie. Les noyaux atomiques atteignent des niveaux excités lors d'une décroissance radioactive d'un noyau parent, lors d'une réaction nucléaire, lors d'une excitation directe depuis le niveau fondamental ou lors d'une transition depuis un niveau quantique d'énergie plus élevé. Une fois le niveau excité atteint, la désexcitation est quasi-immédiate (de l'ordre de la picoseconde 10^{-12} s) à l'exception des niveaux métastables assez rares.

Nous obtenons ainsi pour chaque noyau émetteur un spectre de raies représentatif des intervalles d'énergie entre ses niveaux quantiques. Comme ces intervalles sont définis par les propriétés quantiques de chaque noyau, ce spectre est donc une signature non ambiguë de l'émetteur. De plus dans un mélange d'éléments, l'intensité de ces raies γ est généralement proportionnelle à l'abondance de l'élément qui leur donne naissance. Les photons γ sont donc de précieux messagers de la composition élémentaire du corps étudié. Pour étudier leur origine, nous devons considérer d'une part leur production par radioactivité naturelle ou par radioactivité induite, et d'autre part le devenir de ces photons une fois créés.

Les raies γ que nous observons sont généralement liées à la désexcitation depuis des niveaux nucléaires proches du niveau fondamental. En effet, comme la fréquence des niveaux d'excitation des noyaux augmente avec l'énergie, les photons γ émis par ces niveaux ont des énergies de plus en plus proches jusqu'à former pratiquement un continuum à haute énergie.

Remarquons enfin que la direction d'émission du photon est fonction de l'axe de spin du noyau émetteur [Adams et Dams, §1.1.C, 1970]. De plus, il existe une corrélation angulaire entre deux photons émis en cascade par un même noyau. Cependant la distribution des axes de spin dans les échantillons qui vont nous intéresser est aléatoire si bien qu'au total l'émission γ est isotrope.

a) Radioactivité naturelle.

Tous les corps du Système Solaire renferment des éléments radioactifs datant de la nébuleuse primitive. Plus de quatre milliards et demi d'années après la formation des planètes, seuls subsistent parmi les atomes instables ceux dont la durée de vie est plus longue que l'âge du Système Solaire et leurs descendants. Il s'agit essentiellement des chaînes des familles du thorium (^{232}Th) et de l'uranium (^{238}U) qui aboutissent au plomb (cf. Diagramme 2 et Diagramme 3), et auxquelles il faut ajouter le potassium (^{40}K) sans filiation. D'autres éléments émettent des photons γ mais sur des temps caractéristiques trop longs ou à trop faibles doses pour être détectés depuis l'espace.

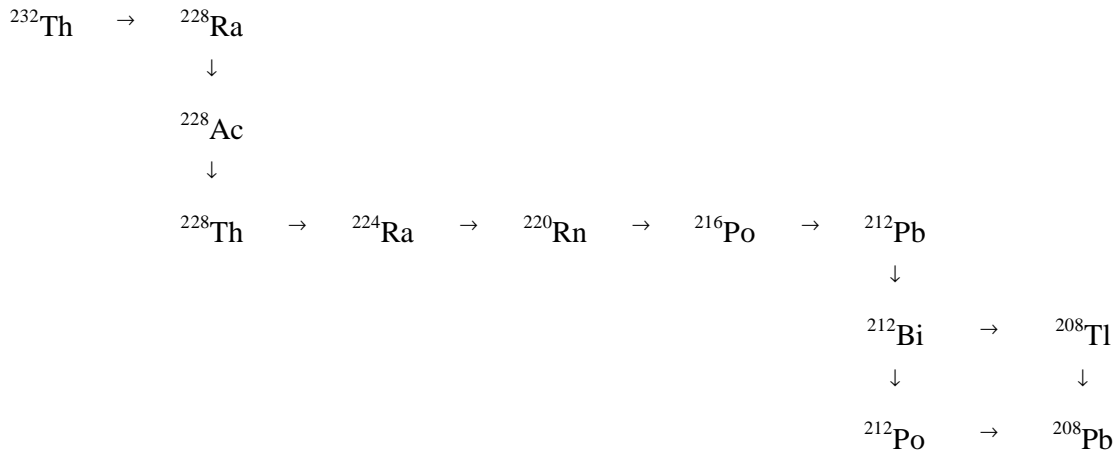


Diagramme 2. Chaîne de décroissance du ^{232}Th . Les flèches vers la droite représentent une désintégration α . Les flèches vers le bas représentent une désintégration β^- .

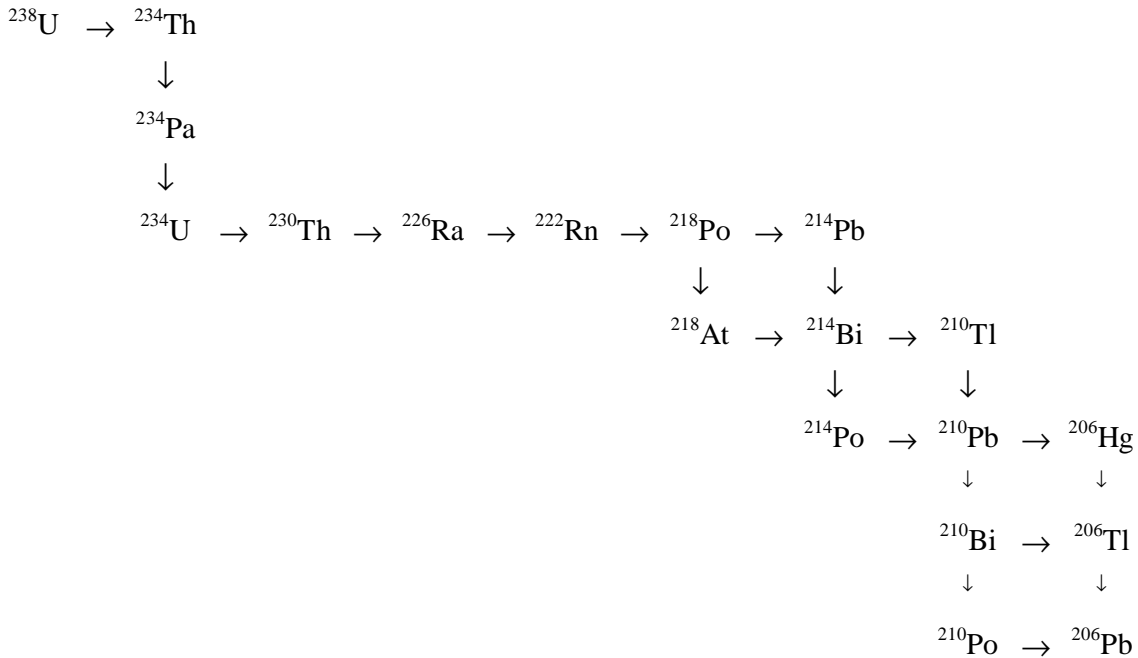


Diagramme 3. Chaîne de décroissance de ^{238}U . Les flèches vers la droite représentent une désintégration α . Les flèches vers le bas représentent une désintégration β^- .

Les variations d'abondance de ces éléments entre différentes roches (chondrites, basaltes, granites...) sont faibles, si bien que leurs spectres se ressemblent ; en revanche la variation des rapports d'intensité des raies peut être suffisante pour bien les distinguer et ainsi pouvoir identifier la présence de ces roches.

Les émissions γ associées à cette radioactivité naturelle sont assez faciles à modéliser, elles sont proportionnelles aux abondances isotopiques et dépendent des grandeurs nucléaires fondamentales : les demi-vies, les taux d'émission de photons par décroissance et les propriétés de transport des γ . Ces grandeurs sont assez bien connues et se trouvent dans des tables comme par exemple The Table of Isotopes [Firestone et al., 1996]. Il n'en sera pas de même pour les photons issus de la radioactivité induite.

b) Radioactivité induite.

Comme nous l'avons vu, l'interaction du rayonnement cosmique avec la matière excite une partie des noyaux du milieu. Mais c'est surtout le flux de neutrons présenté dans la partie précédente qui va induire une émission γ . Les protons participent aussi à cette émission mais dans des proportions moindres. Ainsi grâce à ces réactions quasiment tous les nucléides du milieu peuvent devenir émetteurs γ .

Il y a trois processus par lesquels les neutrons peuvent produire des raies γ [Gorenstein et Gursky, §2.2, 1969] :

- ◆ Les réactions non-élastiques comprenant :
 - les diffusions inélastiques $(n,n\gamma)$;
 - les réactions plus rares du type $(n,x\gamma)$ où x peut être un proton, une particule alpha, etc. Les sections efficaces de ces réactions sont souvent mal connues.

Le neutron incident doit avoir une énergie de l'ordre du mégaelectronvolt ou plus, supérieure au premier niveau d'excitation du noyau diffuseur. Nous parlerons de *rayonnement inélastique*. C'est une source importante de photons γ en planétologie.

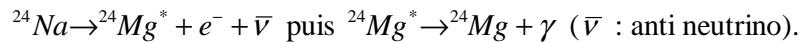
Exemple : un neutron d'énergie supérieure à 0,85 MeV peut diffuser sur un noyau de fer selon la réaction $^{56}\text{Fe}(n,n\gamma)^{56}\text{Fe}$ qui donne un photon de 0,8467 MeV.

- ◆ Les réactions (n,γ) de capture pour des neutrons dont l'énergie est de l'ordre de l'électronvolt ou du kiloelectronvolt. Le noyau composé formé a une énergie de plusieurs mégaelectronvolts avant de se désexciter en émettant plusieurs photons γ . Nous parlerons de *rayonnement de capture*. Ce rayonnement est fortement lié à la présence de quelques éléments comme l'hydrogène qui augmente le nombre de neutrons "capturables" ou d'éléments à forte section efficace de capture.

Exemple : la réaction $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$ émet un rayonnement prompt composé de quatre photons d'énergies comprises entre 5,92 et 7,65 MeV.

- ◆ Les réactions d'activation. Nous classons dans cette catégorie la décroissance des nucléides instables produits par les deux premiers types de réaction. Nous parlerons de *rayonnement de décroissance radioactive*. Celui-ci est étalé dans le temps contrairement aux deux premiers qui sont émis lors de la réaction.

Exemple : la réaction $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ produit un noyau de sodium instable qui au bout de quelques heures décroît selon :



Les raies γ par rayonnement inélastique peuvent parfois être élargies par effet Doppler. C'est le cas par exemple de la raie à 4,438 MeV du ^{12}C qui est émise alors que le noyau est encore en recul suite à la diffusion du neutron. Il arrive aussi que deux raies issues de deux noyaux différents aient des énergies tellement proches qu'on ne puisse les distinguer. Ainsi la raie précédente du carbone à 4,438 MeV se superpose à une raie de l'oxygène à la même énergie.

Remarquons aussi que le flux de particules solaires lors de sursauts d'activité va produire, de même, des rayonnements γ inélastiques, prompts et de décroissance radioactive. Les deux premiers ne sont généralement pas mesurés car le détecteur est saturé par le sursaut. En revanche le rayonnement de décroissance radioactive étant étalé dans le temps, il pourra être détecté bien après le sursaut. Pourtant cette composante est négligée car elle est difficile à prendre en compte et elle est surtout d'amplitude plus faible que le rayonnement lié au rayonnement cosmique.

A ces raies γ , il faut ajouter l'émission induite de continua γ comme le rayonnement Bremsstrahlung (accélération d'un électron de grande énergie dans le champ électrique d'un noyau) ou la décroissance des pions produits par le rayonnement cosmique dans la matière.

Nous voyons finalement que les neutrons jouent un rôle particulièrement important et que leur étude est fondamentale non seulement pour mesurer leurs flux mais aussi pour comprendre l'émission des photons γ .

c) Transport.

Une fois créé le photon γ va se propager dans le milieu où il a été créé, il peut alors éventuellement subir trois types d'interactions (cf. Figure 2) :

- L'absorption photoélectrique. C'est l'interaction dominante pour les photons γ les moins énergétiques. Le photon interagit avec un électron fortement lié à un atome et disparaît en laissant un électron rapide d'énergie proche de celle du photon γ .

- La diffusion Compton. Il s'agit de la diffusion du photon γ par un électron libre ou peu lié. Le photon continue avec une énergie $E'\gamma$ et l'électron avec une énergie $E_e = E\gamma - E'\gamma$ où $E\gamma$ est l'énergie incidente du photon. Ces deux grandeurs sont reliées par la relation :

$$E'\gamma = \frac{E\gamma}{1 + \frac{E\gamma}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

m_0 : masse de l'électron, $m_0c^2 = 511$ keV,

θ : angle entre la direction du photon après interaction et sa direction d'incidence.

- La création de paire. Si le photon γ a une énergie supérieure à 1,022 MeV, il peut se matérialiser en une paire électron-positron.

En perdant ainsi une partie de leur énergie, la majorité des photons γ perdent aussi la signature de leurs émetteurs et leur mesure devient une source de perturbation des raies γ en formant un continuum pauvre en informations. Nous reviendrons à ces processus au cours de l'étude des détecteurs dans la partie suivante de ce chapitre.

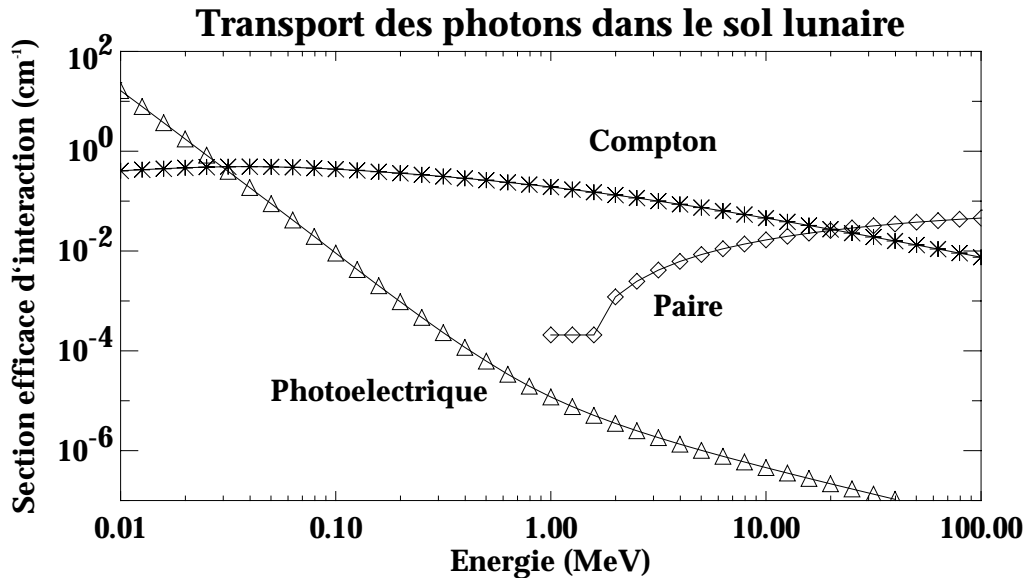


Figure 2. Cette figure représente les sections efficaces macroscopiques d'interaction des photons γ pour une composition typique des terres lunaires (anorthosite de densité 3 g.cm^{-3}) en fonction de leur énergie. La section efficace macroscopique est l'inverse du libre parcours moyen et s'exprime en cm^{-1} . Les triangles correspondent à l'absorption photoélectrique, les étoiles aux diffusions Compton et les losanges aux créations de paire. Les courbes ont été extraites de la bibliothèque de simulation GEANT.

Comme seuls les photons γ qui conservent leur énergie initiale nous intéressent, nous pouvons dès à présent calculer leur flux. Connaissant le facteur μ d'absorption des photons dans un milieu, nous pouvons calculer le flux de photons qui sortent d'un plan

semi-infini avant d'avoir interagit, c'est-à-dire avant d'avoir perdu la signature de leur nucléide émetteur. Supposons que la source S de photons soit isotrope et fonction de la distance à la surface x , alors le flux F de photons s'exprime de la façon suivante :

$$F = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin\theta d\theta \int_0^{\infty} \frac{S(x)}{4\pi \cdot \cos\theta} e^{-\mu x / \cos\theta} dx$$

où F est le flux en $\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,

$S(x)$ la source de photon γ à la profondeur x ($\gamma \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$),

θ l'angle entre la direction du photon qui quitte le milieu et la normale,

μ coefficient d'absorption exponentielle (cm^{-1}).

Reedy a ainsi évalué l'émission γ de la surface lunaire. Il a calculé les contributions de chaque nucléide suivant les diverses réactions naturelles ou induites possibles. Le lecteur intéressé pourra trouver ces précieuses bases de données dans les références suivantes : [Reedy *et al.*, 1973, Reedy, 1978] ; nous reproduisons Tableau 1 quelques émissions principales à titre d'exemple. Des calculs équivalents existent pour Mars [Reedy, 1987b, Masarik *et Reedy*, 1996] et Mercure [Brückner *et Masarik*, 1997].

Comme nous pouvons le voir dans le Tableau 1, qui présente des raies γ parmi les plus intenses, le niveau d'émission est faible : de l'ordre d' $1 \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{mn}^{-1}$. Une bonne précision dans les mesures nécessitera par conséquent des temps de pose de plusieurs heures.

Finalement, du fait de leur parcours moyen dans la matière, les émissions γ caractéristiques de la composition du milieu proviennent d'une couche en surface de $50 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ d'épaisseur maximum. Par conséquent, ce rayonnement est peu sensible aux longueurs de mélange qui caractérisent le sol ; sauf si ce mélange concerne un élément chimique auquel les neutrons sont sensibles, comme l'hydrogène [Squyres *et Evans*, 1992]. En revanche, ce libre parcours moyen élevé constitue un avantage de la spectrométrie γ dans l'étude des surfaces, puisque il devient possible de sonder la matière bien plus profondément qu'en infrarouge, par exemple, et de surcroît depuis l'espace.

Emission γ par radioactivité naturelle						
Parent de la chaîne	Parent intermédiaire	Emetteur	Energie (MeV)	Taux de production	Abondance parent de chaîne (mg/g)	Flux F quittant la surface ($\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{mn}^{-1}$)
^{40}K	-	^{40}Ar	1,4608	0,1048	1,2	2,352
^{232}Th	^{208}Tl	^{208}Pb	2,6146	0,36	0,0019	2,193
	^{228}Ac	^{228}Th	0,9111	0,29	"	1,054
^{238}U	^{214}Bi	^{214}Po	0,6093	0,461	0,0005	1,118
Emission γ par diffusion inélastique de neutrons						
		Réaction	Energie (MeV)	Taux de production	Abondance de l'élément (mg/g)	Flux F quittant la surface ($\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{mn}^{-1}$)
		$^{16}\text{O}(n,n\gamma)$	6,1294	1	435	2,592
		$^{28}\text{Si}(n,n\gamma)$	1,7788	1	200	3,223
		$^{56}\text{Fe}(n,n\gamma)$	0,8467	1	90	1,149
		$^{16}\text{O}(n,n\alpha\gamma)^{12}\text{C}^*$	4,4383	1	435	1,214
Emission γ par capture de neutrons						
		Réaction	Energie (MeV)	Taux de production	Abondance de l'élément (mg/g)	Flux F quittant la surface ($\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{mn}^{-1}$)
		$^{48}\text{Ti}(n,\gamma)$	6,7615	0,4	14	0,412
		$^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$	7,6457	0,22	90	0,552
		"	7,6313	0,24	"	0,602

Tableau 1. *Quelques raies γ dominantes émises par la surface lunaire d'après les calculs de Reedy (1978). Pour les émissions par radioactivité naturelle, le taux de production représente la fraction de photons γ produits à l'énergie indiquée par décroissance du parent radioactif. Pour les émissions par diffusion inélastique, le taux de production est la fraction de photons γ produits à l'énergie indiquée par désexcitation du niveau atomique ou par décroissance du nucléide radioactif formé. Pour les émissions par capture, le taux de production est la fraction de captures par l'élément qui produit la raie γ considérée.*

B. De la mesure à l'interprétation astronomique.

Comme nous venons de le voir, les réactions et interactions nucléaires au sein de la matière soumise au rayonnement cosmique permettent de sonder cette matière. Parmi tous les processus électromagnétiques mis en jeu, seuls les neutrons et les photons γ auront les caractéristiques nécessaires pour s'échapper du milieu où ils ont été créés. C'est donc à travers eux qu'en planétologie nous étudierons les compositions de surface. Nous nous plaçons donc maintenant au cœur du Système Solaire où un certain nombre d'objets émettent des neutrons et des photons γ . Pour les étudier, nous devons considérer la propagation de ces particules depuis la surface jusqu'aux instruments de mesure, puis les détecteurs proprement dits et leurs caractéristiques. Nous terminerons cette partie en présentant les corps qui peuvent faire l'objet d'une exploration via les neutrons et les photons γ dans le Système Solaire.

1. Instruments de mesure.

Nous présentons ici les instruments spatialisables qui permettent de mesurer les flux de neutrons et de photons γ . Les deux types de détecteurs, neutron et γ , sont souvent associés du fait de la complémentarité des données qu'ils mesurent. Ces détecteurs font l'objet de développements technologiques de pointe. D'une part la gamme d'énergies à mesurer est très grande pour les neutrons. D'autre part le fort pouvoir pénétrateur des neutrons et des photons γ les rend difficiles à mesurer. De plus, en l'absence de blindage, ces instruments détectent les photons γ et les neutrons quelque soit leur direction d'arrivée, par conséquent ils sont soumis à un fort bruit de fond ce qui complique la déconvolution et l'interprétation des mesures.

Comme ces rayonnements ne sont pas détectables depuis la Terre, nous devons utiliser les moyens de l'exploration spatiale : plusieurs options se présentent. Il est possible de faire un survol du corps visé, mais nous venons de voir que les temps de pose doivent être de plusieurs heures. Il faut donc placer les instruments en orbite autour du corps. Avec cette technique, il sera possible d'observer une large bande à la surface, voire de la cartographier complètement dans le cas d'une orbite polaire. Une seconde limitation de la mesure provient de la résolution spatiale qui est de l'ordre de l'altitude du satellite : pour améliorer cette résolution, il faut se rapprocher de la surface. Il est possible de déposer les instruments au sol pour explorer les quelques mètres qui entourent le lieu d'atterrissage au détriment de la cartographie globale. Il a déjà été envisagé, lorsque l'atterrissage n'est pas possible ou pour multiplier les points de mesure, de larguer un ou plusieurs pénétrateurs qui vont se planter dans le sol à étudier. Il sera peut-être possible un jour d'associer à ces instruments au sol une source de neutrons qui alimenterait la source de photons γ pour améliorer la mesure – technique utilisée sur Terre –.

a) Spectromètres gamma.

La détection des photons γ consiste à faire interagir les photons selon l'un des trois processus possibles vus auparavant (effet photoélectrique, diffusion Compton, création de paire) dans un milieu où l'énergie transférée du photon vers l'électron sera mesurable. Pour avoir une bonne efficacité le détecteur devra être constitué d'un matériau de masse atomique élevée. Il existe deux grandes classes de spectromètres γ :

- Les détecteurs à scintillation (Figure 3) dans lesquels le détecteur est une matière luminescente, par exemple de l'iodure de sodium dopé au thallium. Par effet photoélectrique, diffusion Compton ou création de paire, le photon γ transmet partiellement ou totalement son énergie à un électron du détecteur. L'électron transmet à son tour toute son énergie à une molécule en l'excitant. La désexcitation donne un rayonnement de fluorescence (lumière visible ou proche visible) qui est converti à l'entrée d'un photomultiplicateur en impulsion électrique dont la hauteur est proportionnelle à l'énergie déposée par le photon γ . En outre une analyse temporelle de l'impulsion permet de distinguer entre une mesure de photon γ et une interférence de particule chargée. Les scintillateurs couramment utilisés sont le NaI(Tl), le CsI(Tl) et le BGO (Germanate de bismuth).

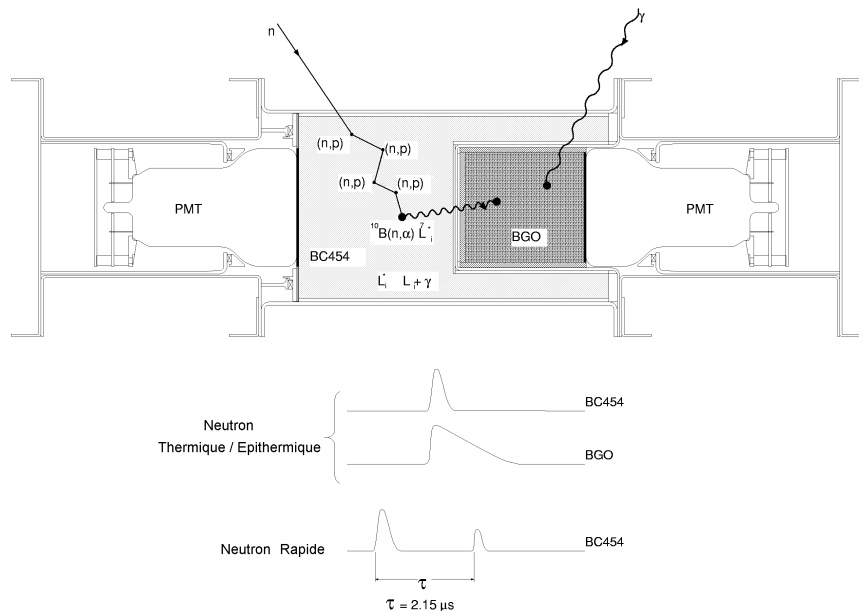


Figure 3. Spectromètre γ à base d'un scintillateur en BGO. Le schéma correspond au spectromètre de LUNAR PROSPECTOR (aimablement communiqué par le LANL⁴). Le BGO est couplé à un photomultiplicateur (PMT) qui récolte et amplifie les dépositions d'énergie. De l'autre côté, un scintillateur à base de BC454 sert d'anticoïncidence, l'énergie déposée est récoltée par un second photomultiplicateur. Le schéma indique comment l'analyse des impulsions dans l'anticoïncidence peut aussi servir de détecteur de neutrons rapides.

⁴ Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, Nouveau Mexique, Etats-Unis.

- Les détecteurs semi-conducteurs où la partie sensible est un cristal semi-conducteur, du germanium par exemple (Figure 4). Via les mêmes processus (effet photoélectrique, diffusion Compton ou création de paire), le photon γ transmet partiellement ou totalement son énergie à un électron du cristal. Il se forme des paires électron-trou qui vont être récoltées en appliquant une forte différence de potentiel aux bornes du semi-conducteur. Le nombre de charges collectées est proportionnel à l'énergie déposée par le photon γ . Pour pallier les impuretés du cristal, il est possible de le doper, par exemple avec du lithium pour un cristal de germanium. Actuellement les procédés de fabrication permettent d'obtenir des concentrations en impuretés suffisamment faibles pour éviter le dopage, le cristal obtenu est appelé germanium ultra-pur (HPGe pour High Purity Germanium). Il est possible aussi d'utiliser des semi-conducteurs à base de silicium ou de CdTe.

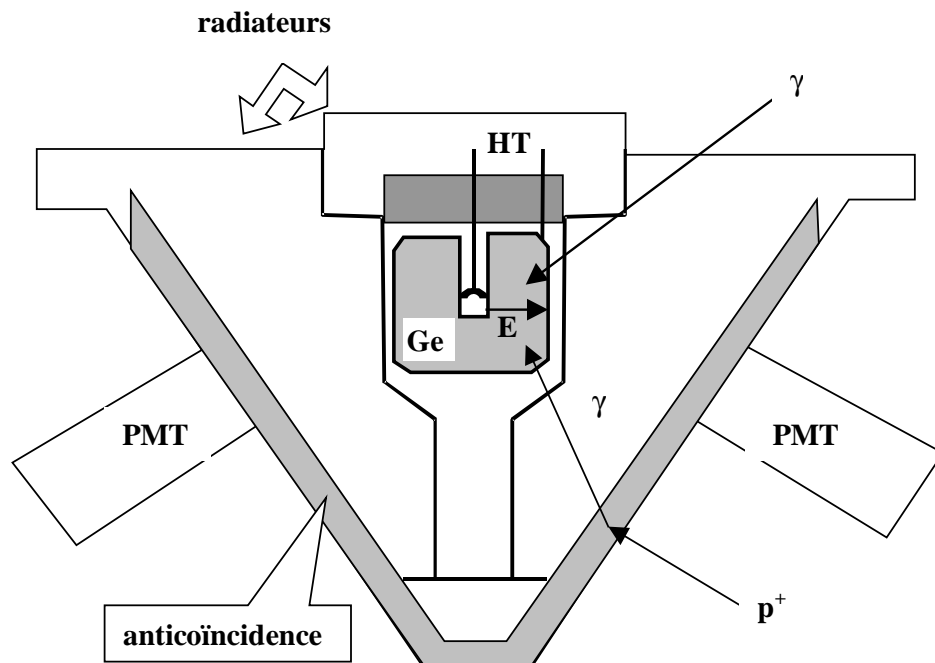


Figure 4. Schéma d'un spectromètre γ à base d'un cristal semi-conducteur en germanium. Le cristal est maintenu dans un ensemble refroidi grâce à un système passif de radiateurs. Le détecteur est surmonté d'une boîte électronique pour récolter, à l'aide de la haute tension (HT) les charges créées dans le cristal. Celui-ci est entouré d'un système d'anticoïncidence formé de scintillateurs reliés à des photomultiplicateurs (PMT).

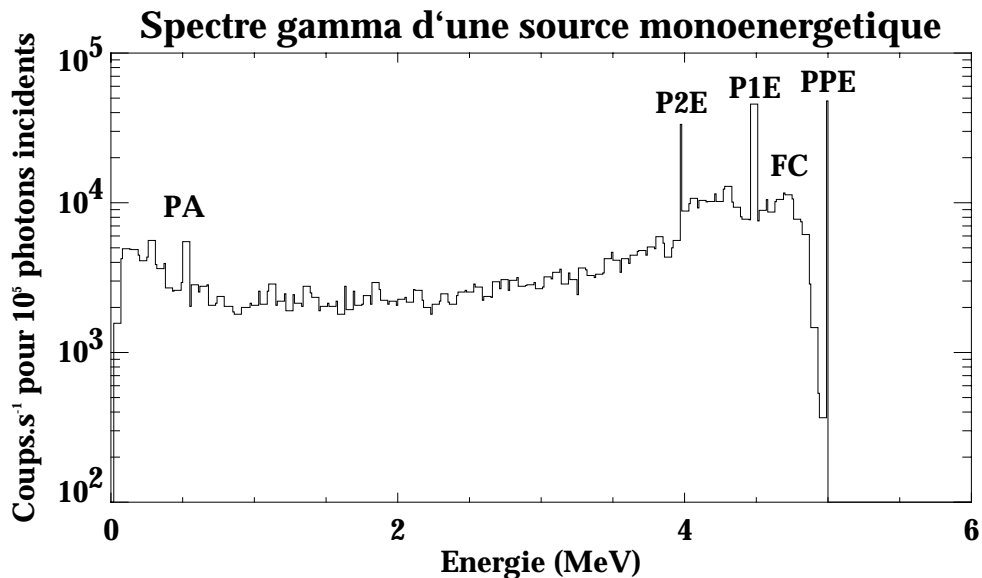
La résolution spectrale des scintillateurs est limitée par la valeur du seuil en énergie pour créer un photon de fluorescence (~ 25 eV pour le NaI) et par les fluctuations statistiques liées au photomultiplicateur. En comparaison, l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans un cristal de germanium est seulement de 3 eV environ. De fait, la résolution en énergie des détecteurs semi-conducteurs est environ trente fois meilleure que celle des scintillateurs. En revanche, les détecteurs semi-conducteurs

sont assez sensibles aux dégradations commises par le rayonnement cosmique et, dans le cas du germanium, doivent être refroidis en dessous de 120 K pour être opérationnels. Les scintillateurs sont donc plus faciles à mettre en œuvre ; il y en avait un à bord de la sonde LUNAR PROSPECTOR que nous présenterons au chapitre III. Cependant nous avons vu que l'information sur la composition est tirée de la position et de l'intensité des raies spectrales ; la capacité à pouvoir distinguer et situer ces raies très précisément sur l'axe des énergies est donc fondamentale pour l'étude des abondances chimiques. C'est pourquoi, lorsque c'est possible, les spectromètres γ à semi-conducteur sont préférés car ils ont une très bonne résolution en énergie. C'est ce type d'instrument qu'embarquera la mission MARS SURVEYOR 2001 dont nous parlerons dans le chapitre II.

Pour obtenir le spectre de raies γ émises par un corps planétaire et obtenir sa composition, l'événement qui nous intéresse est celui où les photons γ déposent toute leur énergie dans le détecteur. L'effet photoélectrique est donc particulièrement intéressant. Sa probabilité varie en Z^n/E_γ^3 (où Z est le numéro atomique de l'atome du détecteur, E_γ l'énergie du photon et n varie entre 4 et 5), c'est pourquoi dans les détecteurs semi-conducteurs le germanium ($Z=32$) est préféré au silicium ($Z=14$) ; à titre de comparaison avec la propagation dans le sol (Figure 2), l'effet photoélectrique domine l'effet Compton dans le germanium jusqu'à près de 200 keV. Le photon γ peut aussi subir plusieurs diffusions Compton et finalement laisser toute son énergie dans le détecteur, ou bien plusieurs diffusion Compton puis une absorption photoélectrique, puisque cet effet domine à basse énergie. Ces événements participent à la formation du pic de pleine énergie dans le spectre. Dans tous les autres cas, où le photon ne laisse pas toute son énergie, l'événement participera à la formation d'un continuum qui bruite le spectre. Enfin la matérialisation du photon γ en une paire électron-positron est un événement bien particulier. L'électron et le positron ont un faible libre parcours moyen dans le détecteur, ils emportent une énergie totale égale à $E_\gamma - 1022$ keV. L'énergie de l'électron va être récoltée, le positron va lui aussi céder son énergie au détecteur avant de s'annihiler en deux photons de 511 keV chacun. Si ces deux photons sont à leur tour détectés, toute l'énergie du photon γ incident aura été finalement mesuré et l'événement participe au pic de pleine énergie ; si un photon de 511 keV s'échappe, l'événement donne dans le spectre un pic à une énergie $E_\gamma - 511$ keV dit pic de premier échappement ; enfin si les deux photons de 511 keV s'échappent, l'événement construit un pic à $E_\gamma - 1022$ keV dit pic de second échappement. La création d'une paire électron-positron donne donc des pics caractéristiques de l'énergie du photon incident. La Figure 5 présente le spectre théorique d'une source monoénergétique de photons γ vue à travers un spectromètre semi-conducteur HPGe. L'énergie du front Compton (FC) qui correspond à une rétrodiffusion est égale à :

$$E_{FC} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2 \cdot E_\gamma}}$$

En attendant de pouvoir focaliser le rayonnement γ , il est possible d'augmenter l'efficacité de mesure en augmentant le volume du détecteur et/ou le temps d'observation. Cependant, cette méthode se heurte rapidement aux limites des instruments embarqués : masse, puissance électrique et temps de survol limités. Il y a aussi des difficultés techniques de réalisation de gros détecteurs. Enfin, comme le signal ne peut pas être focalisé, en augmentant la capacité de mesure du signal observé, nous augmentons aussi la sensibilité au bruit de fond. C'est pourquoi, pour optimiser la conception des instrument puis préparer l'interprétation des mesures, nous faisons appel aux simulations qui vont jouer un rôle important dans la préparation des mesures et l'interprétation des données. Des travaux de ce type ont déjà été menés en astrophysique au CESR [Naya Ariste, 1995 ; Jean, 1996 ; Kandel, 1998].



*Figure 5. Spectre théorique d'une source monoénergétique de 5 MeV vue à travers un spectromètre γ à cristal de germanium ultra-pur dans sa capsule. De droite à gauche, nous trouvons : le pic de pleine énergie (PPE) à 5 MeV, puis le front Compton (FC) qui est l'énergie maximum déposée par diffusion Compton (rétrodifusion) $E_{FC}=4,757$ MeV, suivi des deux pics d'échappement à $5-0,511=4,489$ MeV (P1E) et à $5-2*0,511=3,978$ MeV (P2E) et enfin le continuum Compton en forme de cuvette. Le pic à 511 keV (PA) est le témoin de l'annihilation des positrons dans la capsule entourant le cristal.*

La résolution spatiale d'un détecteur γ en orbite autour d'une planète est de l'ordre de l'altitude du satellite : soit ~ 70 km dans le cas de LUNAR PROSPECTOR et 300 km pour MARS SURVEYOR 2001. En se plaçant sur des orbites polaires, il est ainsi possible d'effectuer une cartographie complète en spectrométrie γ et neutronique des

surfaces observées : la surface est divisée en pixels correspondant à la résolution spatiale, le spectre d'un pixel est construit en accumulant les mesures à chaque survol de celui-ci. Mais il est bien sûr impossible de faire des zooms sur telle ou telle région. En revanche, les observations depuis l'orbite peuvent être confrontées et recalées avec les analyses in-situ, beaucoup plus précises, qui donnent une « vérité terrain » en un point.

Notons pour finir que trois types de spectromètres-imageurs γ sont développés pour l'astrophysique, mais il n'ont pas encore d'application en planétologie où la source est très étendue. Il s'agit des télescopes à masque codé, l'ombre du masque projetée par la source ponctuelle sur le plan de détection permet de restituer sa position dans le ciel à 2° près ; il existe aussi les spectromètres double Compton formés de deux plans de détection séparés, si le photon subit une diffusion Compton dans le premier plan puis est absorbé dans le second on peut construire un cône de direction possible d'incidence du photon avec une résolution angulaire de $\sim 0,5^\circ$; enfin un spectromètre-imageur à diffraction de Laue est en cours de développement avec une excellente résolution angulaire ($16''$) et une très bonne sensibilité [Laporte *et al.*, in press].

b) Spectromètres neutron.

Comme nous l'avons vu, le flux de neutrons à observer s'étend sur une large bande en énergie depuis les milliélectronvolts jusqu'à plusieurs mégaelectronvolts. Cette bande est classiquement divisée en trois domaines correspondant à des propriétés physiques différentes mais aussi à des détecteurs différents.

Le domaine thermique correspond à la phase finale de la modération des neutrons. Dans ce domaine qui s'étend de quelques milliélectronvolt à $\sim 0,3$ eV, en fonction de la température du milieu, les neutrons peuvent aussi bien perdre de l'énergie qu'en gagner. Par conséquent ils restent dans ce domaine jusqu'à ce qu'ils soient absorbés ou qu'ils s'échappent du milieu.

Le domaine épithermique est défini comme la bande intermédiaire entre la limite inférieure des neutrons rapides où les neutrons sont créés et la limite supérieure des neutrons thermiques où les neutrons peuvent gagner de l'énergie. Dans ce domaine, [0,3 eV ; 10 keV], les neutrons perdent de l'énergie essentiellement par diffusion élastique. Cette perte dépend peu de l'énergie du neutron si bien que le spectre de neutrons épithermiques se présente comme une loi de puissance de l'énergie ($F_n = E^{-\alpha}$).

Le domaine des neutrons rapides est celui de la création des neutrons, il se situe au-delà de 10 keV. Par conséquent, plusieurs types de détecteurs ont été développés [Lockwood, 1973 ; Feldman *et al.*, 1993] :

- Les compteurs proportionnels à base de gaz ^3He et utilisant la réaction exoénergétique $^3\text{He}(n,p)$ ou à base d'un scintillateur plastique avec la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Ces détecteurs peuvent être entourés de scintillateurs plastiques comme anticoincidence des photons γ et des particules chargées. Ils sont sensi-

bles aux neutrons thermiques et épithermiques. Il est possible de sélectionner seulement les neutrons épithermiques en recouvrant le détecteur d'une fine couche de cadmium. Les détecteurs à l'hélium ont une meilleure efficacité que ceux au bore car ils sont moins sujets aux claquages même s'ils sont plus sensibles au bruit dû aux protons.

- En entourant les détecteurs précédents d'une matière qui ralentit les neutrons, par exemple un matériau riche en hydrogène, nous obtenons un instrument pour mesurer les neutrons rapides. Cependant l'efficacité obtenue est faible. De plus il n'est pas possible de mesurer le spectre des neutrons, et il faut faire des hypothèses sur ce spectre pour pouvoir remonter au flux depuis la mesure.
- Les détecteurs γ entourés de plastique dopé au bore (anticoïncidence) peuvent servir de spectromètre pour les neutrons rapides. Ceux-ci vont produire une double réaction dans le système d'anticoïncidence : les collisions de type (n,p) qui font passer les neutrons du domaine rapide aux domaines thermique et épithermique, puis la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}^*$ qui peut être suivie par l'émission d'un photon γ éventuellement détecté dans le spectromètre. L'identification d'un neutron utilise la corrélation temporelle ($\sim 2,2$ ms) entre les deux interactions et l'énergie déposée dans le système d'anticoïncidence (cf. Figure 3).
- Les détecteurs γ à base de cristal de Ge peuvent servir directement à la détection des neutrons [Naya *et al.*, 1996] via les diffusions Ge(n,n γ) qui forment des raies de forme triangulaire dans le spectre [Brückner *et al.*, 1987].

Il existe diverses techniques pour améliorer les mesures neutrons, en particulier l'utilisation de l'effet Doppler. Une fois qu'ils ont quitté la surface planétaire où ils ont été créés, les neutrons thermiques ont une vitesse proche de celle du satellite qui les mesure. Si nous plaçons à bord plusieurs détecteurs de neutrons avec différentes orientations, il va apparaître un décalage Doppler entre les neutrons qui se déplacent dans le même sens que le satellite et les autres. La différence entre ces mesures permet de calculer la distribution en vitesse des neutrons thermiques avec une meilleure résolution. Or la fonction de distribution des vitesses dépend de l'abondance en eau du sol, cette technique permet donc d'identifier la présence de glace [Feldman *et Drake*, 1986].

c) Limitation des bruits de fond.

Nous reviendrons plus tard sur les bruits de fond auxquels sont soumis les instruments. Quelle que soit la direction d'incidence du photon ou du neutron, il est potentiellement détectable. De plus les systèmes de détection utilisés reposent sur la mesure de particules chargées, ils vont donc être particulièrement sensibles au rayonnement cosmique. Pour rejeter ces événements, les détecteurs sont généralement entourés de scintillateurs qui ont leur propre chaîne de mesure et qui jouent le rôle d'anticoïncidences : si une particule ou un photon dépose de l'énergie dans un de ces scintillateurs, la chaîne de me-

sure est interrompue. En effet, s'il s'agit d'une particule chargée, elle va interagir assez rapidement avec la matière, il est donc probable qu'elle dépose de l'énergie dans le système d'anticoïncidence avant de venir perturber le détecteur, ce système permet donc de rejeter ce type d'événement. Si au contraire il s'agit d'un photon γ , sa mesure n'est pas intéressante car il n'est plus représentatif de son émetteur en perdant de l'énergie dans le système d'anticoïncidence, ce type d'événement est donc aussi rejeté. Dans la pratique, le système d'anticoïncidence est constitué de scintillateurs à base de matière organique de type plastique qui sont sensibles aux particules chargées et transparents aux photons γ de plus de 200 keV, nous obtenons ainsi une bonne réduction des interférences causées par les particules chargées sans dégrader la mesure des photons. Les scintillateurs d'anticoïncidence peuvent aussi être utilisés pour réduire le champ de vue du détecteur : celui-ci est alors entouré de BGO sensible aux photons γ , à l'exception d'une fenêtre orientée vers la cible. Enfin le satellite dans l'espace devient une source de photons γ et de neutrons importante, c'est pourquoi les spectromètres γ et neutron sont souvent placés au bout d'un bras qui les éloigne du corps principal du satellite.

2. Traitement des données.

a) Généralités.

Les expériences spatiales sont généralement optimisées pour avoir le meilleur rapport signal sur bruit possible. Mais les détecteurs γ et neutron sont soumis à un fort bruit de fond qui nécessite un traitement approfondi des données pour pouvoir les interpréter en termes de savoirs astronomiques. Pour cela, nous devons donc être capables d'évaluer les différentes contributions dans le champ de vue des détecteurs et leurs réponses angulaires pour pouvoir avoir une meilleure résolution spatiale. Concernant ce dernier point, l'objectif est de déterminer qu'elle est la participation dans le spectre de chaque région de la surface observée parmi toutes celles qui participent à la mesure, afin de pouvoir construire une carte des intensités des raies γ ou des neutrons de cette surface.

Le Diagramme 4 présente une chaîne générale de traitement des données. Nous partons du nombre de coups bruts enregistrés, c'est-à-dire des dépositions d'énergie comptées dans le détecteur et réparties dans des canaux de mesure. Chaque canal représente un intervalle bien défini en énergie. La première étape du traitement consiste justement à traduire ces canaux en niveau d'énergie, en tenant compte de la dérive en gain (correction de gain). Nous obtenons un spectre brut. La seconde étape consiste à soustraire le bruit de fond estimé ou évalué par diverses méthodes pour obtenir un spectre de raies. Par exemple une partie du bruit de fond a pu être mesurée lors de la croisière du satellite alors que celui-ci était soumis au rayonnement cosmique et qu'il n'y avait pas d'autres sources de photons γ ou de neutrons. Si nous sommes en orbite autour de la planète étudiée, ce spectre de raies correspond à une acquisition de quelques secondes au-dessus d'une région donnée de la planète. Sachant où se trouvait le satellite au moment de l'acquisition et connaissant les processus de transport des photons et des neutrons depuis la surface jusqu'au satellite, nous pouvons associer ce spectre à une région de la surface planétaire et ainsi faire la cartographie de cette surface pixel par pixel. Au fur et à mesure que le satellite se déplace, les mesures sont cumulées dans chaque pixel en fonction de la région observée. L'étape suivante consiste à transformer le nombre de coups comptés à une énergie donnée en flux de photons γ ou de neutrons. Cette étape fait intervenir les performances de détection des instruments partiellement obtenues au cours des calibrations. Enfin, avec un modèle d'émission de la surface en photons γ et en neutrons, nous obtenons le produit final : la cartographie des éléments chimiques élémentaires de la planète.

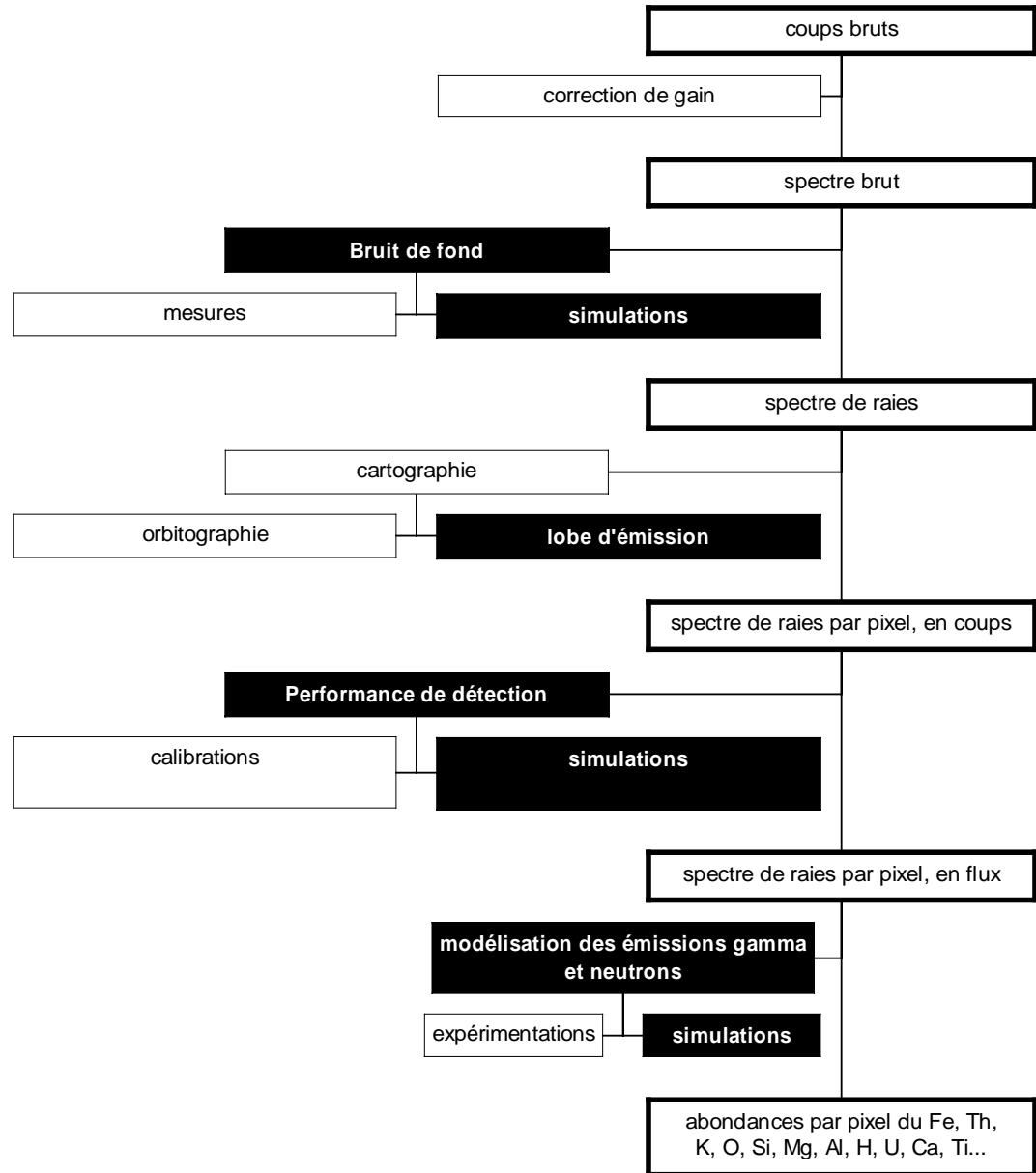


Diagramme 4. Chaîne schématisée de traitement des données acquises par spectrométrie γ . En partant des coups bruts mesurés dans le détecteur (en haut), nous aboutissons à la cartographie des éléments chimiques principaux (en bas). Les cases en noir symbolisent l'intervention des simulations numériques dans le traitement.

b) Utilité des simulations pour caractériser l'émission du rayonnement.

Les processus nucléaires de création et de transport des particules, vus dans la partie précédente, sont suffisamment connus pour être modélisés mathématiquement. Les phénomènes aléatoires, comme le nombre de particules créées ou les angles de diffusion, sont reproduits par des calculs statistiques de type Monte Carlo. En appliquant ces mo-

dèles à un grand nombre de particules, il est possible de simuler numériquement le flux de particules dans les surfaces planétaires avec une bonne précision.

Connaissant les caractéristiques de l'irradiation par le rayonnement cosmique, il est alors possible d'évaluer le flux de neutrons qui s'échappent d'une surface planétaire. Les simulations permettent de modifier à volonté la composition chimique et par là-même d'établir les relations entre cette composition et le spectre observé. Divers paramètres peuvent ainsi être étudiés (lobe d'émission, spectre en énergie, distribution en fonction de la profondeur, réponse à la présence d'une couche de glace, etc.) C'est ce type de calculs que nous développerons dans le chapitre III de ce mémoire.

Il est théoriquement possible de simuler de la même façon l'émission des photons γ . Cependant dans ce cas la méconnaissance d'un grand nombre de sections efficaces limite ce type de calculs. Nous présenterons, au cours du chapitre III, les efforts qui sont faits pour améliorer cette situation. En revanche, le transport et le devenir des photons peuvent être aisément simulés.

c) *Utilité des simulations vis à vis des performances des détecteurs.*

Le calcul du transport des particules et des photons dans la matière permet aussi d'évaluer les dépôts d'énergie. En couplant les logiciels de transport à un logiciel de géométrie, il devient possible de simuler un instrument dans toute sa complexité et de calculer ses performances. En effet, connaissant toutes les sources de rayonnements qui arrivent sur un instrument, nous pouvons calculer son efficacité à détecter le signal ainsi que les interférences auxquelles il sera soumis.

Cet outil va venir compléter avantageusement les calibrations de l'instrument qui peuvent être faites en laboratoire [Jean, 1996 ; Kandel, 1998]. D'une part toutes les calibrations ne peuvent pas toujours être faites avant le décollage, les simulations peuvent alors servir à les compléter après avoir ajusté les calculs aux mesures disponibles. D'autre part il est extrêmement difficile de reproduire en laboratoire les conditions d'irradiation auxquelles seront soumis les instruments une fois dans l'espace, mais celles-ci peuvent être simulées. Nous exploiterons cette branche des simulations dans le chapitre II.

De plus les simulations peuvent permettre d'étudier différentes configurations expérimentales, permettant ainsi de faire des choix stratégiques pendant les phases de développement vis à vis des matériaux à utiliser ou des dimensions à considérer. Par exemple au cours du développement du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001, pour la composition des cales qui maintiennent le cristal, nous nous sommes retrouvés confronté à choisir entre de l'oxyde de béryllium, qui risquait d'endommager le cristal, et de l'alumine, qui risquait d'interférer avec la mesure de l'aluminium. Nos simulations ont

permis de déterminer rapidement que le niveau d'interférence avec l'aluminium dans le second cas était suffisamment faible pour accepter des cales en alumine.

3. Intérêts géologiques et géochimiques.

Seule la spectrométrie γ et neutron permet de mesurer les abondances individuelles des atomes dans les compositions des surfaces planétaires de façon globale. L'analyse chimique in-situ donne accès à tout type d'information mais ne permet pas une cartographie de la surface.

La nouvelle fenêtre électromagnétique ouverte par le rayonnement γ va enrichir notre analyse de la diversité des surfaces solides du Système Solaire. En particulier, à travers la cartographie des terrains géologiques et la mesure des abondances élémentaires.

a) Une nouvelle fenêtre électromagnétique.

Jusqu'au début de ce siècle, seule la partie visible du spectre électromagnétique était observable par les astronomes. Aujourd'hui, notre connaissance de l'univers est toujours fortement influencée par cette petite bande de longueurs d'onde. Avec l'ouverture aux émissions radio, les scientifiques ont pu mettre en évidence la structure spirale de notre galaxie ; l'infrarouge a donné accès à l'étude des molécules interstellaires ; l'ultraviolet et les rayons X renseignent sur les régions chaudes.

Le rayonnement γ se situe à des énergies au-delà de 100 keV ($1,6 \cdot 10^{-14}$ J) c'est-à-dire à des longueurs d'onde inférieures à $0,12 \cdot 10^{-12}$ m. Ces caractéristiques en font le témoin des événements les plus énergétiques de l'univers. Les rayons γ constituent la dernière partie du spectre électromagnétique que l'astronomie a exploité, elle apporte à son tour sa moisson d'informations uniques. Sur le plan astrophysique, l'astronomie γ permet d'étudier le centre de notre galaxie, les objets compacts ou encore les galaxies actives [Fichtel et Trombka, 1997]. En planétologie, elle permet de mesurer la composition chimique des surfaces, clef importante dans l'étude de l'évolution des planètes, des comètes et des astéroïdes.

Plusieurs études sur l'apport de la spectrométrie neutronique et γ ont été développées pour des missions spatiales particulières : par exemple pour les instruments d'APOLLO [Metzger, 1993], pour MARS 5 [Vinogradov et al., 1976], pour MARS OBSERVER [Yadav et Arnold, 1990 ; Boynton et al., 1992 ; Feldman et al., 1993], pour NEAR [Trombka et al., 1997], et plus récemment pour LUNAR PROSPECTOR [Lawrence et al., 1998 ; Feldman et al., 1998a ; Feldman et al., 1999].

b) Caractérisation et définition des unités géologiques.

Les caractéristiques du spectre des neutrons et des photons γ étant fortement liées à la composition du sol, la spectrométrie γ et neutronique est particulièrement bien

adaptée pour effectuer des cartographies globales des surfaces planétaires. Les données γ et neutron sont complémentaires. Voici quelques points qui illustrent cette capacité :

- Les spectres γ permettent d'évaluer le rapport poussières sur glaces dans les calottes polaires martiennes ou dans les comètes.
- La comparaison des spectres neutron et γ permet de cartographier l'épaisseur des couches de glaces (détection des glaces par les neutrons et épaisseur d'après l'atténuation des raies γ).
- La spectrométrie γ permet de mesurer l'abondance des principaux éléments chimiques ce qui permet de caractériser l'unité géologique observée. Cette approche géochimique peut permettre de reconstituer la minéralogie des roches.
- L'épaisseur de l'atmosphère peut être évaluée en regardant les variations d'atténuation de deux raies γ à des énergies différentes.

La spectrométrie γ et neutronique peut aussi participer à des études morphologiques propres à chaque planète (relation entre la taille des volcans martiens et les épaisseurs de coulées volcaniques ; relation entre les bassins d'impact et les abondances en éléments majeurs sur la Lune, etc.) Il faut rappeler néanmoins que l'épaisseur de sol qui contribue à la mesure est de l'ordre de quelques décimètres, ce qui peut être trop faible pour certaines études morphologiques.

c) Mesure des abondances élémentaires.

C'est le terrain de prédilection de la spectrométrie γ . En effet un spectromètre semi-conducteur en orbite autour d'une planète pourra mesurer avec une bonne précision les abondances des éléments majeurs comme H, O, Mg, Al, Si, S, Cl, K, Ca, Fe, Th et U sur une épaisseur de plusieurs dizaines de centimètres. La spectroscopie neutron participe aussi à la mesure des abondances élémentaires.

Outre la mesure des abondances en elles-mêmes, ce type d'observation permet de tirer des conclusions sur la nature du sol étudié, par exemple :

- L'abondance des éléments réfractaires (ce sont les premiers éléments solides après la fusion de la surface, le titane par exemple) et incompatibles (ce sont les derniers produits de cristallisation car ils rentrent difficilement dans la structure cristalline, K, Na et les éléments rares par exemple) renseigne sur le degré de fractionnement de la croûte par rapport au manteau.
- L'abondance en Th, U et K donne une information sur la quantité d'éléments radioactifs et leur pouvoir d'échauffement du sol.

- L'abondance en H donne accès à l'hydratation possible du sol. Nous reviendrons sur la question de l'eau au §III.C.3
- Il est possible d'établir des corrélations entre les météorites SNC et le sol martien, ou entre la composante rocheuse des comètes et les astéroïdes, etc.
- L'abondance en éléments volatils et la composition des glaces (H, C, N) en particulier dans les comètes et les calottes glacières.

C. Objectifs dans le Système Solaire.

La formation et l'évolution du Système Solaire tel que nous l'observons aujourd'hui est l'une des principales interrogations auxquelles l'exploration spatiale cherche à répondre. La compréhension de la diversification des planètes passe par l'étude de la distribution globale des éléments majeurs, mineurs ou à l'état de traces à travers le Système Solaire. En mesurant la composition élémentaire des surfaces planétaires, cométaires et des astéroïdes, la spectrométrie γ et neutronique constitue un outil de choix pour une telle investigation.

Tous les corps directement irradiés par les particules cosmiques et solaires rayonnent suffisamment en neutrons et photons γ pour pouvoir faire des mesures depuis leur périphérie. Nous nous intéressons à la composition chimique des sols et par conséquent cette technique s'applique aux corps ne possédant qu'une atmosphère ténue (ou pas du tout) et sans champ magnétique fort, ce qui exclue Vénus et les planètes géantes. Du fait de sa proximité, la Lune a été l'objet de la première exploration par spectrométrie γ et neutronique. L'exploration des corps plus lointains a été ralentie par plusieurs échecs, particulièrement en ce qui concerne les missions vers Mars.

L'étude comparée des planètes internes a révolutionné notre vision de l'évolution planétaire. En effet, les planètes telluriques offrent suffisamment de points communs pour pouvoir les comparer ; la découverte de différences permet d'exploiter cette comparaison pour isoler le rôle des divers paramètres physiques. En analysant et en interprétant des structures de surfaces en comparaison avec d'éventuels analogues terrestres, les astronomes ont pu isoler les processus généraux qui régissent les surfaces planétaires solides (processus tectoniques, volcaniques, érosifs et d'impactisme). La géomorphologie identifie ces processus à travers les formes du relief [*Peulvast et Benest, 1996*].

Aujourd'hui de nombreux projets existent dans ce domaine. L'accent est mis en priorité sur Mars qui est l'objectif le plus accessible après la Lune et le plus prometteur du point de vue des retours scientifiques. La Lune dont l'histoire est étroitement liée à celle de la Terre, continue d'être explorée, les premières missions s'étant limitées à une étude équatoriale. A ces deux planètes s'ajoutent tous les petits corps du Système Solaire qui sont autant d'objectifs dont l'étude par spectrométrie γ et neutronique est intéressante. Enfin à moyen terme une exploration complète de Mercure se dessine, ce sera une

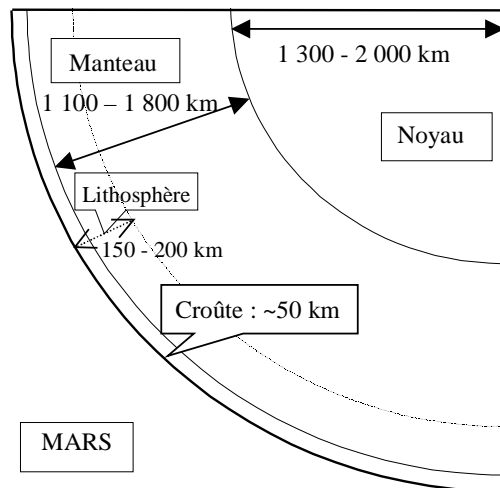
étude très importante pour observer l'effet de la proximité du Soleil sur la composition. Il est possible d'imaginer aussi une exploration des satellites des planètes géantes dans le domaine γ et neutron.

1. La planète Mars.

Malgré son accessibilité, l'exploration spatiale de Mars s'est heurtée à plusieurs échecs (PHOBOS, MARS OBSERVER, MARS 96, CLIMATE OBSERVER). La première sonde à prendre une vue de Mars fût MARINER 4 en 1964. En 1976 les deux sondes de surface VIKING se posèrent avec succès sur Mars et firent les premières investigations directes de la surface et de l'atmosphère. Accompagnées des deux orbiteurs, les missions VIKING furent la source principale de connaissance de la planète juqu'en 1996. Depuis cette date l'envoi systématique d'une sonde de surface et d'une autre en orbite martienne se fait tous les deux ans : MARS PATHFINDER et MARS GLOBAL SURVEYOR puis MARS POLAR LANDER actuellement (MARS CLIMATE OBSERVER est perdu), tandis que les sondes MARS SURVEYOR 2001 sont en développement et MARS SURVEYOR 2003 à l'étude.

L'étude menée autour de Mars dans le chapitre suivant pourra bien sûr être appliquée de même à Mercure, planète extrême parmi les planètes telluriques quant à sa masse, sa densité et sa distance au Soleil.

a) Présentation générale.



Mars, la quatrième planète du Système Solaire, se situe à 1,524 UA du Soleil en moyenne. C'est une planète tellurique différenciée dont la taille et la densité en font un astre intermédiaire entre la Lune et la Terre ; elle est schématisée sur la figure ci-contre. Mars possède une atmosphère très ténue qui est composée essentiellement de dioxyde de carbone et d'un peu de vapeur d'eau. D'aspect rouge à cause d'une forte oxydation du sol, Mars ressemble à un désert très froid où l'eau liquide ne peut exister à cause de la faible pression. La planète ne

présente pas de champ magnétique intrinsèque significatif, mais, à bord de MARS GLOBAL SURVEYOR, l'expérience MAG-ER à laquelle contribue le CESR a révélé que quelques terrains exposent un champ crustal très fort [Acuña *et al.*, 1999].

L'année martienne dure 687 jours terrestres tandis que la journée martienne est de 24h37mn23s. L'orbite de Mars est fortement elliptique ce qui provoque d'importantes différences dans la durée des saisons. La température de surface peut tomber en dessous de $-130\text{ }^{\circ}\text{C}$ et atteindre plus de $+15\text{ }^{\circ}\text{C}$. Les variations saisonnières de température ont de

fortes implications dans les échanges entre l'atmosphère et la surface martiennes, surtout au niveau des pôles.

La particularité de Mars réside dans sa dissymétrie morphologique et topographique majeure entre les deux hémisphères et dans sa diversité de formes de relief : les plus remarquables sont Olympus Mons (le plus grand volcan du Système Solaire), le dôme de Tharsis, le système de canyons de Valles Marineris, Hellas Planitia (un bassin d'impact dans l'hémisphère Sud) et les calottes glaciaires aux pôles. La dissymétrie se manifeste de part et d'autre d'un grand cercle incliné de 170° sur l'équateur. En effet les plaines de l'hémisphère Nord sont plus basses (2 à 3 km) que les terrains de l'hémisphère Sud dans lesquels la densité de cratères est très élevée comme pour les continents lunaires. La géologie martienne semble avoir été marquée par une importante activité volcanique et tectonique (liée probablement au dôme de Tharsis), ainsi que par la présence d'importantes quantités d'eau liquide à sa surface dans le passé. L'hypothèse d'une tectonique martienne possible a été récemment reconsidérée lors des mesures d'anomalies magnétiques par MARS GLOBAL SURVEYOR [Connerney *et al.*, 1999]. Cependant l'activité géologique martienne semble avoir pratiquement cessé. Les dépôts de poussières dans les strates des calottes glaciaires sont un exemple de l'activité résiduelle en surface : les vents et les variations climatiques. Il faut rappeler que la taille des planètes conditionne leur refroidissement thermique, et par là même la durée durant laquelle l'activité de surface est perceptible. Enfin, d'un point de vue géologique, les roches martiennes analysées en surface sont riches en magnésium, en fer et en calcium, pauvres en potassium, en silicium et en aluminium. Les calottes glacières sont composées essentiellement de glace de CO_2 ; celle-ci se sublime au pôle Nord durant l'été, il subsiste alors une couche de glace d'eau.

La faible masse de l'atmosphère martienne correspond à une pression au sol de 7 hPa environ contre 1 013 hPa à la surface terrestre, tandis que sa température moyenne tourne autour de -50°C . Sa composition est approximativement de 95% de CO_2 , 2,7% d'azote, 1,6% d'argon et 0,2% d'oxygène. Le peu d'eau trouvé dans l'atmosphère associé à celui des calottes glacières est bien inférieur aux quantités supposées être présentes dans le passé ; par conséquent on suppose qu'une grande partie de l'eau martienne se trouve aujourd'hui concentrée dans le sol, en partie sous forme associée à des phases minéralogiques hydratées, en partie à l'état d'eau interstitielle gelée en profondeur.

Signalons enfin que Mars possède deux satellites naturels : Phobos et Deimos en rotation synchrone. Leur dimension caractéristique est respectivement de 21 et 12 km. Il semblerait que Phobos et Deimos se soient formés dans la partie extérieure de la ceinture des astéroïdes, puis qu'ils aient été capturés ultérieurement par Mars.

b) Quelques questions non-résolues à propos de Mars.

La connaissance de la planète Mars est surtout concentrée sur les aspects structuraux et morphologiques ; finalement il y a relativement peu d'informations disponibles sur la composition chimique et la minéralogie des sols. Or ce type de mesure permettrait

à la fois de déterminer la nature des roches présentes en surface et de mieux comprendre certains processus géologiques d'origine interne ou superficielle. En particulier l'origine de la dissymétrie est encore inexplicée et il serait intéressant de savoir si cette différence morphologique est accompagnée d'une différence minéralogique ou chimique. Les mesures in-situ révèlent que les sites d'atterrissage des sondes VIKING et de MARS PATHFINDER ne se ressemblent pas, mais les analyses chimiques des roches se recourent. Cependant les observations plus fines et plus nombreuses de MARS PATHFINDER ont permis d'identifier une plus grande variété de roches ; or leur composition semble différente de celle des météorites martiennes récoltées sur Terre [McSween *et al.*, 1999]. Par conséquent la nature exacte des roches martiennes n'est pas vraiment déterminée. Nous ne possédons pas de mesure globale de la composition de l'ensemble de la surface. Cette observation est un objectif majeur de la mission MARS SURVEYOR 2001 ; elle devrait permettre aussi de déterminer précisément le degré de différenciation de la croûte.

En ce qui concerne les calottes glacières, nous ne sommes pas sûr qu'il y ait de la glace d'eau sous la glace de CO₂ au pôle Sud, comme c'est le cas au Nord. Cette question sera abordée à l'aide des mesures de MARS POLAR LANDER.

Il existe de nombreuses autres questions concernant Mars qui ne seront pas abordées directement par la spectrométrie γ ou neutronique. Par exemple, les propriétés chimiques et physiques de l'atmosphère demeurent en partie inexplorées mais son histoire est fortement liée à l'activité en surface.

c) Apports attendus des observations gamma-neutron.

La spectrométrie γ et neutronique permet deux types d'investigation sur Mars. D'une part il est possible d'effectuer la caractérisation des variations pétrologiques des différents types de surface en utilisant les abondances et les distributions spatiales des éléments chimiques principaux. D'autre part, cette technique autorise une étude de l'histoire de l'eau à travers la détection d'éléments volatils. Les apports attendus des observations γ et neutron sont les suivants :

◆ Pétrologie :

- Roches magmatiques, comparaison aux basaltes et aux roches plutoniques terrestres :

→ détermination de la nature de la croûte : composition et structure ;

→ nature et fonctionnement du manteau supérieur.

Le thorium et le potassium sont légèrement plus magmaphiles que l'uranium, ce qui signifie que dans la formation d'un magma, les deux premiers éléments passent plus facilement à l'état liquide. Par conséquent, la mesure des rapports Th/U et K/U permettra d'évaluer l'appauvrissement des roches volcaniques en éléments magmaphiles et donc le degré d'évolution du manteau supérieur et de la croûte.

- Sols et roches sédimentaires.
- ◆ Eau et volatils :
 - Etude du pergélisol :
 - Quelle est l'abondance d'eau dans le sol martien à proximité de la surface et comment varie cette abondance d'une région à l'autre?
 - Etude des calottes polaires :
 - Quel est le rapport glaces sur poussières dans les calottes polaires?
 - Quelle quantité de glace de CO₂ est déposée de façon saisonnière sur les calottes glacières? Quelle est la distribution spatiale et temporelle de ce dépôt?
 - Comment varie l'abondance des éléments volatils dans l'atmosphère avec les saisons?
- ◆ Questions diverses :
 - Source de chaleur interne :
 - mesure de l'abondance de K, Th et U dont la radioactivité est une source de chaleur.
 - Origine des météorites martiennes :
 - confrontation des observations γ et neutron avec la composition des météorites SNC supposées d'origine martienne.

De façon générale, la spectrométrie γ et neutronique permettra de dresser la première carte de la composition élémentaire de l'ensemble de la surface martienne qui, nous l'avons vu, est une donnée importante dans la compréhension de son évolution.

2. La Lune.

L'examen de la Lune par tout type d'instruments n'a pas cessé depuis la première observation de sa surface avec une lunette astronomique, reportée par Galilée en 1610 dans Le messager des étoiles. Sa proximité en a fait une cible privilégiée dans l'exploration du ciel.

a) Présentation et exploration.

Le satellite naturel de la Terre a un rayon moyen de 1 738 km pour une densité de 3,34 g.cm⁻³, il orbite autour de la Terre à $\sim 384\,400$ km⁵. Bien que sa période de révolution soit égale à sa période de rotation (27,32 jours) ses caractéristiques orbitales font qu'il est possible d'observer 59% de la surface lunaire depuis la Terre au cours d'un mois

⁵ Demi-grand axe.

(phénomène de *libration*). Aujourd'hui, la résolution obtenue avec les meilleurs instruments terrestres est d'environ 700 m mais nos connaissances sur la Lune firent surtout un bond en avant grâce à l'exploration spatiale à partir des années 1960 (Tableau 2). Au total, plus de 380 kg d'échantillons lunaires ont été ramenés sur Terre.

Septembre 1959	LUNA 2	Sonde soviétique qui percute pour la première fois le sol lunaire.
Octobre 1959	LUNA 3	Premières photographies de la face cachée.
1964-1965	RANGERS	Sondes américaines, premières photographies détaillées.
Février 1966	LUNA 9	Premières photographies prises depuis le sol.
1965-1966	LUNAR ORBITERS	Exploration photographique systématique (10 m de résolution).
1966-1968	SURVEYORS	Photographies et analyses depuis le sol.
1968-1972	APOLLO 8 à 17	Survols habités de la Lune. Mesures géochimiques (APOLLO 16 ET 17).
	APOLLO 11 à 17	Alunissages d'astronautes. Etudes géologiques au sol.
1970-1976	LUNAKHODS (LUNA 17 et LUNA 21)	Sondes soviétiques automatiques orbitales et de surface.
1994	CLEMENTINE	Topographie et analyse spectro-minéralogique globale.
1998-1999	LUNAR PROSPECTOR	Cartographie géochimique et géophysique globale. Recherche de glace.
2003	SELENE	Missions Japonaises. Etude globale de surface, de la structure interne et de l'environnement.
	LUNAR A	

Tableau 2. Missions spatiales d'exploration de la Lune par les différentes nations.

L'atmosphère de la Lune est quasi inexistante : la pression au sol est inférieure à 10^{-13} atmosphère. Cette absence explique les forts contrastes de température entre le jour et la nuit : +130 °C au Soleil contre -150 °C la nuit. La Lune ne possède qu'un magnétisme rémanent des roches crustales. Sans atmosphère et sans champ magnétique, notre satellite est directement exposé au rayonnement cosmique ainsi qu'aux radiations et au vent solaire. Les sismographes ont enregistré en moyenne la chute d'une petite météorite par mois dans un rayon de 200 km autour des instruments. La chute de ces petites météorites et micrométéorites pulvérise et remanie constamment le sol et lui confère une texture poudreuse en surface : le régolite. Avec une épaisseur d'environ 1 à 10 m, ce régolite estompe partiellement les reliefs lunaires. La morphologie de la face cachée est

marqué par le plus grand bassin d'impact connu du Système Solaire : South Pole-Aitken, près du pôle Sud, dont le diamètre atteint 2 500 km et la profondeur 8 km.

Deux grandes catégories de terrains sont distingués : les mers sont peu cratérisées, donc relativement jeunes (entre 3,8 et 3,2 milliards d'années), et les continents, très cratérisés, bordés de montagnes parfois très élevées, sont relativement anciens (4,2 à 4,4 milliards d'années) pour un âge global de la Lune de 4,55 milliards d'années.

Les continents (en latin « terrae »), caractérisés par leur couleur claire et leur topographie élevée, couvrent 80% de la surface de la Lune (65% de la face visible). Ils se présentent comme la juxtaposition ou le recouvrement d'une multitude de cratères de toutes tailles et de leurs éjecta. Les reliefs ainsi constitués sont très dégradés et présentent un relief très arrondi. Les échantillons correspondant aux continents sont constitués en majorité de brèches de composition anorthositique et noritique, avec également de très rares fragments basaltiques. Comparé à la Terre la Lune est enrichi en éléments réfractaires (Al, U, Th) et en oxyde de fer (FeO). Les continents lunaires correspondent à une croûte primaire formée à partir de la cristallisation d'un océan de magma global à la surface de la Lune peu après sa formation.

Les mers (en latin « maria ») correspondent principalement au remplissage par des matériaux volcaniques (basaltes) de grands bassins d'impact. Elles sont abondantes sur la face visible, mais rares sur la face cachée (au total 16% de la surface de la Lune). Comparés aux basaltes terrestres, les basaltes lunaires sont plus riches en fer ferreux, en titane et en magnésium, et plus pauvres en éléments alcalins et en éléments volatils ; ils ne contiennent ni eau ni fer ferrique. En tout état de cause, l'activité volcanique de la Lune était définitivement terminée il y a environ 2,5 milliards d'années. Les impacts ne semblent pas être la cause directe du volcanisme même s'ils ont pu ultérieurement favoriser l'ascension du magma au niveau des grandes structures d'impact (bassins).

La Lune est remarquable par l'absence quasi complète, tout au long de son histoire, d'importants mouvements tectoniques comme on peut en observer sur la Terre ou sur Mars. Elle est ainsi le témoin d'une croûte créée par différenciation et qui a été relativement peu modifiée ensuite. Cependant le flux thermique de la Lune mesuré lors des forages d'APOLLO 15 et 17 se révèle être deux fois plus fort que sur la Terre par unité de masse. Cela indique une abondance relativement forte d'éléments radioactifs sur la Lune. La croûte lunaire a une épaisseur comprise entre 20 et 120 km, avec une moyenne de 55 km sur la face visible et 67 km sur la face cachée [Neumann *et al.*, 1996].

b) Interrogations à propos de la Lune et de son origine.

La nature et l'évolution de la croûte et du manteau lunaire sont encore mal connues. La mesure de l'abondance de KREEP (riches en K, éléments rares et P) nous renseignerait sur l'évolution de la croûte dans le temps. En effet, dans la théorie de

l'océan de magma, les roches riches en KREEP sont supposées s'être formées à la limite croûte-manteau à partir du liquide résiduel après formation de la croûte anorthositique.

Par ailleurs, la possibilité de présence de glace d'eau aux pôles lunaires est discutée. Plusieurs modèles tentent d'expliquer l'apport, le transport et la conservation de cette glace éventuelle (voir §III.C.3).

De nombreuses autres questions se posent aujourd'hui à propos de la Lune. En particulier son origine et son histoire orbitale ne sont pas toujours bien comprises.

c) Apport des observations gamma-neutron.

Les spectromètres γ des missions APOLLO étaient des scintillateurs NaI(Tl) de dimension 7×7 cm entourés de scintillateurs plastiques en guise d'anticoïncidence. Sur des bandes de 75 km de large le long de l'équateur, ces détecteurs ont mesuré les abondances en K, Th, U et en Fe, Ti. L'analyse de ces données a permis de distinguer trois sortes de terrains : les basaltes des mers, les KREEP et les continents peu radioactifs (voir par exemple [Metzger, 1993] ou [Fichtel et Trombka, §3.10, 1997]). Les mesures dans les régions correspondant aux sites d'alunissage ont pu être confrontées avec succès aux mesures in-situ, validant ainsi la spectrométrie γ globale depuis l'orbite.

De façon générale, la spectrométrie γ et neutronique de la Lune peut nous aider, en complément des mesures multispectrales, à [Lawrence et al., 1998 ; Metzger et Drake, 1990] :

- Compléter la cartographie globale en éléments de la Lune pour une meilleure interprétation de la nature chimique et minéralogique des matériaux de la surface.
- Contraindre les modèles de formation et d'évolution de la croûte lunaire liés aux processus d'impact à grande échelle et aux intrusions magmatiques en provenance du manteau.
- Déterminer la composition des mers basaltiques anciennes (cryptomaria) détectées dans les continents par CLEMENTINE. Chercher d'autres unités de ce type (en utilisant les données Fe et Ti) donnant ainsi des renseignements sur le volcanisme ancien de la Lune et sur son passé thermique.
- Identifier et délimiter les grandes unités basaltiques au niveau des mers permettant ainsi de mieux comprendre l'histoire volcanique des mers lunaires.
- Détecter les matériaux de type KREEP en provenance de la base de la croûte résultant d'un volcanisme ancien (avant celui des mers) ou à la faveur de la formation des grands bassins d'impact, apportant ainsi des contraintes sur la formation de ces grandes structures d'impact.

- Rechercher de la glace présente dans le régolite au niveau des pôles.

3. Les petits corps.

Les petits corps sont les constituants élémentaires du Système Solaire. L'histoire de la formation des planètes ne peut pas être dissociée de ces objets qui ont marqué l'évolution de toutes les surfaces planétaires. Il semble que la majorité de ces corps soit aujourd'hui regroupée dans des zones particulières : ceinture d'astéroïdes, ceinture de Kuiper et nuage d'Oort. Nous avons pourtant encore beaucoup à apprendre d'eux et leur exploration est très prometteuse. En 1999, dix milles astéroïdes sont répertoriés.

a) Présentation et exploration.

Les petits corps représentent des objectifs potentiels innombrables dans le Système Solaire. Il s'agit d'astéroïdes et de comètes dont l'intérêt réside dans leurs divers ou faibles taux d'évolution. Ils sont ainsi non seulement les témoins de la matière primitive (en particulier les comètes) mais aussi les représentants des différentes régions du Système Solaire. Ils peuvent nous renseigner sur l'évolution du rayonnement cosmique : en étudiant l'impact de celui-ci sur les astéroïdes, il est possible d'établir une relation entre les abondances d'éléments cosmogéniques dans ces petits corps et les changements dans le flux d'irradiation. Cette approche est notamment développée pour les météorites (cf. §III.B).

Les astéroïdes sont répartis par classes en fonction de leurs caractéristiques spectrales. Il existe trois grandes classes :

- Les astéroïdes primitifs qui se trouvent surtout dans la région la plus extérieure de la ceinture d'astéroïdes entre Mars et Jupiter. Elle renferme trois classes :
 - la classe C (carboné) correspond aux astéroïdes présentant un faible albédo et un spectre régulier à l'exception d'une forte absorption dans l'ultraviolet ;
 - les classes D et P correspondent à des astéroïdes présentant un faible albédo et des couleurs rougeâtres.
- Les astéroïdes formés de roches ignées qui dominent dans la partie intérieure de la ceinture avec trois classes :
 - la classe S (silicaté) correspond aux astéroïdes d'albédo moyen absorbant fortement la lumière bleue et l'ultraviolet ;
 - la classe M (métallique) correspond à des astéroïdes présentant aussi un albédo moyen

- la classe E correspond à des astéroïdes présentant un spectre régulier et assez plat.
- Les astéroïdes métamorphiques au centre de la ceinture avec les classes F, G, B et T.

L'étude des météorites permet d'étudier la minéralogie des astéroïdes, mais il n'y a pas toujours de correspondance entre les classes d'astéroïdes et les classes de météorites (cf. Tableau 3). La mission NEAR est actuellement en route à destination de l'astéroïde Eros dans le but de mener pour la première fois une exploration complète de ce type d'objet. Ce satellite emporte avec lui un spectromètre γ à base de scintillateur NaI dans un puits d'anticoïncidence en BGO.

Type d'astéroïde	Analogue météoritique
C	Chondrite carbonée
B	Chondrite carbonée
F	?
G	Chondrite carbonée
P	<i>pas d'analogue</i>
D	<i>pas d'analogue</i>
T	?
S	Ferreuse silicatée ou chondrite ordinaire
M	Ferreuse ; chondrite enstatite
E	Aubrite

Tableau 3. Principales classes d'astéroïdes et leur analogue météoritique. Le classement des astéroïdes se fait avec leur spectre de réflectance en infrarouge, visible et ultraviolet.

Les comètes font partie de ces objets qui ont peu évolué au cours du temps ; elles sont donc représentatives des conditions physiques qui régnaient lors de la naissance du Système Solaire. Il s'agit de petits corps formés de glaces et de poussières dont la dimension caractéristique est de quelques kilomètres. Les connaissances actuelles conduisent à supposer l'existence d'un réservoir de comètes aux confins du Système Solaire qui alimenterait le système interne. On trouve ainsi un certain nombre de comètes périodiques sur des échelles de temps plus ou moins grandes qui gravitent parmi les planètes. Lorsqu'elles se rapprochent du Soleil, les comètes développent une intense activité conduisant à la formation d'une atmosphère de gaz et de poussières appelée la coma, et à l'apparition d'une queue ionique et d'une queue de poussières. Les sondes GIOTTO et VEGA 1&2 ont fourni les premières images et les premières données sur un noyau cométaire au cours d'un survol extrêmement rapide de la comète Halley en 1986. La mission ROSETTA a été décidée pour caractériser en détail la composition et les différentes phases

d'activité de la comète 46P/Wirtanen. Prévue pour un lancement en 2003, elle doit rejoindre la comète périodique en 2011, déposer une sonde à sa surface et l'accompagner durant un an. Dans le projet initial, cette sonde comportait un spectromètre γ développé par le CESR : CHAMPAGNE. Mais ce spectromètre a été débarqué. Il existe aussi des projets américains d'exploration cométaire : STARDUST lancé en février 1999 a pour mission de récolter des poussières et des volatils dans une coma cométaire ; CONTOUR (lancement en 2002) doit visiter trois comètes ; ou encore DEEP IMPACT en 2004. Un autre projet américain prévoyait d'envoyer un spectromètre γ vers une comète (GRAND à bord de CHAMPOLLION), mais il vient aussi d'être annulé.

b) Questions en suspens.

A cause de leur petite taille qui limite les observations depuis la Terre, les astéroïdes et les comètes sont encore mal connus, surtout en ce qui concerne leur structure et leur composition internes. En particulier, la composition du noyau et les phases des glaces qui le constituent sont des signatures du lieu et du mode de formation des comètes ; or ces informations sont aujourd'hui pratiquement inconnues et se basent actuellement sur des modèles [Festou *et al.*, 1993a ; 1993b ; Delsemme, 1982 ; Evans *et al.*, 1986 ; Brownlee, 1989 ; Jessberger *et Kissel*, 1991 ; Hughes, 1996].

L'étude de ces corps peut donc aider à mieux comprendre la composition de la nébuleuse pré-solaire, la formation des planétésimaux et leurs rôles lorsque les planètes étaient soumises à un intense bombardement.

c) Apport des observations gamma-neutron.

La spectrométrie γ et neutronique permet de faire la distinction entre les différentes classes d'astéroïdes, mais aussi d'identifier la composante rocheuse des comètes. Ce type de mesure chimique peut être confrontée à l'analyse des échantillons météoritiques sur Terre afin d'identifier correctement les différentes classes.

Un autre point intéressant, qui peut être abordé par spectrométrie γ et neutronique, concerne la distribution isotopique dans le Système Solaire. Par exemple, nous pouvons espérer mesurer le rapport $^{24}\text{Mg}/^{26}\text{Mg}$ avec un spectromètre γ . Il est probable que les distributions isotopiques reflètent partiellement l'hétérogénéité de la nébuleuse primitive. Cependant les barres d'erreurs dans ce type de mesure sont assez importantes avec cette méthode.

Enfin dans le cas des comètes, ces instrument permettent de mesurer la composition des glaces et le rapport roche sur glace [Evans *et al.*, 1986].

**Chapitre II. Performances des détecteurs de
rayonnement gamma : théorie, simulations et
applications.**

Pour être capable de réaliser la cartographie de la composition chimique élémentaire d'une surface planétaire avec les mesures d'un spectromètre γ , il faut établir les relations qui lient les spectres mesurés au flux de photons incidents. Ce sont les performances du détecteur qui caractérisent sa capacité à mesurer les flux de photons qu'il reçoit. Les performances regroupent l'efficacité de détection, la spécification des perturbations de mesure et la sensibilité aux éléments chimiques. La détermination de ces performances permet tout d'abord de définir, de préciser et de quantifier les objectifs de mesure de l'instrument, puis d'interpréter les spectres en termes de flux de photons et d'abondances chimiques à terme. Le calcul des performances d'un spectromètre γ à base de cristal de germanium constitue le cœur de ce chapitre.

La méthode de base pour déterminer les performances d'un spectromètre γ consiste à calibrer le détecteur en cours de développement instrumental en utilisant des sources de photons dont l'émission est bien connue. Il est possible ainsi d'établir la réponse du spectromètre à diverses énergies, pour diverses directions d'incidence des photons, à diverses températures, etc. Cependant il n'est pas aisé en laboratoire d'utiliser des sources de photons de plus de 2 MeV, de reproduire une source étendue comme une surface planétaire ou de reproduire l'environnement spatial. Pour palier ce problème, il est possible de développer des modèles numériques qui permettent de simuler les mesures. Les résultats d'un tel modèle peuvent tout d'abord être confrontés aux mesures de calibration et, si le modèle est validé, il est alors possible d'utiliser ce code numérique pour calculer les performances du détecteur dans un nombre de configurations plus important. C'est cette approche qui est développée dans ce chapitre, elle est appliquée en détail au spectromètre γ de la mission MARS SURVEYOR 2001.

L'outil de simulation a été développé autour de GEANT, une bibliothèque de programmes informatiques et de données nucléaires fournie par le CERN. Un modèle correspondant aux premières calibrations du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 a été construit. Les résultats numériques sont comparés aux mesures pour validation. Un second modèle correspondant à la configuration de vol a été élaboré de la même manière. Lorsque les calibrations dans cette seconde configuration seront effectuées, les mesures obtenues pourront être confrontées aux résultats des calculs développés ici afin de vérifier que les résultats du modèle sont toujours représentatifs de la réalité. Enfin l'efficacité de détection, les perturbations des mesures et la sensibilité du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 ont été calculées à l'aide du modèle numérique. Ce résultat donnera les capacités de cet instrument à effectuer des mesures d'intérêt géochimique à la surface de Mars.

Une fois que les flux de photons ont été déduits des spectres mesurés, il faut projeter ces flux à la surface de la planète qui émet ces photons pour pouvoir en établir la cartographie, d'abord en flux, puis en éléments chimiques. L'objet de la dernière partie de ce chapitre est de présenter les éléments de cartographie nécessaires à cette étape. Il

s'agit de résoudre les équations de transport qui décrivent le passage des photons depuis leur émetteur jusqu'à la surface puis, depuis la surface jusqu'au satellite. En effet la configuration la plus intéressante consiste à placer le satellite en orbite pour pouvoir cartographier la plus grande portion possible de la planète.

A. Performances d'un détecteur à base de germanium.

Les performances d'un spectromètre γ sont liées à sa capacité de produire un spectre de raies, chacune d'entre elles devant être bien distincte et fine. Bien que peu utilisés jusqu'à présent, les spectromètres à base de germanium semblent être les mieux adaptés pour répondre à ces spécifications.

Pour établir les performances d'un tel instrument, il faut d'une part caractériser ses propriétés internes par l'étude de son efficacité de détection, d'autre part estimer la contribution des perturbations extérieures qui affectent la mesure. Ces grandeurs permettent alors de calculer sa sensibilité aux raies γ , c'est-à-dire sa capacité à mesurer la présence de tel ou tel élément chimique dans le sol observé.

1. Généralités.

a) Pic de pleine énergie et résolution en énergie.

La réponse idéale d'un spectromètre γ parfait à une source monoénergétique serait un pic (un Dirac) unique à l'énergie considérée. Mais, comme nous l'avons vu, les photons γ ne déposent pas systématiquement toute leur énergie dans la partie sensible de l'instrument : le pic théorique s'élargit, et à plus basse énergie se forme le continuum Compton avec parfois plusieurs autres pic (raie d'annihilation des positrons à 511 keV et raies d'échappement). L'aire du pic correspondant à l'énergie de la source monoénergétique permet de savoir combien de photons ont déposé toute leur énergie dans le détecteur, il est appelé *pic de pleine énergie* et parfois, par abus de langage, *pic photoélectrique*. En effet, si l'interaction photoélectrique est la seule permettant de récolter toute l'énergie du photon d'un seul coup, une combinaison d'interactions diverses successives (diffusion Compton, création de paire, effet photoélectrique) peut aboutir au même résultat : la déposition de toute l'énergie du photon dans le détecteur. L'élargissement du pic est dû à la fluctuation statistique du nombre de photons de fluorescence, ou de paires électron-trou, créés au moment de l'interaction du photon γ avec le détecteur ; il est aussi lié à la collecte de ces photons fluorescents, ou paires électron-trou, et à l'électronique de mesure. La résolution du détecteur caractérise cet élargissement et donne sa capacité à distinguer les raies, elle est définie par la relation :

$R = \frac{FWHM}{E}$ où $FWHM$ ⁶ est la largeur à mi-hauteur de la raie centrée sur l'énergie E .

Comme la spectrométrie repose sur l'identification et la mesure de l'intensité des raies, il est important de choisir un instrument avec une bonne résolution en énergie.

b) Les spectromètres gamma dans les missions d'exploration planétaire.

Jusqu'à présent, peu de projets d'exploration planétaire ont embarqué un spectromètre γ : les missions APOLLO 15 et 16 avaient à leur bord des détecteurs NaI(Tl), puis les missions MARS 5 et PHOBOS ont emporté des détecteurs CsI(Tl) vers Mars. Dans ces quatre cas, il s'agit de spectromètres γ à scintillation (cf. § I.B.1.a) qui ont une bonne efficacité de détection et sont relativement faciles à mettre en œuvre. Ils sont toujours utilisés sur LUNAR PROSPECTOR et NEAR. De fait, ils ont donné de bons résultats [Metzger, 1993 ; Lawrence et al., 1998]. Pourtant les performances des spectromètres γ à base de germanium semi-conducteur sont beaucoup plus intéressantes en termes de résolution en énergie. Ces instruments ont fait leurs preuves en astrophysique (e.g. à bord de HEAO 3 [Mahoney et al., 1980], ou le spectromètre TGRS sur le satellite WIND [Seifert et al., 1996]). Un tel spectromètre a volé sur MARS OBSERVER, où des mesures de bruit de fond ont été effectuées au cours de la croisière, mais le satellite n'a pas atteint Mars. Plusieurs projets, en développement, comportent des spectromètres γ à base de cristal de germanium, en particulier MARS SURVEYOR 2001 et SELENE. Nous nous consacrerons donc à ce type d'instrument qui nous paraît mieux adapté à la planétologie.

c) Propriétés des spectromètres à base de germanium.

Les spectromètres γ à base de cristal semi-conducteur en germanium ultra pur répondent parfaitement à nos exigences en gamme d'énergies, de résolution et de sensibilité pour mesurer la composition des sols en planétologie. Depuis le début de leur développement dans les années 50 et 60, de nombreux progrès ont été faits. Les détecteurs sont maintenant de type n ⁷, plus résistants aux radiations que le type p , et refroidis par des radiateurs passifs. Leur résolution en énergie atteint 2% à 1 MeV et ils sont capables de détecter $1.10^{-4} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Le libre parcours moyen des photons γ dans le germanium est de l'ordre de 50 μm à 20 keV et 5 cm à 8 MeV. Un cristal de germanium cylindrique de taille caractéristique 5 cm par 5 cm aura donc une bonne efficacité de détection. Le nombre N de paires électron-trou créées lors de la déposition d'une énergie E dans le détecteur est égal à : $N = \frac{E}{e}$, où e est l'énergie moyenne nécessaire pour la création d'une paire électron-

⁶ Full Width at Half Maximum

⁷ Suite à l'introduction, en faibles quantités, d'atomes "donneurs" d'électrons, les trous sont en minorités : la conduction est gouvernée par les électrons. C'est le contraire pour le type p .

trou ; dans le semi-conducteur refroidi : $e=2,96$ eV. Ce nombre N est soumis à des fluctuations statistiques du type \sqrt{NF} , où F est le facteur de Fano généralement pris égal à 0,06 (proche de la valeur théorique [Zulliger et Aitken, 1970]). Les paires électron-trou sont collectées en un temps très court grâce à un fort champ électrique d'environ 1.000 V.cm^{-1} ; les coins du cristal sont généralement tronqués pour uniformiser ce champ. Un tel champ électrique provoque l'apparition d'un courant de fuite dû à l'agitation thermique des électrons. De fait, sans le fort refroidissement du détecteur, la facilité de passage des électrons de la bande de valence dans la bande de conduction deviendrait un inconvénient. De plus, les impuretés et les défauts dans le cristal vont d'une part créer des courants parasites et d'autre part piéger une partie des charges créées par le rayonnement incident. En particulier l'exposition du détecteur au rayonnement cosmique durant la mission dégrade la qualité du cristal [Brückner et al., 1990 ; Brückner et al., 1991]. La résolution en énergie du détecteur découle de l'ensemble de ces paramètres.

2. Efficacité de détection.

Chaque photon γ incident sur le détecteur constitue un événement susceptible d'être mesuré. L'efficacité de détection dépend de l'ensemble de la chaîne de mesure ; pour qu'un photon d'énergie donnée participe au pic de pleine énergie il faut que le transfert d'information soit complet à chaque étape :

- (i) Dépôt de l'énergie du photon dans le cristal de germanium sous forme de paires électron-trou. La déposition peut être totale avec une interaction photoélectrique unique, ou avec une succession d'interactions dans le cristal.
- (ii) Récolte, à l'aide du champ électrique, des paires électron-trou créées dans le système semi-conducteur. En réalité, toutes les paires ne sont pas récoltées, la calibration en énergie du détecteur consiste justement à établir la relation entre l'énergie déposée et l'énergie récoltée.
- (iii) Le signal est amplifié ; l'électronique instrumentale affecte l'événement à un canal de mesure en fonction de l'énergie récoltée : le comptage est incrémenté d'une unité dans ce canal de mesure.

Le déroulement de l'ensemble de cette chaîne de mesure n'est pas instantané, il y a donc des temps morts durant lesquels les événements ne sont pas mesurés. En définitive, le spectre est obtenu après coup, dans un logiciel de traitement des données qui rétablit la correspondance entre les canaux de mesure et les énergies correspondantes (à l'aide de la calibration en énergie pré-établie ou de raies γ dont l'énergie est connue).

a) Définitions.

Il existe plusieurs conventions pour définir l'efficacité d'un détecteur de rayonnement γ . Elles expriment toutes un rapport entre ce que mesure l'instrument et ce qu'il

reçoit réellement, l'efficacité caractérise ainsi la capacité du cristal de germanium à détecter le rayonnement incident. Nous présentons les deux définitions les plus courantes.

Dans le commerce, l'efficacité du détecteur sert à le qualifier. Elle est définie par comparaison à un détecteur de type NaI(Tl) mesurant 76 mm par 76 mm pour une énergie unique de 1,33 MeV. Pour la mesurer, il faut placer une source ponctuelle de ^{60}Co à 25 cm du capot du détecteur. L'efficacité dite relative est alors définie par la relation suivante :

$$\mathcal{E}_{rel.} = \frac{N_{Ge}}{A_{^{60}\text{Co}} \times 1,2 \cdot 10^{-3}}$$

N_{Ge} : taux de comptage dans le pic de pleine énergie de 1,33 MeV (coups.s⁻¹)

$A_{^{60}\text{Co}}$: activité de la source à l'instant de la mesure (γ.s⁻¹)

Il faut donc que la source de ^{60}Co soit parfaitement calibrée et, par convention, d'âge inférieur à sa période (5,27 ans). En outre l'activité de la source doit être telle qu'il y ait moins de 1.000 coups par seconde dans l'ensemble du spectre de sorte que le nombre d'événements non-mesurés, du fait des temps morts dans la chaîne de mesure, soit négligeable. Afin de minimiser l'erreur de mesure, le temps de pose devra être suffisant pour que l'aire nette du pic à 1,33 MeV soit d'au moins 100.000 coups.

Dans la pratique, lors de l'exploitation des mesures, l'efficacité utilisée est celle qui permet de retrouver le flux de photons incidents sur le détecteur à partir du taux de comptage des événements dans le spectromètre. La définition correspondante doit donc être indépendante de l'énergie des photons, de la distance de la source et de sa forme. Par conséquent, l'efficacité intrinsèque du détecteur est définie comme le nombre de coups enregistrés rapporté au nombre de photons γ incidents sur la partie sensible du détecteur. Par exemple dans le cas d'une source ponctuelle, il s'agit du rapport entre le comptage dans l'instrument et le nombre de photons émis dans l'angle solide du détecteur :

$$\mathcal{E}_{int.}(E) = \frac{N_{Ge}}{\Omega_D \cdot A_S / 4\pi}$$

N_{Ge} : taux de comptage dans le pic de pleine énergie à l'énergie E considérée (coups.s⁻¹)

Ω_D : angle solide sous lequel la *partie sensible* du détecteur est vue depuis la source (sr)

A_S : activité de la source à l'énergie E (γ.s⁻¹)

4π correspond à la normalisation par stéradian

b) Mesures et calibrations.

Outre la mesure de l'efficacité de détection de l'instrument, les calibrations permettent de déterminer la tension de déplétion, le courant de fuite, la fonction de transfert de l'électronique et la résolution du détecteur en énergie. Ces propriétés basiques du spectromètre sont mesurées à différentes énergies, pour différents angles d'incidence des photons et à diverses températures de fonctionnement (entre 90 K et 125 K).

Dans le cas du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001, étudié plus en détail par la suite, les calibrations sont faites dans un premier temps au Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR Toulouse, France), puis au Goddard Space Flight Center (GSFC Greenbelt, USA), et finalement au Lunar and Planetary Laboratory (LPL université d'Arizona, USA).

Le dispositif expérimental (Figure 6) pour calibrer la tête de détection comporte un cryostat à température variable, une alimentation hautes tensions et une source radioactive (les plus couramment utilisées sont : ^{152}Eu , ^{60}Co , ^{137}Cs et ^{238}Pu). Le signal mesuré est préamplifié et numérisé, hors du cryostat, avant d'être envoyé à un ordinateur d'acquisition de type PC. Un logiciel approprié permet de traiter les spectres mesurés pour en déduire les caractéristiques instrumentales recherchées. Les caractéristiques radioactives de la source sont connues (activité, âge, énergie et intensité des raies γ). L'acquisition consiste à déclencher la chaîne de mesure durant un certain temps. Le comptage par canal est représenté au fur et à mesure sur l'écran d'ordinateur ; la mesure est stoppée lorsque le nombre de coups dans la raie étudiée est jugé suffisant, de l'ordre de 100.000 (en effet l'incertitude relative varie comme l'inverse de la racine carré du nombre de coups, plus celui-ci est grand, plus l'incertitude est faible). Le nombre de photons γ émis dans la raie étudiée durant l'expérience est calculé à partir du temps de pose et des caractéristiques de la source. La proportion de photons γ émis en direction du détecteur est obtenue en fonction de la distance et de l'orientation de la source. Par ailleurs le logiciel d'acquisition fournit le temps mort de la chaîne de mesure durant l'expérience, ce qui permet de calculer le nombre de photons γ émis dans la raie, en direction du détecteur et potentiellement détectables. L'efficacité de détection est obtenue en comparant ce nombre à la quantité de coups accumulés dans la raie par le système d'acquisition. En outre, comme l'énergie de la raie γ émise par la source est connue, il est possible d'affecter cette énergie au numéro de canal centré sur la raie : calibration en énergie ; la largeur de la raie permet aussi de calculer la résolution en énergie du détecteur. L'expérience peut être renouvelée avec différentes sources radioactives pour calibrer l'instrument à diverses énergies, et avec différentes positions de la source pour obtenir une mesure en fonction de l'angle d'incidence des photons γ sur le détecteur.

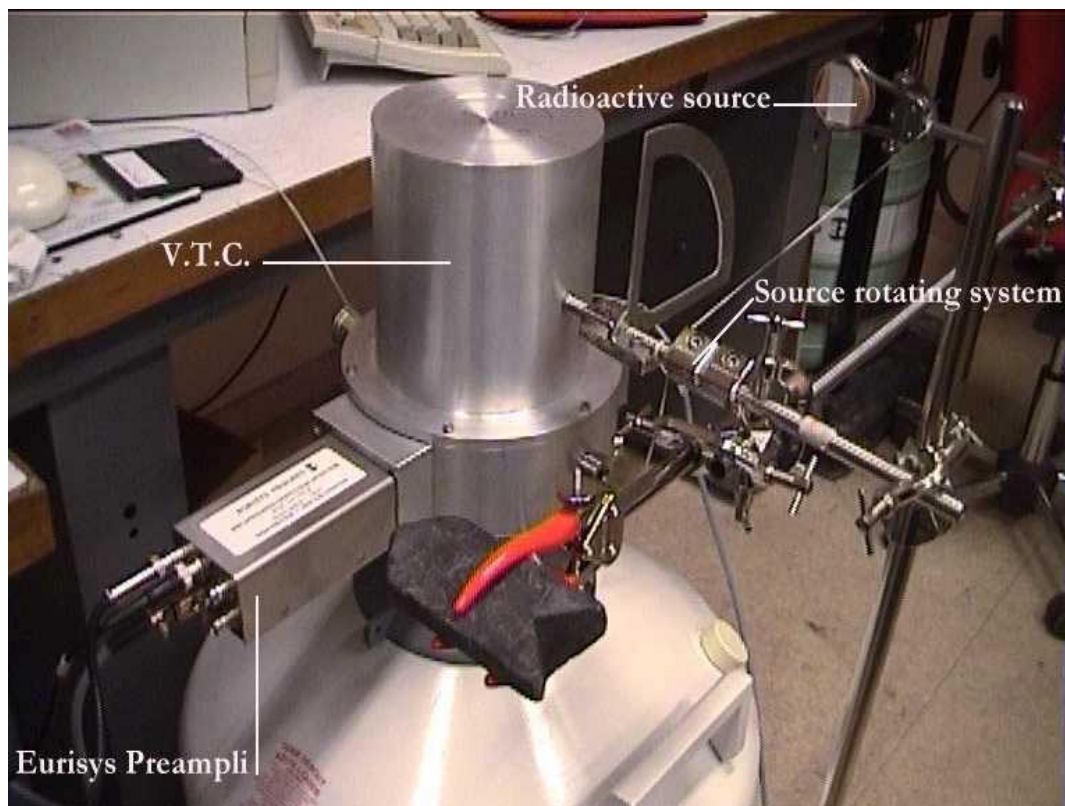


Figure 6. Dispositif expérimental de calibration. Le détecteur est placé dans une enceinte froide à température variable (V.T.C.). La source de photons est un corps radioactif placé au bout d'un bras à 50 cm du détecteur (Radioactive source). Ce bras peut pivoter (Source rotating system) pour obtenir différents angles d'incidence des photons sur le détecteur. L'instrument est relié à un dispositif d'acquisition (électronique d'amplification, ordinateur et logiciel d'acquisition TMCA) qui permet de mesurer et de traiter le spectre des dépôts d'énergie dans le détecteur.

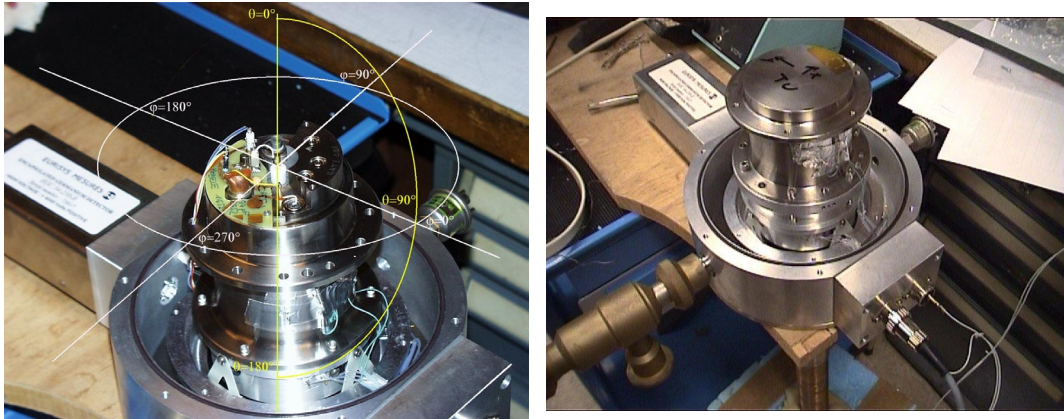


Figure 7. Photographies du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 à l'intérieur de son cryostat à température variable. Le détecteur peut avoir deux orientations dans le cryostat : soit l'électronique du détecteur (connexions des hautes tensions et préamplification) est dirigée vers la source radioactive – photo de gauche – soit son électronique est tournée vers la source de froid – photo de droite – située en dessous du support.

Dans le cadre du détecteur γ de MARS SURVEYOR 2001, deux orientations possibles du détecteur à l'intérieur du cryostat seront étudiées, l'électronique étant tournée soit vers la source radioactive soit vers la source de froid (Figure 7). Dans une étape ultérieure le détecteur sera calibré non plus dans ce cryostat mais dans un radiateur passif comme en configuration de vol.

Si la collecte des charges et le traitement électronique se font bien, le profil des raies spectrales mesurées est gaussien. Dans ce cas la mesure de l'aire du pic fait intervenir trois fonctions : la gaussienne, une droite représentant le continuum sous la gaussienne et une fonction qui traduit un éventuel décalage entre la partie gauche (plus basse énergie) et la partie droite (plus haute énergie) du pic. Il est alors possible de calculer l'aire du pic qui correspond au nombre de coups dans la raie. Mais l'allure des raies peut ne pas être gaussienne, en particulier à cause de l'apparition de défauts dans le cristal lorsqu'il est irradié par le rayonnement cosmique [Brückner *et al.*, 1991]. Le calcul de l'aire des pics déformés est moins évident et cela peut introduire des incertitudes supplémentaires dans la mesure.

c) Simulations.

Une alternative aux mesures de calibration consiste à élaborer un logiciel informatique qui simule la déposition d'énergie dans le détecteur. Ce procédé est plus souple puisqu'il n'est pas soumis aux contraintes liées aux expériences en laboratoires : manipulation de sources radioactives, dimensions de la source, nombre limité de mesures, etc. Les simulations permettent de considérer un nombre plus important de configurations (énergies et positions des sources) et aussi des configurations plus diverses (source ponctuelle ou étendue, environnement radiatif spatial). Cette méthode est développée ici et ses résultats seront confrontés aux mesures de calibrations pour validation.

Nous avons écrit un code informatique pour évaluer l'efficacité d'un spectromètre γ à base de cristal semi-conducteur en germanium. Ce logiciel utilise une bibliothèque de sous-programmes et de bases de données distribuée par le CERN (laboratoire européen pour la physique des particules). Cette bibliothèque appelée GEANT permet de simuler les processus des hautes énergies à l'intérieur d'un dispositif expérimental [Brun *et al.*, 1994]. Une description plus complète se trouve en Annexe 3.

Dans le contexte de l'étude présentée ici, GEANT est particulièrement intéressant par rapport aux autres programmes de ce type, car il permet de modéliser une géométrie complexe en trois dimensions, des compositions chimiques complexes ainsi que tout type de particules (une centaine sont déjà prédéfinies : γ , électrons, protons, neutrons...). Notre interface peut ainsi simuler un cristal de germanium coaxial avec sa capsule en aluminium ou en titane, et une source de photons γ ponctuelle. Il est alors possible de calculer numériquement l'énergie déposée dans le cristal par chaque photon simulé et donc de déterminer l'efficacité de détection de cet instrument.

Ce logiciel de simulation ne considère que la première étape de la chaîne de mesure, i.e. il calcule seulement la déposition d'énergie dans le cristal de germanium ; la collection et la répartition en canaux de cette énergie sont supposées parfaites et instantanées (absence de temps morts). Le spectre simulé est obtenu en considérant de petits intervalles en énergie consécutifs (~ 30 keV) assimilables aux canaux en énergie de la chaîne de mesure ; chaque événement qui dépose de l'énergie dans le cristal est comptabilisé dans le canal correspondant à la quantité d'énergie déposée. La simulation d'une source monoénergétique donnera un spectre avec une raie parfaite (Dirac de la largeur des intervalles en énergie) et le continuum Compton à plus basse énergie ; la comparaison du nombre de photons γ monoénergétiques simulés en direction du détecteur et du nombre de coups dans la raie correspondante donne l'efficacité simulée de la déposition d'énergie dans le cristal.

3. Diverses contributions de bruit de fond.

Les spectromètres γ mesurent aussi des contributions indésirables : une fraction des photons γ forme un continuum dans le spectre qui comporte peu d'informations, en laboratoire il s'agit des photons qui interagissent avec le dispositif expérimental (cryostat, capsule du détecteur) avant de déposer de l'énergie dans le cristal. Si le spectre est complexe, formés de plusieurs raies γ , les continua de diffusion et les raies se superposent, ce qui complique la mesure de l'aire des raies puisque dans un même intervalle en énergie se trouvent à la fois des comptages dus aux raies et des comptages dus aux continua. Dans l'espace, les spectromètres γ se retrouvent dans l'environnement radiatif décrit au chapitre I, or les particules cosmiques peuvent déposer de l'énergie dans le cristal de germanium et ainsi alimenter la chaîne de mesure de contributions indésirables. L'ensemble de ces perturbations constitue le *bruit de fond instrumental*. Ainsi les per-

performances du spectromètre dépendront de la capacité de l'instrument à détecter le rayonnement γ (efficacité) et du bruit de fond auquel il est soumis.

Les principales sources de bruit [Dean *et al.*, 1991] peuvent être réparties en deux catégories : le bruit lié aux particules et le bruit lié aux photons. Les particules chargées vont être directement à l'origine d'un bruit de fond et elles vont participer, avec les particules neutres, à la production de photons parasites. Il faut rajouter les photons du rayonnement cosmique et ceux émis par les radioéléments naturels. Les photons du bruit de fond peuvent être partagés en raies spectrales et continua.

Pour être complet, il faut ajouter à ces bruits strictement liés aux principes de détection, les bruits dus à la chaîne de mesure. Le signal électrique est préamplifié au niveau du détecteur puis est transmis à l'électronique de traitement où il est de nouveau amplifié avant d'être digitalisé, analysé et stocké dans la mémoire de l'unité centrale. L'ensemble de ces opérations ajoute des fluctuations au spectre final.

a) Particules chargées.

Le rayonnement cosmique est essentiellement formé de particules chargées, en particulier des protons, des particules alpha et des électrons. Ces particules sont suffisamment énergétiques pour traverser la matière qui entoure le détecteur. En interagissant avec le germanium, elles vont déposer dans le germanium de l'énergie qui va être mesurée. Ce dépôt d'énergie peut être supérieur à 10 MeV, vu l'énergie initiale de ces particules, dans ce cas la mesure n'est pas affectée puisque seuls les événements en deçà de 10 MeV sont retenus. Mais ce n'est pas systématiquement le cas et les dépôts d'énergie entre 100 keV et 10 MeV dans le détecteur perturbent la mesure. De plus, comme dans le sol planétaire, les protons vont induire dans le dispositif instrumental une cascade nucléaire de particules secondaires qui peuvent, elles aussi, déposer dans le détecteur une énergie indésirable (par exemple le rayonnement Bremsstrahlung des électrons). Notons que lors des sursauts d'activité solaire, le flux de particules chargées augmente tellement qu'il sature le détecteur, toute mesure est alors impossible.

Pour lutter contre ce bruit, les spectromètres gamma sont parfois entourés de scintillateurs plastiques (très sensibles aux particules chargées et peu aux photons γ) qui fonctionnent comme des anticoïncidences : si un scintillateur détecte le passage d'une particule chargée, la chaîne de mesure du détecteur est interrompue et tout événement en coïncidence avec le passage de la particule dans le scintillateur est ignoré.

Outre les interférences au cours de la mesure, les particules chargées modifient les propriétés instrumentales à long terme. En effet, l'irradiation du détecteur par les particules cosmiques dégrade la qualité du cristal de germanium en provoquant des "dislocations" qui se comportent comme des pièges à électron. Ainsi, si la croisière est trop longue, la résolution en énergie du détecteur peut être nettement affectée par l'apparition de ces pièges [Brückner *et al.*, 1991]. Il est toutefois possible de faire subir un cycle de

fortes températures au détecteur pendant quelques dizaines heures (un recuit) pour retrouver les performances initiales.

b) Raies parasites.

Tout comme dans le sol planétaire, les particules du rayonnement cosmique et les particules qui en résultent provoquent une émission de photons γ instantanée. Les noyaux atomiques qui constituent le satellite et le détecteur sont excités et regagnent leur niveau fondamental en émettant des raies γ caractéristiques de la matière dont ils sont constitués. De fait, l'instrument mesure la composition chimique du satellite et du détecteur. Les neutrons produits dans le satellite ou en provenance de la planète participent à la création de ces raies γ locales.

Ces mêmes particules donnent naissance à des éléments radioactifs qui vont émettre des raies γ , des électrons (désintégration β^-) et des positrons (désintégration β^+) au cours du temps selon leur période de décroissance radioactive. Ce bruit ne peut pas être éliminé par une anticoincidence puisqu'il est étalé dans le temps. C'est pourquoi il est important de limiter la quantité de matière à proximité du détecteur. Celui-ci est placé au bout d'un bras mécanique de plusieurs mètres de long lorsque cela est possible.

Le bruit de raies γ est le plus difficile à évaluer mais aussi le plus perturbateur puisqu'il peut être confondu avec les raies émises par le sol planétaire qui est observé. Le bruit dû aux particules β (électrons et positrons) a fait l'objet d'études numériques [Naya *et al.*, 1996].

c) Continua gamma.

Il existe deux flux de photons γ importants qui présentent un continuum en énergie et qui dominent en partie le bruit de fond des spectromètres γ : le *rayonnement cosmique diffus* et le continuum planétaire.

Le premier est composé d'un rayonnement diffus de photons γ , de nature isotrope et dont le spectre est un continuum stable au cours du temps. Son origine pourrait être l'interaction du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire [Fichtel *et Trombka*, §5, 1997]. Entre 100 keV et 100 MeV, le continuum cosmique diffus se comporte comme une loi de puissance en fonction de l'énergie E : $F_{ccd} = 1,1 \cdot 10^{-2} \cdot E^{-2,3}$ soit un flux de 0,17 photon.cm⁻².s⁻¹.sr⁻¹ [Mandrou *et al.*, 1979 ; Dean *et al.*, 1991].

Par ailleurs, comme mentionné au chapitre I, une partie des photons γ produits sous la surface planétaire interagissent avec les atomes dont est constitué le sol avant de s'échapper vers l'espace. Ces interactions font perdre de l'énergie aux photons concernés qui participent à la construction d'un continuum important. Ce flux a été estimé dans le cas de Mercure à 0,8 photon.cm⁻².s⁻¹.sr⁻¹ [Brückner, communication personnelle, 1996 ; Brückner *et Masarik*, 1997]. Dans le cas de Mars, le flux de photons γ produit par la surface doit encore traverser l'atmosphère (d'épaisseur ~ 15 g.cm⁻²) avant d'atteindre

l'espace et le satellite de mesure. Cette atmosphère va atténuer le continuum de photons γ émis par la planète mais elle va elle-même émettre un autre continuum.

La diversité et la complexité des mécanismes mis en jeu dans l'étude du bruit de fond d'un spectromètre γ nécessitent l'utilisation d'un modèle numérique pour cerner au mieux ces mécanismes et faire la meilleure évaluation possible des bruits. Une partie des résultats peut être confrontée à des tests en accélérateurs pour valider cette étude. Il est parfois possible d'effectuer des mesures au cours de la croisière du satellite vers sa destination, la source de photons γ à étudier (surface planétaire) n'étant pas encore dans le champ de la planète, tout ce qui est mesuré peut être assimilé au bruit de fond instrumental. Cette configuration peut aussi être reproduite numériquement pour valider le modèle.

4. Calcul de la sensibilité aux raies gamma.

En réalité, l'étude de l'efficacité et du bruit de fond d'un spectromètre γ a pour objectif le calcul de la sensibilité de ce dispositif aux raies γ . Ce qui revient à poser la question : Est-ce que les conditions sont réunies pour pouvoir observer tel ou tel élément chimique, pour déterminer son abondance et l'incertitude de cette mesure ?

Les mesures peuvent en effet être fortement dominées par le bruit de fond. Il faut donc chercher à établir quel degré de confiance accorder au signal γ par un test statistique. C'est l'objet de la *signification statistique* qui traduit la visibilité d'une raie sur le continuum du spectre mesuré. Plusieurs définitions ont été proposées pour évaluer cette grandeur ; celle présentée dans le paragraphe suivant est identique à celle de Li et Ma (1983) ou de Staubert (1985). Elle permettra d'introduire plus facilement la notion de sensibilité qui sera ensuite appliquée, à titre d'exemple, au cas d'une comète.

a) Définition de la signification statistique.

Soit un spectre γ (Figure 8) qui présente un excès de comptage, dans un intervalle d'énergie donné, par rapport aux intervalles voisins. Cet excès est attribué à un signal, soit parce qu'une raie spectrale se dessine nettement au-dessus du continuum, soit suite à un test statistique préliminaire sur les fluctuations de bruit de fond. La *signification statistique* de ce signal est alors définie comme le rapport entre la meilleure estimation du signal et l'incertitude sur ce signal dans l'intervalle d'énergie considérée.

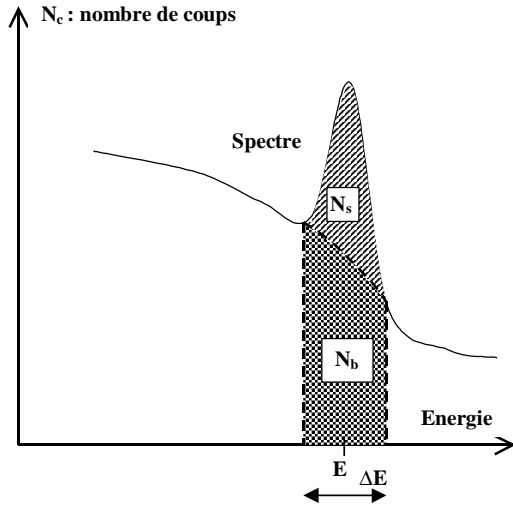


Figure 8. Illustration d'un spectre de rayonnement γ contenant un excès de comptage (raie). La raie contient N_s coups au-dessus d'un continuum de bruit de fond renfermant N_b coups dans le même intervalle en énergie ΔE centré sur l'énergie E .

L'intervalle en énergie choisi (ΔE) contient une seule raie spectrale ; il est ajusté à cette raie (Figure 8). Soit N_{Total} le nombre total de coups intégrés dans cet intervalle. Soit N_B le nombre de coups situés dans le continuum sous la raie et dans la même bande en énergie ; N_B peut être estimé à partir du continuum de part et d'autre de la raie, des calibrations et des simulations numériques. Nous noterons par la suite $\sigma(N)$, l'incertitude sur la valeur de N . La *signification statistique* S est définie par :

$$S = \frac{N_s}{\sigma(N_s)} \text{ avec } N_s = N_{Total} - N_B \text{ la meilleure estimation du signal. Par ailleurs :}$$

$$\sigma(N_s) = \sigma(N_{Total} - N_B) = \sqrt{\sigma^2(N_{Total}) + \sigma^2(N_B)}$$

Comme nous considérons une succession d'événements discrets (comptage des photons) et que nous nous intéressons à un grand nombre d'événements durant un temps donné, nous pouvons appliquer la statistique de Poisson, i.e. $\sigma(N) = \sqrt{N}$ d'où la *signification statistique* S :

$$S = \frac{N_{Total} - N_B}{\sqrt{N_{Total} + N_B}} \text{ en unité de déviation standard.}$$

Une autre méthode courante de l'évaluation de la *signification statistique* abouti à $S = (N_{Total} - N_B) / \sqrt{N_B}$. Mais cette approche ne prend pas en compte les fluctuations statistiques dans le comptage liées à la source de photons γ observée, elle surestime donc la visibilité de la raie au-dessus du continuum.

N_s , et part extension N_{Total} , dépend du flux de photons Φ_γ (en photons. s^{-1}) sur le détecteur en provenance de la source, de l'efficacité ε de détection de ces photons par l'instrument et du temps de pose t :

$$N_s = \Phi_\gamma \cdot \varepsilon(E) \cdot t$$

N_B dépend du niveau de bruit de fond C_B (en coups.MeV $^{-1}$. s^{-1}) à l'énergie E de la raie étudiée, du temps de pose t et de la largeur ΔE de la bande en énergie considérée

autour de la raie. ΔE est définie en fonction de la résolution δE du détecteur en énergie : $\Delta E = g \cdot \delta E$. Généralement, dans les applications de planétologie, g est pris égal à 2.

$$N_B = C_B(E) \cdot 2\delta E \cdot t$$

Par conséquent, la *signification statistique* S varie comme la racine carrée du temps de pose : la visibilité de la raie s'améliore avec le temps.

b) Déduction de la sensibilité

Il existe deux approches de la sensibilité :

- Dans la première approche, la sensibilité est définie comme la précision avec laquelle l'intensité d'une raie donnée peut être déterminée en un temps donné. Nous pouvons alors déduire cette sensibilité Δs de la *signification statistique* selon :

$$\Delta s = \frac{100}{S} = 100 \cdot \frac{\sigma(N_S)}{N_S} \text{ exprimée en \% .}$$

$$\Delta s = 100 \cdot \frac{\sqrt{(\Phi_\gamma \cdot \varepsilon \cdot t + C_B \cdot 2\delta E \cdot t) + C_B \cdot 2\delta E \cdot t}}{\Phi_\gamma \cdot \varepsilon \cdot t}$$

Si Φ_γ ou N_S sont donnés, ainsi que C_B et t , Δs donne l'incertitude relative de la mesure. L'expression précédente montre que d'une part l'incertitude relative diminue lorsque le temps de pose est plus long, et d'autre part cette incertitude sera plus faible si le flux de photons à mesurer Φ_γ est élevé.

- Dans la seconde approche, la sensibilité à un élément chimique est définie comme la concentration minimum C_{min} nécessaire de cet élément pour que la raie γ correspondante soit observable au-dessus du bruit de fond. La relation entre l'intensité d'émission d'un élément chimique à la surface de la planète et le nombre de coups mesurés dans la raie correspondante s'écrit :

$$(C_{min} \cdot I_S) \cdot F \cdot \Omega \cdot \varepsilon \cdot t = N_S$$

C_{min} : Concentration (fraction de masse) de l'élément chimique observé dans la surface planétaire

I_S : Intensité de l'émission par unité de concentration de l'élément observé ($\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot (\text{fraction de masse})^{-1}$)

F : Fraction de flux qui arrive sur l'instrument sans avoir interagit au préalable

Ω : Facteur de géométrie entre la surface planétaire et l'instrument

ε : Efficacité de détection de l'ensemble instrumental

t : Temps de mesure (s)

$$\text{d'où } C_{\min} = \frac{N_S}{I_S \cdot F \cdot \Omega \cdot \varepsilon \cdot t} = S \cdot \frac{\sqrt{N_{Total} + N_B}}{I_S \cdot F \cdot \Omega \cdot \varepsilon \cdot t}$$

Bien entendu pour un atome X de concentration donnée, $I_S \cdot F \cdot \Omega \cdot [X] = \Phi_\gamma$: le flux de photons γ sur le détecteur, correspondant à cet élément chimique. Avec $N_{Total} = N_S + N_B$ et en résolvant l'équation du second degré en C_{\min} , l'expression précédente devient :

$$C_{\min} = \frac{S^2 + S \sqrt{S^2 + 8C_B \cdot 2\delta E \cdot t}}{2 \cdot \Phi_\gamma \cdot \varepsilon \cdot t} \cdot [X]$$

Cette expression est différente de celle proposée par Metzger (1970) car la fluctuation statistique du flux de photons mesuré est prise en compte.

Avec un modèle qui donne I_S et en fixant S , i.e. la visibilité de raie à obtenir, il est possible de calculer la concentration nécessaire de l'élément chimique pour le mesurer correctement. Comme N_B varie comme le temps, pour une *signification statistique* S fixée, plus la mesure est longue, plus nous pouvons mesurer des concentrations chimiques faibles (C_{\min} petit).

c) Application au cas d'une comète.

Des calculs de sensibilité ont été menés dans le cadre du projet CHAMPAGNE d'exploration de la comète Wirtanen au cours de la mission ROSETTA. Bien que ce projet n'ait pas abouti, les résultats présentés permettent d'illustrer les paragraphes précédents. Une étude détaillée des performances du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 sera développée dans la partie suivante.

Le projet CHAMPAGNE [d'Uston *et al.*, 1996] prévoyait d'expédier à la surface d'une comète un spectromètre γ constitué d'un cristal de germanium ultra pur de 53 mm par 53 mm. Les contraintes en masse et en puissance électrique étaient importantes à cause des faibles ressources de la sonde de surface cométaire ; c'est pourquoi il n'y avait pas de système d'anticoïncidence prévu avec le spectromètre. Par conséquent il était important d'évaluer les performances de détection de l'instrument pour s'assurer que la mesure de la composition chimique de la comète serait possible malgré le bruit de fond. Ce travail a été effectué par simulations numériques car l'instrument n'était pas encore opérationnel. D'autres projets de ce type ont été proposés, en particulier en utilisant des pénétrateurs [Boynton *et al.*, 1993].

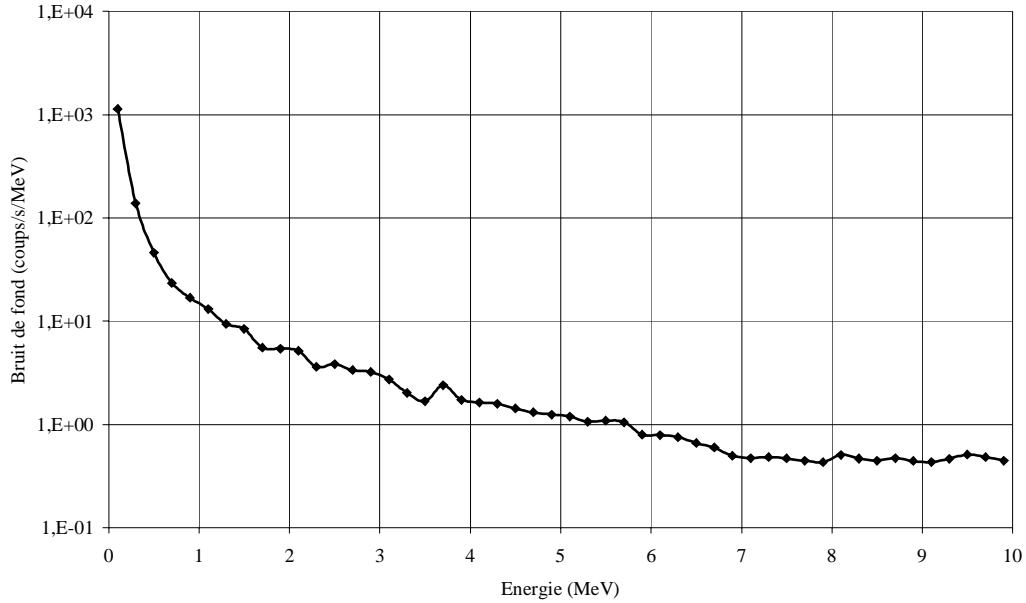


Figure 9. Bruit de fond simulé dans l'instrument CHAMPAGNE en fonction de l'énergie. Les contributions prises en compte sont le fond diffus γ , les protons, les électrons et les particules α cosmiques, une estimation du continuum cométaire et des désintégrations β dans le détecteur.

Le bruit de fond attendu à la surface de la comète (Figure 9) a été établi par simulations numériques. Pour cela, le diffus cosmique, les protons cosmiques, les particules alpha cosmiques, les électrons cosmiques ont été pris en compte ainsi qu'une estimation des contributions des particules β générées dans le détecteur [Jean, communication personnelle, 1996], et du continuum cométaire [Brückner, communication personnelle, 1996]. Au total, le bruit de fond calculé entre 100 keV et 10 MeV s'élevait à un peu plus de 130 coups.s⁻¹, sans prendre en compte les bruits supplémentaires dus à la sonde de surface et aux neutrons cométaires. L'efficacité de détection de CHAMPAGNE lorsque les photons arrivent depuis la surface cométaire sur 2π sr a aussi été évaluée numériquement (Figure 10). L'émission γ de la surface a été prise en compte à partir d'un modèle d'émission cométaire [Brückner et Masarik, 1996] établi pour une comète formée de 50% de glaces (45% H₂O, 45% CO₂ et 10% HCN) et de 50% de poussières dont la composition est celle des météorites indifférenciées CI.

Le Tableau 4 présente pour chaque élément chimique : l'énergie des raies, la concentration de l'élément et le flux de photons γ en surface prédit par le modèle, puis l'efficacité du détecteur et son bruit de fond d'après les résultats des simulations numériques aux énergies correspondantes. La dernière colonne du tableau donne les sensibilités Δs de l'instrument aux différents éléments chimiques, d'après la formule établie précédemment.

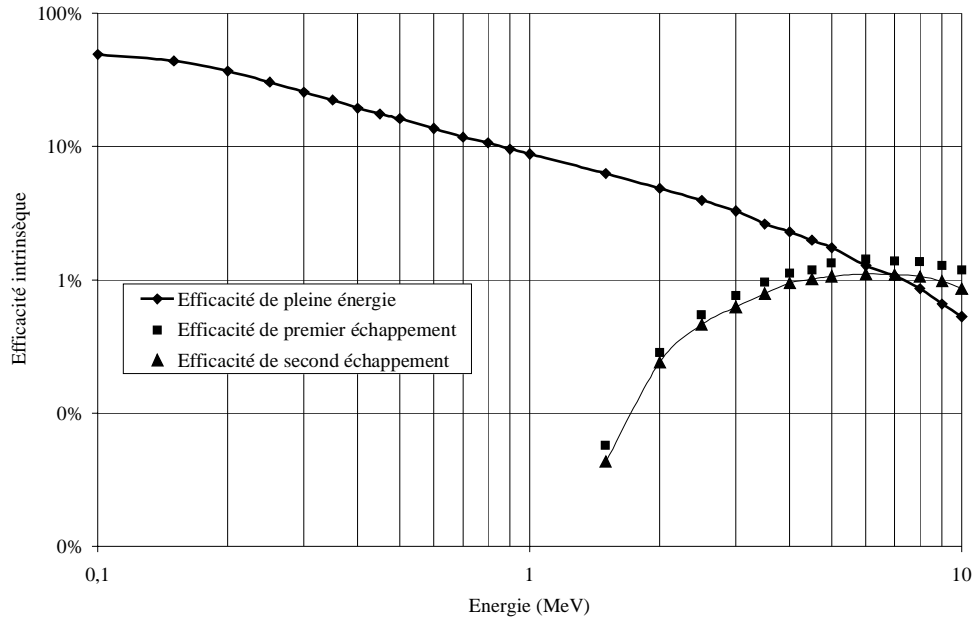


Figure 10. Efficacité de détection de l'instrument CHAMPAGNE en fonction de l'énergie obtenue par simulations numériques. Les losanges correspondent au pic de pleine énergie dans le spectre. Les carrés et les triangles correspondent respectivement aux pic de premier et second échappement.

Elément X	Energie E_x (MeV)	[X] (fraction de masse)	Flux ($\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$)	Efficacité (%)	Bruit ($\text{coups} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$)	Δs (12 h) (%)
Fe	0,85	$9,15 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-3}$	10,18	16,83	5,90
Fe	1,24	$9,15 \cdot 10^{-2}$	$3,18 \cdot 10^{-4}$	7,61	9,38	20,27
Mg	1,37	$4,68 \cdot 10^{-2}$	$8,78 \cdot 10^{-4}$	6,95	9,00	8,41
K	1,46	$3,03 \cdot 10^{-6}$	$1,42 \cdot 10^{-3}$	6,49	8,43	5,70
Si	1,78	$5,34 \cdot 10^{-2}$	$1,17 \cdot 10^{-3}$	5,49	5,42	6,73
H	2,22	$3,46 \cdot 10^{-2}$	$1,97 \cdot 10^{-2}$	4,46	3,61	0,98
S	2,38	$2,90 \cdot 10^{-2}$	$3,42 \cdot 10^{-4}$	5,18	3,84	23,88
Si	3,54	$5,34 \cdot 10^{-2}$	$4,97 \cdot 10^{-4}$	2,60	2,40	22,34
O	4,44	$5,98 \cdot 10^{-1}$	$2,69 \cdot 10^{-3}$	2,02	1,48	5,51
C	4,44	$1,01 \cdot 10^{-1}$	$2,13 \cdot 10^{-3}$	2,02	1,43	6,55
Si	4,93	$5,34 \cdot 10^{-2}$	$5,74 \cdot 10^{-4}$	1,77	1,19	21,73
S	5,42	$2,90 \cdot 10^{-2}$	$8,37 \cdot 10^{-4}$	1,54	1,09	17,07

Tableau 4. Présentation de quelques raies cométaires et des incertitudes attendues pour une mesure de 12 h avec un instrument de type CHAMPAGNE.

Le Tableau 4 nous indique qu'au bout de douze heures, nous aurions eu une mesure des abondances de Fe, Mg, K, Si, H, O et C avec une bonne précision mais aussi de S avec une incertitude un peu plus grande. La précision sur la raie du carbone est bonne mais cette raie est élargie par effet Doppler et elle doit donc être traitée à part. Avec ces précisions, les rapports des abondances Fe/Si et K/Si peuvent contribuer à différencier plusieurs modèles cométaires [Evans *et al.*, 1986].

B. Etude du « Gamma-Ray Spectrometer » de MARS SURVEYOR 2001.

Maintenant que les notions relatives aux performances d'efficacité, de bruit de fond et de sensibilité ont été définies, il est possible de mener une étude complète d'un spectromètre γ . Cette étude est appliquée au détecteur γ de MARS SURVEYOR 2001 qui est en cours de développement. Elle va permettre de valider un modèle de simulation numérique en confrontant ses résultats aux mesures de calibration. Ce logiciel servira alors à évaluer les incertitudes de mesure pour un modèle de composition martienne et d'émission γ . A terme cet outil pourra être utilisé pour interpréter les mesures qui seront effectuées depuis l'orbite martienne en 2002.

1. La mission MARS SURVEYOR 2001 et l'intérêt du spectromètre gamma.

Mars a été l'objet de nombreux projets spatiaux, parmi lesquels, quelques-uns comportaient des instrumentations γ et neutron. La spectrométrie γ fut utilisée pour la première fois dans l'exploration martienne par la mission MARS 5 en 1974 [Vinogradov *et al.*, 1976]. Un peu moins de 20% de la surface martienne a été observée à cette occasion, regroupant les régions de Thaumasia, Argyre, Coprates, Lacus Phoenicis, Sinus Sabaeus et Bay of Pearls Comme sur la Lune, deux entités géomorphologiques ont été identifiées : des terrains anciens et des régions volcaniques jeunes. Quinze ans plus tard, la mission PHOBOS 2 emportait un spectromètre γ à scintillateur de type CsI(Tl). Depuis ~800 km d'altitude, le bruit de fond a été estimé à environ 240 coups.s⁻¹ et l'intensité du rayonnement martien (raies plus continuum) à environ 170 coups.s⁻¹ soit 5 γ .cm⁻².s⁻¹.2 π ⁻¹ dans la gamme 150 keV – 1,5 MeV [d'Uston *et al.*, 1989]. Quelques excès dans le spectre ont pu être identifiés comme les raies du Fe, Al, Ti, K, U, Si et Th qui ont permis d'établir une composition préliminaire des sols observés [Surkov *et al.*, 1993].

MARS OBSERVER fut la première mission d'exploration planétaire comprenant un spectromètre γ à base d'un semi-conducteur et des spectromètres à neutron. Avec un tel instrument, il était prévu [Boynton *et al.* 1993] de pouvoir mesurer les concentrations avec une incertitude relative inférieure à 10% de l'O, Si, K, et du Fe en moins de dix heures de mesure, du Mg, Cl et Th en moins de cinquante heures. Avec une orbite polaire durant une année martienne, l'accumulation des mesures par pixel (surface élémen-

taire au sol liée à la résolution spatiale) correspond à environ 38 heures aux pôles et 6 heures à l'équateur. Les autres éléments chimiques (S, H, Ca, U, Na, Ti, Al, Mn) pouvaient être mesurés en regroupant les spectres sur des régions plus grandes (diminution de la résolution spatiale) pour augmenter le temps de mesure. Malheureusement MARS OBSERVER n'a pas atteint la planète.

Le projet MARS SURVEYOR 2001 prévoit d'envoyer un nouvel ensemble de spectromètres γ et neutron vers Mars. Une des contributions du CESR à la préparation de la mission consiste à déterminer les performances du spectromètre γ . Les travaux relatifs à cette contribution sont présentés dans ce chapitre.

a) La mission MARS SURVEYOR 2001.

MARS SURVEYOR 2001 reprend en grande partie les objectifs de MARS OBSERVER en ce qui concerne la spectrométrie γ . Outre la cartographie des éléments majeurs de la composition du sol, cet instrument est particulièrement dédié aux problèmes relatifs à l'eau sur Mars : distribution spatiale et temporelle des glaces, degré d'hydratation des roches, présence ou non d'oasis souterraines peu profondes [Evans et Squyres, 1987]. D'un point de vue plus général, l'ensemble de la mission s'inscrit dans le plan d'exploration de Mars par la NASA et le JPL ; elle se présente comme un pivot dans ce programme. D'une part, elle vient compléter l'exploration menée depuis 1996, avec, en particulier, la cartographie complète de la composition chimique élémentaire par spectrométrie γ et neutronique. D'autre part, elle sera la première mission à préparer les projets ultérieurs de retour d'échantillons, de recherche de vie passée et d'exploration humaine. Cette mission est constituée d'un orbiteur et d'une sonde de surface.

L'orbiteur est prévu pour un lancement le 30 mars 2001 et une arrivée le 20 octobre 2001. La mise en orbite se fera par aérofreinage. L'orbite prévue pour l'exploitation scientifique est polaire à une altitude de 400 km en moyenne. Outre des caméras et des systèmes de communication, trois instruments scientifiques seront à bord de l'orbiteur. THEMIS (THERmal EMission Imaging System) sera chargé de la cartographie minéralogique et morphologique de la surface à l'aide d'une caméra à haute résolution et d'un spectromètre imageur en infrarouge thermique. MARIE (MARS Radiation Environment Experiment) permettra d'évaluer l'environnement radiatif en vue d'une exploration humaine en mesurant les dépositions d'énergie dans des tissus entre 0,1 et 1.500 keV. μm^{-1} . Enfin, le GRS (Gamma Ray Spectrometer) sera présenté en détail au paragraphe suivant.

Une sonde de surface devrait aussi être lancée le 10 avril 2001 et se poser sur Mars le 22 janvier 2002. Elle emporte une caméra qui prendra des images lors de la descente dans l'atmosphère pour voir l'environnement du site d'atterrissage. Les autres instruments à bord sont dédiés à la caractérisation du sol et à la production de propergol.

La sonde de surface emporte aussi un véhicule automatique : le Marie Curie Rover semblable à ceux des missions précédentes, afin d'explorer les roches avoisinantes.

b) Les spectromètres gamma et neutron de MARS SURVEYOR 2001.

Le spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 est constitué d'un germanium ultra pur de 1,2 kg. Le cristal est cylindrique avec un diamètre et une hauteur de 6,7 cm, ce qui en fait un des plus importants détecteurs γ en planétologie (pour comparaison, le cristal de germanium dans la mission MARS OBSERVER ne mesurait que 5,5 cm de côté). Pour la première fois, la capsule qui entoure le cristal est en titane, à la place de l'aluminium, pour permettre une mesure plus propre des raies de l'aluminium en provenance de la surface martienne. Cette capsule est scellée sous vide pour pouvoir appliquer une forte différence de potentiel entre les bornes du cristal semi-conducteur. Celui-ci fonctionne sous une tension de 3.000 volts, son courant de fuite est très faible (inférieur à 1 nA). En outre la résolution en énergie est excellente : $\leq 2,3$ keV à 1,33 MeV. L'électronique à proximité du détecteur comporte le préamplificateur de l'impulsion mesurée aux bornes du cristal et le système d'analyse de cette impulsion. L'autre partie de l'électronique pour le traitement des événements mesurés se trouve à bord du satellite : chaque signal correspondant à un photon mesuré est digitalisé, puis stocké dans une adresse mémoire, ou canal (environ 8.000), en fonction de son amplitude (représentative de l'énergie déposée dans le cristal). Au fur et à mesure que les événements se succèdent dans le détecteur, le spectre se construit sous forme d'un histogramme par accumulation des comptages dans les canaux. La mesure n'est pas continue, les temps de pose sont d'environ 30 s ; les spectres ainsi obtenus successivement sont gardés en mémoire. Lors du traitement des données, chaque spectre est associé à l'élément de surface (pixel), dans la carte du globe martien, correspondant à la région survolée pendant l'acquisition ; puis les spectres associés à un même pixel sont cumulés pour finalement obtenir un temps de pose de plusieurs heures par pixel. La taille du pixel dépend de la résolution spatiale de l'instrument qui est d'environ 300 km. Un pixel donné à l'équateur aura un temps de mesure cumulé d'environ 6 heures (six fois plus aux pôles). Les éléments chimiques qui nécessitent des temps d'observation plus longs pourront être mesurés malgré tout, au détriment de la résolution spatiale en sommant les contributions de régions voisines.

Une fois en orbite, le spectromètre γ est déployé au bout d'un bras de 6,3 m afin de l'éloigner du satellite, source parasite de rayonnement γ (Figure 11). L'ensemble instrumental placé au bout du bras pèse 12,7 kg. Le spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 n'a pas de système d'anticoïncidence qui permettrait de rejeter les événements liés aux particules chargées. En effet un tel système ajouterait une surcharge de masse au bout du bras, et d'autre part, il est important de limiter la quantité de matière à proximité du détecteur pour limiter les interférences et les perturbations de la mesure. Enfin l'instrument est jugé suffisamment performant pour distinguer les raies du continuum de

bruit de fond, même sans anticoincidence. Le détecteur est monté dans un radiateur passif qui permet de le refroidir en dessous de 90 K. Le radiateur est constitué de deux étages qui rayonnent la chaleur vers l'espace. Pour que le refroidissement fonctionne bien, il ne faut qu'à aucun moment le Soleil ne se retrouve dans le champ de vue du radiateur. Le système comporte une porte amovible (Figure 12) qui vient recouvrir le radiateur pour protéger l'instrument au cours de la croisière ou lorsqu'il fait face au Soleil. Une fois refermée cette porte empêche la diffusion de la chaleur de l'instrument, il est alors possible de lui faire subir des cycles thermiques pour éliminer les défauts créés par le rayonnement cosmique dans le cristal de germanium : cette fonction est appelée *recuit*.

Le spectromètre γ est accompagné de deux spectromètres neutron, le premier mesure aussi bien les neutrons thermiques, épithermiques que rapides, tandis que le second est dédié aux neutrons rapides.

c) Les résultats attendus.

Les principaux objectifs du spectromètre γ (accompagné des spectromètres à neutron) de MARS SURVEYOR 2001 sont :

- la mesure quantitative des abondances élémentaires de la surface martienne, y compris des calottes polaires ;
- la cartographie de la distribution d'eau et de sa stratigraphie dans la proche surface ;
- la détermination de l'épaisseur des calottes polaires en fonction du temps ;
- l'étude de la nature des sursauts γ (astrophysique).

Les éléments chimiques a priori détectables sont H, C, O, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, K, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe, Ni, Gd, Th et U. L'eau, grâce à sa signature en hydrogène, est détectable par rayonnement γ dans les premières dizaines de centimètres sous la surface, et sur un mètre au moins via les neutrons. En comparant les résultats de ces deux mesures indépendantes, il sera possible de déterminer si l'eau est répartie de façon homogène ou non. D'autres points particuliers peuvent être étudiés ; par exemple K est plus volatil que Th, donc le rapport K/Th comparé à la valeur solaire (valeur initiale à la formation de la planète) donne des contraintes sur l'évolution de l'ensemble des éléments volatils dans la surface.

La composition chimique mesurée sera projetée sur une carte avec une résolution spatiale d'environ 300 km. Il sera ainsi possible de faire le bilan de la distribution actuelle des éléments volatils à la surface et de construire des cartes géochimiques.

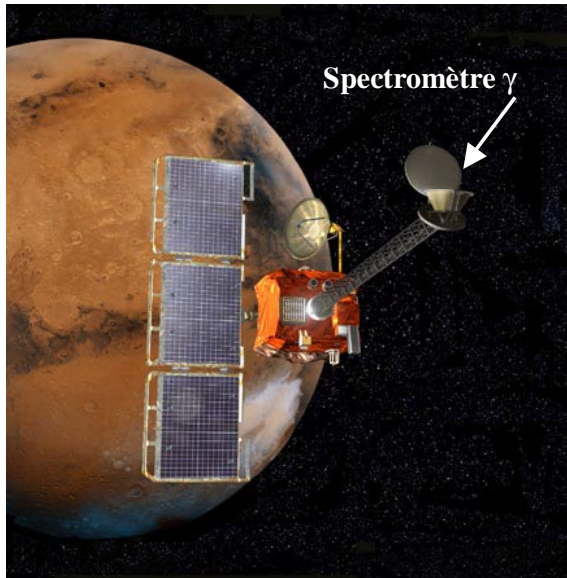


Figure 11. Vu d'artiste représentant l'orbiteur de la mission MARS SURVEYOR 2001 à proximité de Mars. Le bras est déployé pour éloigner le spectromètre γ du corps du satellite.

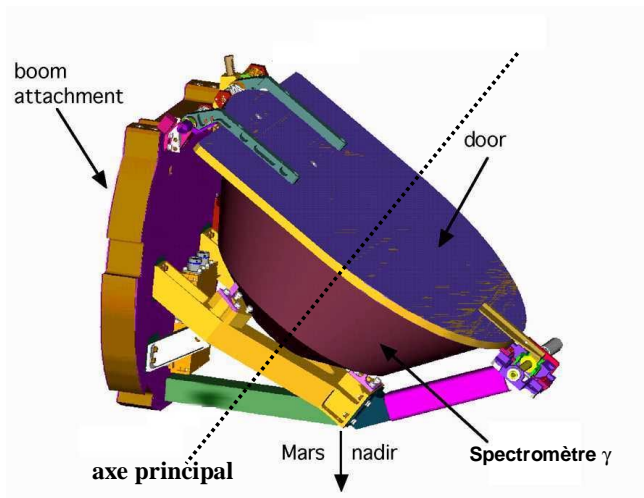


Figure 12. Représentation du dispositif instrumental placé au bout du bras. L'interface avec le bras se trouve sur la gauche (boom attachment). L'axe principal du détecteur fait un certain angle avec la direction du nadir et de Mars. Dans cette configuration, la porte (door) est refermée, comme au cours de la croisière.

2. Etudes de l'efficacité du détecteur.

Tout au long du développement de l'instrument, des mesures et des calculs de calibrations sont accomplis afin de vérifier le bon fonctionnement du détecteur, d'étudier ses caractéristiques et de choisir parmi les modèles réalisés celui qui sera expédié dans l'espace. Dans cette partie, les résultats des simulations numériques sont confrontés aux mesures pour valider le modèle.

La tête de détection (Figure 13) est constituée du cristal de germanium, placé sous vide dans une capsule en titane au sommet de laquelle se trouve le système de connexions électriques. Le cristal est cylindrique (6,7*6,7 cm), il est maintenu à l'intérieur de la capsule grâce à un système de cales qui viennent s'appuyer sur les coins tronqués du cylindre. Le cristal est percé d'un trou d'1,3 cm de diamètre, le long de son axe prin-

axe principal sur les deux-tiers de sa hauteur. La haute tension arrive à l'intérieur de ce trou. L'extérieur du cylindre est relié à la masse. Il s'établit donc un champ électrique depuis le centre vers les bords du cristal qui se comporte alors comme un semi-conducteur. Les contacts électrique avec le cristal sont assurés par de fines couches lithium implantée dans le germanium.

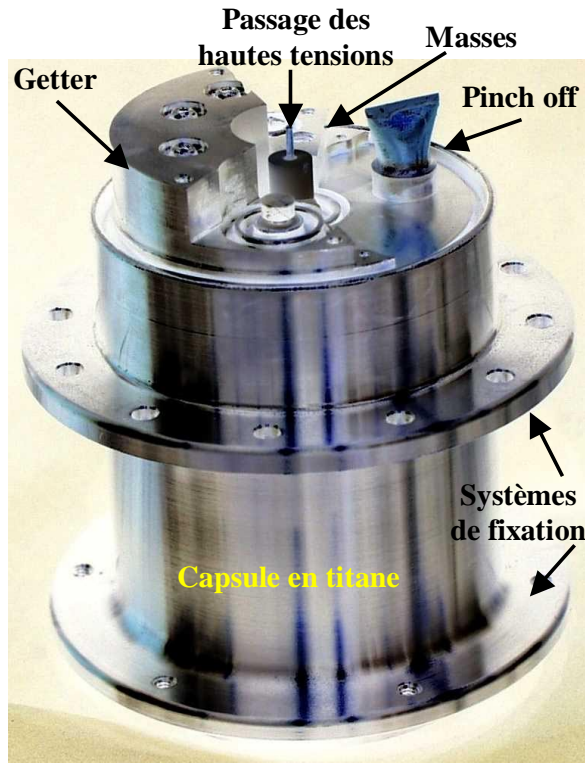


Figure 13. Tête de détection du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001. La capsule de titane scellée sous vide renferme le cristal de germanium. Au sommet de la capsule se trouvent les systèmes de connexion (passage des hautes tensions et masses). Le getter permet de maintenir le vide à l'intérieur de la capsule. Sur les côtés, des anneaux de fixation permettent de placer la capsule dans un dispositif de refroidissement.

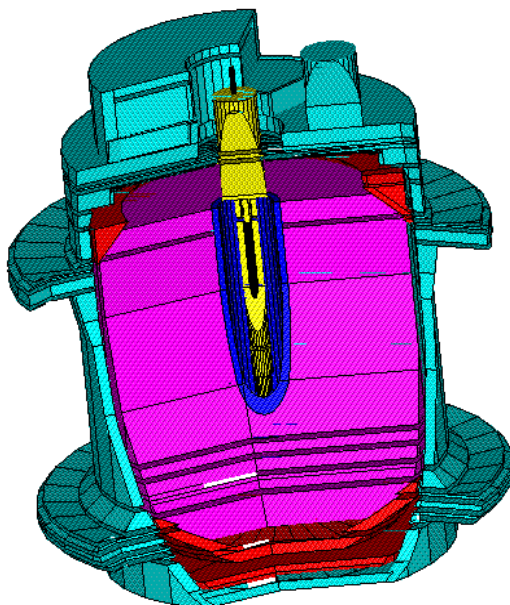


Figure 14. Tête de détection du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 d'après notre modèle numérique. La capsule en titane renferme sous vide le cristal de germanium. Celui-ci est percé d'un trou sur les deux tiers de sa longueur le long de son axe principal pour assurer les connexions électriques entre les deux pôles du semi-conducteur.

a) Modèles.

Un modèle numérique de la tête de détection du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 a été développé pour pouvoir faire le calcul de ses performances dans un nombre important de configurations. Ce modèle est compatible avec les simulations de type GEANT, il tient compte de la majorité des pièces (dimensions, positions et compositions) sauf en ce qui concerne le getter qui relève du secret industriel.

Trois configurations numériques ont été élaborées : le détecteur lui-même constitué du cristal de germanium dans sa capsule de titane (Figure 14), le détecteur dans un cryostat à température variable (configuration des calibrations en laboratoire, Figure 15) et le détecteur dans son radiateur passif (configuration de vol, Figure 20).

Le logiciel de simulations permet de générer des photons γ , ou des particules, à l'énergie voulue, n'importe où dans le volume modélisé et dans une direction choisie. Les photons et les particules sont suivies jusqu'à ce que leur énergie soit inférieure à 50 keV. Leur trajectoire est calculée en fonction des interactions qu'ils subissent ; lorsque l'interaction a lieu dans le cristal de germanium, la déposition d'énergie est évaluée. Un tableau, représentant des intervalles d'énergie de 30 keV, est incrémenté en fonction de l'énergie déposée dans le cristal par chaque photon ou particule simulé (1 événement). Une succession d'événements conduit à la formation d'un spectre des dépositions d'énergie dans le détecteur. C'est en comparant ce spectre avec la source simulée que les performances instrumentales sont déterminées.

b) Calibration du détecteur dans son cryostat.

Parallèlement, les calibrations du détecteur en laboratoire se font à l'aide de sources radioactives considérées comme ponctuelles. Le détecteur est placé dans un cryostat pour le maintenir à une température d'environ 90 K. Trois sources radioactives (^{60}Co , ^{137}Cs et ^{152}Eu) placées successivement à 50 cm du cristal de germanium ont permis de calibrer le détecteur en fonction de l'énergie (6 raies γ réparties entre 121 keV et 1,4 MeV). De plus les sources peuvent être déplacées sur un cercle, de rayon 50 cm, dont le centre se situe au milieu de la surface supérieure du cristal (cf. Figure 15) ; ce mouvement de la source permet d'obtenir une calibration en fonction de l'angle d'incidence θ des photons. Du fait de cette rotation, l'angle solide du détecteur vu depuis la source varie avec l'angle θ et par conséquent le nombre de photons qui peuvent potentiellement participer aux pics de pleine énergie varie aussi. Pour pouvoir comparer les mesures de l'efficacité intrinsèque (cf. §II.A.1) entre elles et avec les résultats des simulations, le nombre de coups mesurés sera normalisé par le nombre de photons incidents dans un angle solide fixe. Cet angle solide de référence est pris, par convention, égal à celui qui englobe le détecteur vu depuis la source lorsque $\theta=0$.

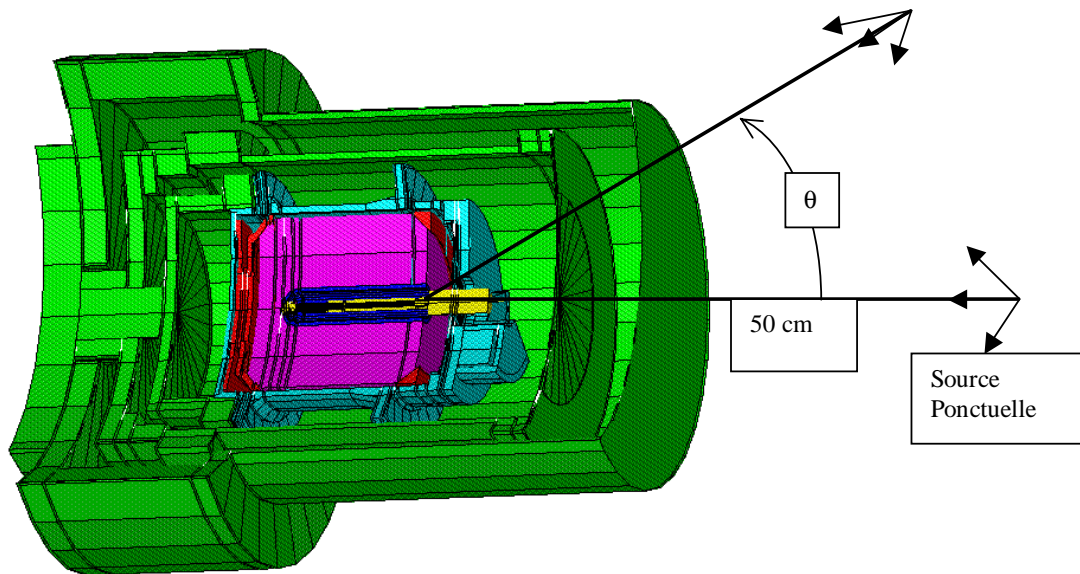


Figure 15. Spectromètre γ en configuration de calibration d'après notre modèle numérique. La tête de détection est placée dans un cryostat pour être maintenue à température de fonctionnement. Le cryostat est relié à sa base (à gauche) à une source froide (azote liquide) non représentée dans ce modèle ; la source radioactive est placée à l'opposé, à 50 cm de la surface du cristal de germanium. La position de la source peut faire un angle θ avec l'axe du détecteur. La tête de détection peut être renversée dans le cryostat.

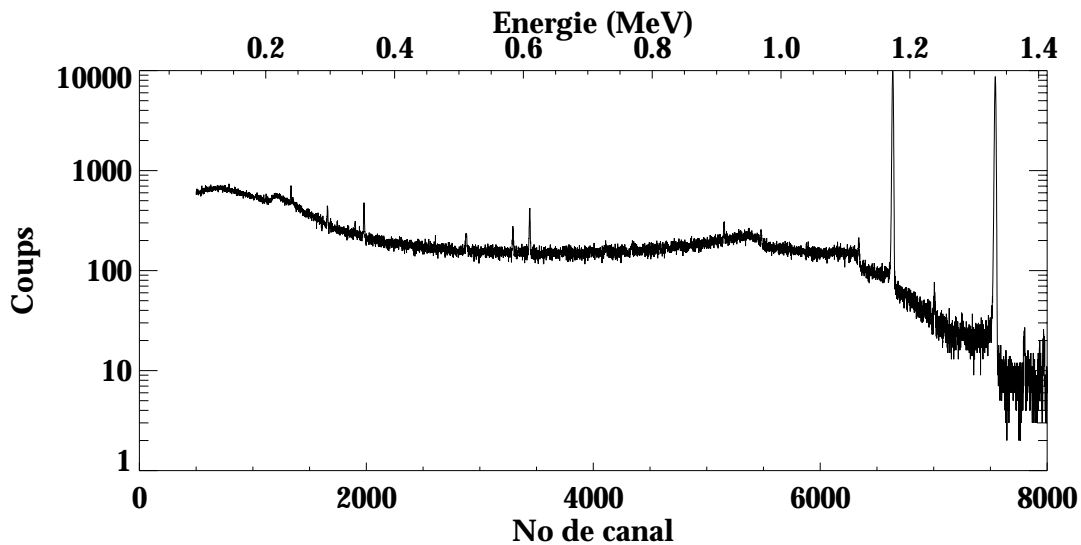


Figure 16. Spectre du ^{60}Co mesuré lors des calibrations. L'ordonnée est exprimée en coups, l'abscisse inférieure indique les numéros de canaux utilisés lors de l'acquisition. Les deux raies nettement visibles du cobalt à 1,17 MeV et 1,33 MeV, plus la raie à 511 keV (annihilation des positrons), permettent de calibrer ce spectre et de tracer l'abscisse supérieure en énergie. Les coups mesuré au-delà de 1,33 MeV sont dus au ^{40}K naturel.

Les mesures, effectuées dans la configuration de la Figure 15 ont permis de caractériser l'efficacité et la résolution en énergie du détecteur en fonction de l'énergie et de la position de la source, de la température de fonctionnement et de la tension appliquée aux bornes de l'instrument. La Figure 16 présente l'un des spectres mesurés dont le traitement permet d'extraire l'efficacité. La Figure 17 donne l'efficacité du détecteur mesurée en fonction de l'énergie de la source, cette grandeur fait l'objet de cette partie.

Entre 100 et 350 keV, près de 30% des photons qui arrivent dans l'angle solide du détecteur déposent toute leur énergie dans le détecteur. Il apparaît une sorte de plateau à ces énergies qui traduit l'absorption des photons de basse énergie par le matériel passif autour du cristal de germanium : sans ce matériel passif, l'efficacité serait plus importante vers 100 keV et il n'y aurait pas ce plateau. L'efficacité diminue ensuite avec l'énergie pour atteindre un peu plus de 14% à 1,33 MeV. Cette valeur montre bien la difficulté de récolter toute l'énergie des photons γ de plus de 1 MeV.

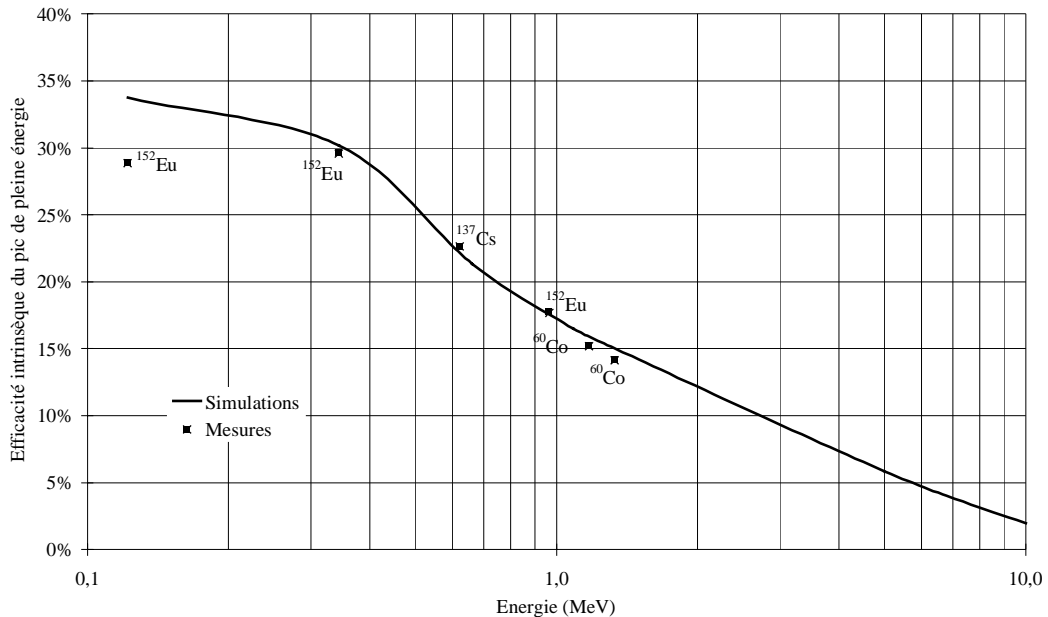


Figure 17. Efficacité intrinsèque de détection en fonction de l'énergie pour le spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 en configuration de calibration. La courbe représente l'efficacité simulée, les points correspondent aux mesures.

La Figure 17 présente aussi la courbe de l'efficacité calculée à partir de notre code de simulation numérique pour une configuration matérielle identique. Nous utilisons la même normalisation pour l'efficacité que dans les mesures (rapport entre le nombre de coups dans la raie de pleine énergie et le nombre de photons incidents dans l'angle solide englobant le détecteur pour $\theta=0$). Des différences sont constatées en particulier à basse énergie. La raie à 122 keV de l'atome ^{152}Eu a permis de déterminer une efficacité intrinsèque de 28,9% en laboratoire, alors que la valeur calculée correspondante est de 33,8%, ce qui signifie que les simulations prédisent la détection de 1,17 fois plus de photons à

cette énergie. Cette différence s'explique par une modélisation approximative du cryostat et des petites pièces formant le détecteur. En effet les photons γ de quelques centaines de kiloélectronvolts ont un pouvoir de pénétration plus faible et peuvent perdre de l'énergie assez facilement dans la matière entourant le détecteur. Ainsi les erreurs éventuelles dans le modèle (taille, position ou composition chimique des pièces), se répercutent dans la simulation aux énergies les plus basses du spectre. A 1,33 MeV, les prévisions numériques ne sont d'ailleurs plus que 1,06 fois au-dessus des mesures. Il faut noter que toute la chaîne de mesure n'est pas prise en compte dans les simulations : seule la déposition de l'énergie dans le germanium est calculée, la suite de l'acquisition étant supposée parfaite. Cette différence peut expliquer en partie les écarts constatés.

D'autres phénomènes peuvent aussi expliquer cette différence entre les simulations et les mesures. De manière générale, l'excès des valeurs calculées par simulation, par rapport aux mesures, est systématiquement constaté pour les spectromètres à base de germanium [Rogers, 1982 ; Moss et Streetman, 1990, Kandel, 1998]. Il se peut que le cristal présente de petits volumes "morts", en particulier aux niveaux des contacts en lithium. Les épaisseurs exactes de ces couches "mortes" ne sont pas bien connues, elles peuvent être plus importantes que dans les simulations et ainsi expliquer les différences constatées. Il peut y avoir aussi un défaut de collecte de charges dans le cristal de germanium, en particulier pour les semi-conducteurs de type n comme celui de MARS SURVEYOR 2001.

D'après une étude précédente [Kandel, 1998], une collecte de charges incomplète peut expliquer en partie les écarts entre les mesures et les simulations, mais l'hypothèse d'une précision insuffisante dans la modélisation des phénomènes par le logiciel de simulation GEANT ne peut pas être écartée, en particulier pour les matériaux de faible épaisseur. Notons enfin, qu'une faible erreur sur le diamètre du trou dans le cristal cylindrique de germanium, de quelques dixièmes de millimètres, affecte de façon notable l'efficacité de l'instrument. Il suffirait peut-être de jouer légèrement sur les dimensions du trou ou de la couche morte dans le modèle numérique pour que les écarts se réduisent. Il n'y a cependant pas de raison, a priori, de modifier une dimension particulière du cristal plutôt qu'une autre et les écarts principaux sont très probablement dus à la modélisation approximative du cryostat. Or celui-ci sera abandonné par la suite au profit du modèle de vol qui est plus précis.

La Figure 18 présente une comparaison de l'efficacité de détection calculée et mesurée en fonction de l'angle entre l'axe de symétrie du détecteur et la direction de la source. Pour un angle d'incidence de 0° , nous retrouvons la situation précédente, avec un excès des valeurs obtenues par simulation par rapport aux valeurs mesurées, surtout à basse énergie (quelques centaines de kiloélectronvolts). Un écart semblable existe lorsque l'irradiation se fait dans la même configuration mais en retournant le détecteur dans le cryostat (angle d'incidence égale à 180°), le cristal étant en première approximation symétrique. Pour les autres angles d'incidence, comme précédemment, nous faisons

l'approximation d'un angle solide constant dans la définition de l'efficacité (angle solide sous lequel le détecteur est vu depuis la source de photons).

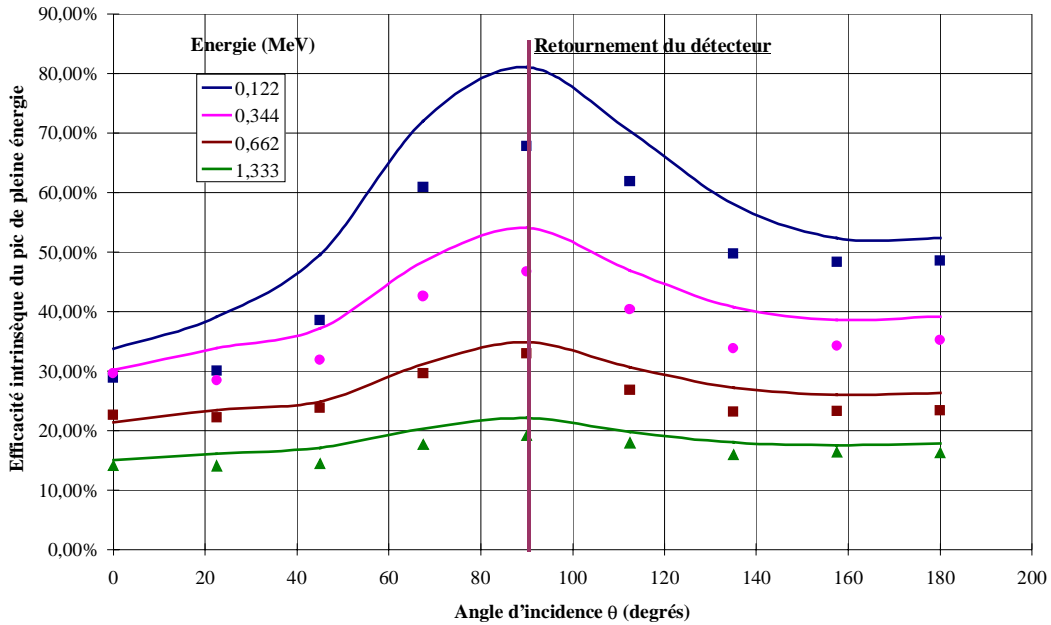


Figure 18. Efficacité intrinsèque de détection en fonction de l'angle d'incidence des photons, pour le spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 en configuration de calibration. Les courbes représentent les valeurs simulées pour différentes énergies ; les points se rapportent aux mesures. La première série (de 0 à 90 °) correspond à la configuration de la Figure 15 ; pour la seconde série (de 90 à 180 °) la tête de détecteur est renversée dans le cryostat.

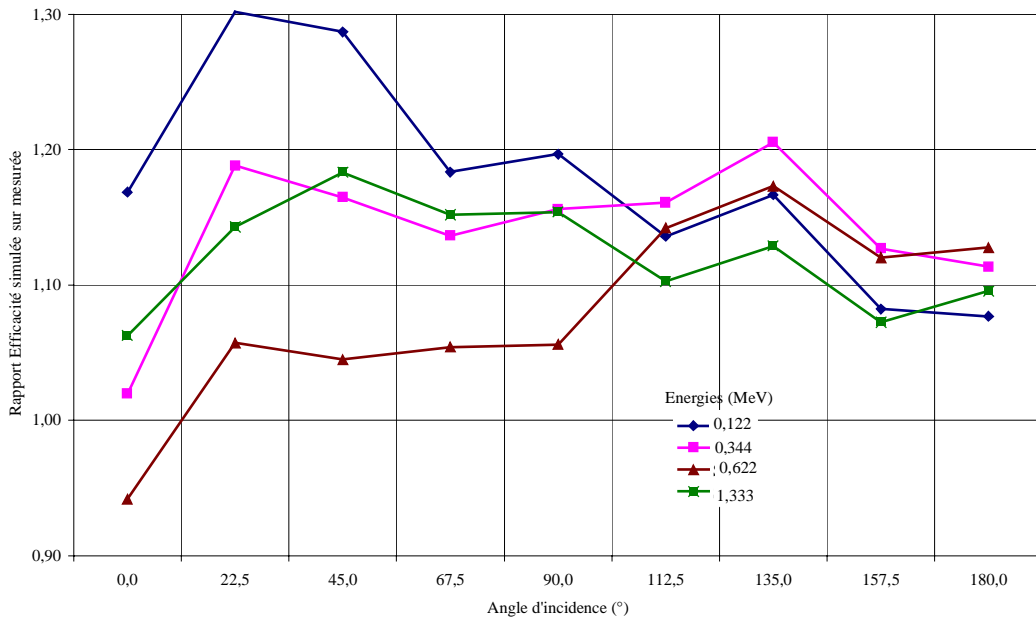


Figure 19. Rapport entre l'efficacité de détection calculée par simulation et la même efficacité mesurée en laboratoire, en fonction de l'angle entre la direction de la source de photons γ et l'axe de symétrie du détecteur. Chaque courbe correspond à une énergie différente.

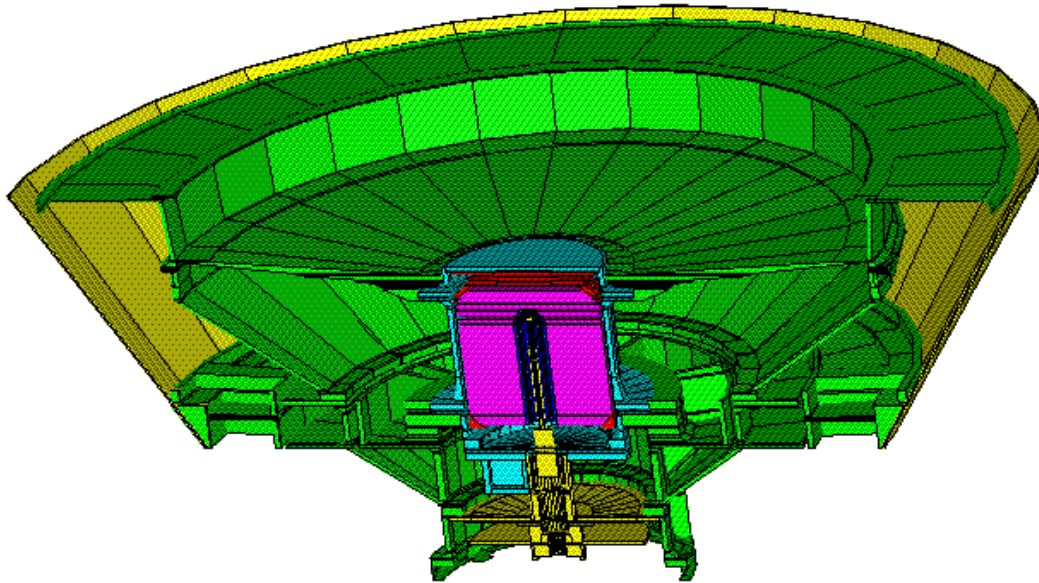


Figure 20. Spectromètre γ de la mission MARS SURVEYOR 2001 en configuration de vol d'après notre modèle numérique. Le radiateur passif (partie supérieure) se compose de deux étages qui rayonnent la chaleur vers l'espace. L'ensemble est entouré d'un bouclier solaire. La partie inférieure renferme l'électronique ; elle est tournée vers la planète Mars.

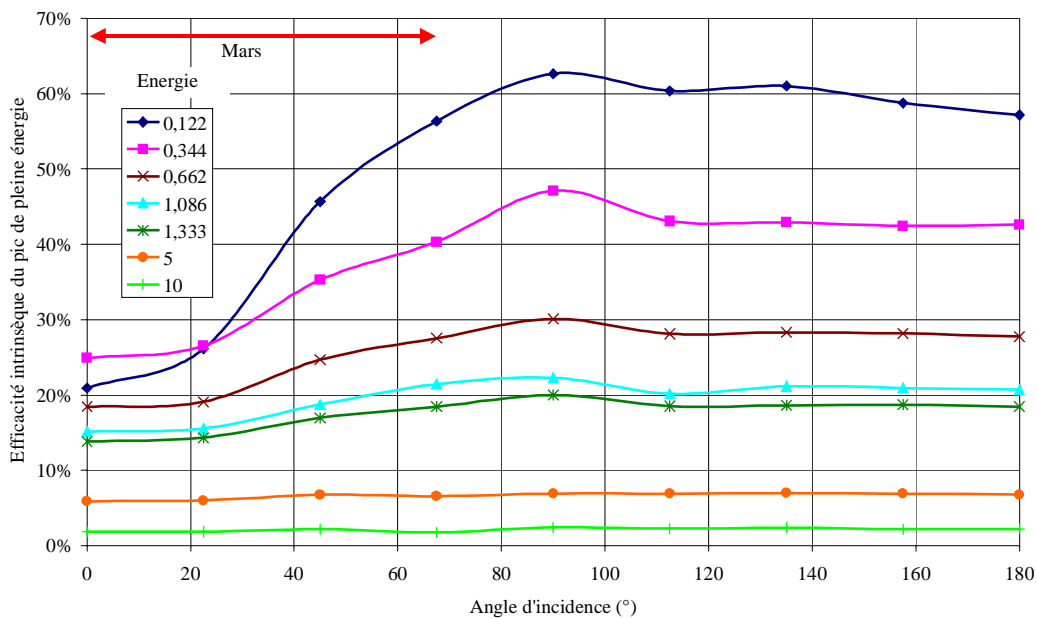


Figure 21. Efficacité intrinsèque de détection en fonction de l'angle d'incidence des photons γ , pour le spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 en configuration de vol. Les courbes représentent les valeurs simulées pour différentes énergies. Un angle de 0° correspond à une source placée dans la direction opposée au radiateur ; la direction de Mars sera proche de quelques degrés et la surface de la planète s'étendra sur plus de 60° comme l'indique la flèche rouge.

Le rapport entre l'efficacité calculée et l'efficacité mesurée, pour chaque énergie, en fonction de l'angle (Figure 19), présente un écart nettement marqué pour un angle d'incidence autour de 22° (en particulier pour la raie à 122 keV). Il faut noter que la partie supérieure de la capsule du détecteur, pièce qui scelle la capsule et porte les connexions électriques, n'est pas du tout symétrique par rapport à l'axe du détecteur. De plus, cette pièce comporte des éléments dont la composition et la densité sont mal connues, en particulier le "getter" qui permet de maintenir le vide à l'intérieur de la capsule. La forme du "pinch-off" est aussi très difficile à modéliser ; il a été remplacé par un cylindre dans notre code de simulation. Ces quelques points peuvent expliquer en partie la variation des écarts entre les simulations et les mesures avec l'angle d'incidence de l'irradiation.

Une étude systématique de la variation de l'écart aux mesures en fonction de l'angle devrait permettre de trouver une fonction de correction qui, appliquée aux résultats des simulations, diminuerait les écarts constatés. La Figure 19 révèle d'ailleurs que cette variation est assez semblable pour toutes les énergies considérées. Il est possible dès à présent de proposer des corrections simples :

- Si les résultats des simulations sont divisés par un facteur de correction constant de 1,14 les écarts maxima entre les simulations et les mesures, initialement de 30%, sont réduits à 20%.
- En choisissant un facteur de correction différent pour chaque domaine d'angle d'incidence, l'écart peut être réduit à moins de 10% pour tous les angles et toutes les énergies. Le Tableau 5 présente ces valeurs obtenues en moyennant les écarts constatés Figure 19 pour chaque domaine angulaire ; mais il n'existe pas de relation mathématique simple qui lierait ces valeurs à l'angle correspondant.

Angle d'incidence	0	22,5	45	67,5	90	112,5	135	157,5	180
Correction	1,05	1,17	1,17	1,13	1,14	1,14	1,17	1,10	1,10

Tableau 5. Facteur de correction, en fonction de l'angle d'incidence, par lequel il faut diviser les résultats des simulations pour obtenir des écarts aux mesures inférieurs à 10% à toutes les énergies.

Une étude ultérieure détaillée de ces écarts, accompagnée d'une prise en compte plus précise des petites pièces dans le modèle, devrait permettre d'améliorer les résultats des simulations et de trouver une fonction de correction qui permette de rapprocher ces résultats des mesures. Les écarts dépendent seulement, a priori, de l'énergie et de l'angle d'incidence, ce qui signifie qu'une fois la fonction de correction établie en fonction de l'angle et de l'énergie, elle doit pouvoir s'appliquer dans n'importe quelle configuration de mesure et de simulation. Il devient alors possible d'utiliser les simulations numériques pour compléter les calibrations, étudier les performances de l'instrument ou participer au traitement des données en tenant compte de cette fonction de correction.

La suite de ces travaux est consacrée au modèle de vol, incluant le radiateur passif, qui n'a pas encore été calibré. Nous avons choisi de ne pas appliquer de fonction de correction aux résultats obtenus pour ce modèle de vol car cette fonction pourrait dépendre de la modélisation du radiateur passif. Il sera d'ailleurs intéressant d'établir cette fonction de correction lorsque ce modèle sera calibré et de la comparer avec le modèle précédent, pour déterminer si les écarts proviennent plutôt : d'un manque de précision dans la modélisation de certaines pièces, de la non-prise en compte de la totalité de la chaîne de mesure ou d'un problème de simulation des phénomènes physiques à l'intérieur du détecteur. En ce qui concerne l'évaluation des sensibilités de mesure du spectromètre γ dans la suite, la non-prise en compte de la fonction de correction n'est pas restrictive : en effet il s'agit de comparer la détection des raies γ en provenance de la planète au bruit de fond instrumental en environnement spatial. Il s'agit donc du calcul d'un rapport et la fonction de correction doit peu intervenir dans le résultat final.

c) Calibration du détecteur dans son radiateur passif.

Dans une étape ultérieure de la construction, le spectromètre sera calibré de la même façon dans son radiateur passif. Cette configuration a aussi été modélisée (Figure 20) et nous présentons dans ce paragraphe les calculs d'efficacité vis à vis d'une source ponctuelle, pour pouvoir comparer ces résultats avec les mesures lorsqu'elles seront faites. Cette comparaison permettra de valider le modèle et, éventuellement, d'établir une fonction de correction qui ajustera les résultats des simulations aux mesures. Il sera alors possible par la suite d'utiliser ce modèle numérique pour interpréter les mesures des abondances chimiques élémentaires du sol martien. La modélisation de la composition des cartes électroniques se base, en partie, sur des analyses rapportées dans la littérature [Dunn et Nicholas, 1998].

La Figure 20 montre la tête de détection du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001, qui a été extraite des modèles précédents et placée dans un système de radiateur passif. Celui-ci consiste en deux plateaux en magnésium qui rayonnent la chaleur de l'instrument vers l'espace et permettent ainsi d'atteindre des températures entre 80 et 90 K. Pour atteindre ces températures, il ne doit pas y avoir de source de chaleur dans le champ de vue du radiateur, comme le Soleil par exemple. Il faut donc prendre garde que le satellite et l'instrument soient orientés correctement pour que le radiateur pointe vers l'espace, la planète Mars se trouvant à l'opposé. Sur les côtés, l'instrument est entouré d'un bouclier aux radiations solaires, il y a aussi une porte amovible qui peut se rabattre sur le radiateur pour le protéger pendant la croisière, si le Soleil passe dans son champ de vue ou pour faire subir un recuit au détecteur. Cette porte et l'interface qui lie l'instrument au bras qui l'éloigne du satellite ne sont pas encore prises en compte dans notre modèle numérique. En revanche, la carte électronique de préamplification a été rajoutée à proximité du détecteur, du côté des connexions électriques qui sont orientées vers Mars. L'axe du détecteur ne coïncidera pas avec la direction du nadir (Figure 22).

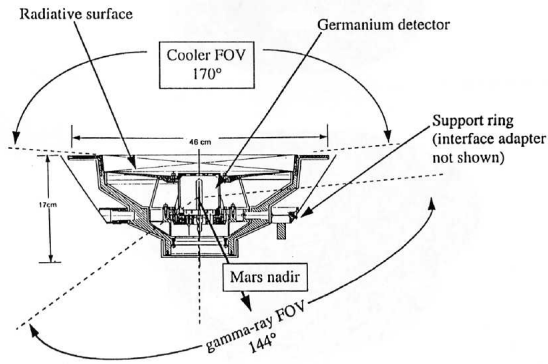


Figure 22. Schéma présentant le champ de vue du radiateur (cooler FOV) tourné vers l'espace et le champ de vue sous lequel le détecteur voit la surface martienne (gamma-ray FOV). L'axe du détecteur ne coïncide pas avec la direction de Mars (nadir). La valeur de l'angle de vue du spectromètre (144°) prend en compte l'atmosphère martienne.

Dans un premier temps, nous avons simulé l'émission d'une source ponctuelle de photons γ placée à 50 cm du centre du cristal de germanium. L'irradiation se fait sur l'ensemble de l'instrument (détecteur plus radiateur passif). Comme précédemment, l'angle solide du détecteur vu depuis la source est supposé constant quel que soit l'angle d'incidence des photons et l'efficacité intrinsèque est calculée à partir du nombre de photons dans cet angle solide. Le résultat est présenté Figure 21. Par convention, un angle de zéro degré correspondra au cas où la source radioactive sera placée dans la direction opposée au radiateur (côté connexions électriques du détecteur).

La Figure 21 montre que l'efficacité intrinsèque, à des énergies inférieures au mégaelectronvolt, diminue fortement pour des angles d'incidence inférieurs à 90°. En effet, du côté opposé au radiateur, les photons doivent traverser beaucoup plus de matière (supports du détecteur, cartes électroniques...) qui arrête les photons les moins énergétiques. Le pic d'efficacité à 90° est moins marqué que dans la configuration précédente (cryostat), car les photons doivent traverser les protections solaires avant d'atteindre le détecteur. Ce pic est dû au fait qu'à 90° le détecteur présente une surface plus grande à la source qu'à 0°, ce qui augmente la probabilité d'interception des photons γ . Cette surface est encore plus grande aux angles intermédiaires, mais cet effet est contrebalancé par le fait que le parcours moyen dans le germanium diminue — car un plus grand nombre de photons incidents arrivent de biais — et par conséquent la probabilité que les photons déposent toute leur énergie dans le germanium diminue aussi.

Au-delà de 1 MeV, l'efficacité de détection est quasiment constante et inférieure ou de l'ordre de 20%. Le maximum d'efficacité est obtenu pour des photons dont l'énergie est de l'ordre de la centaine de kiloelectronvolts : avec un angle d'incidence de 90°, il est égal à environ 63%. Les courbes de l'efficacité à 0,122 keV et à 0,344 keV se croisent pour un angle d'incidence de 0°, cette chute d'efficacité à basse énergie est bien visible sur la Figure 23. Ce phénomène a déjà été identifié dans les mesures de calibration (Figure 17) comme le résultat de l'absorption des photons de basse énergie par le matériel passif qui entoure le détecteur. Dans la configuration de vol, pour un angle d'incidence des photons de 0°, la carte électronique de préamplification vient s'interposer

entre le détecteur et la source, il y a donc encore plus de matériel passif sur la trajectoire des photons que lorsque le détecteur était dans le cryostat. C'est pourquoi l'efficacité diminue à basse énergie lorsque les photons arrivent dans cette direction.

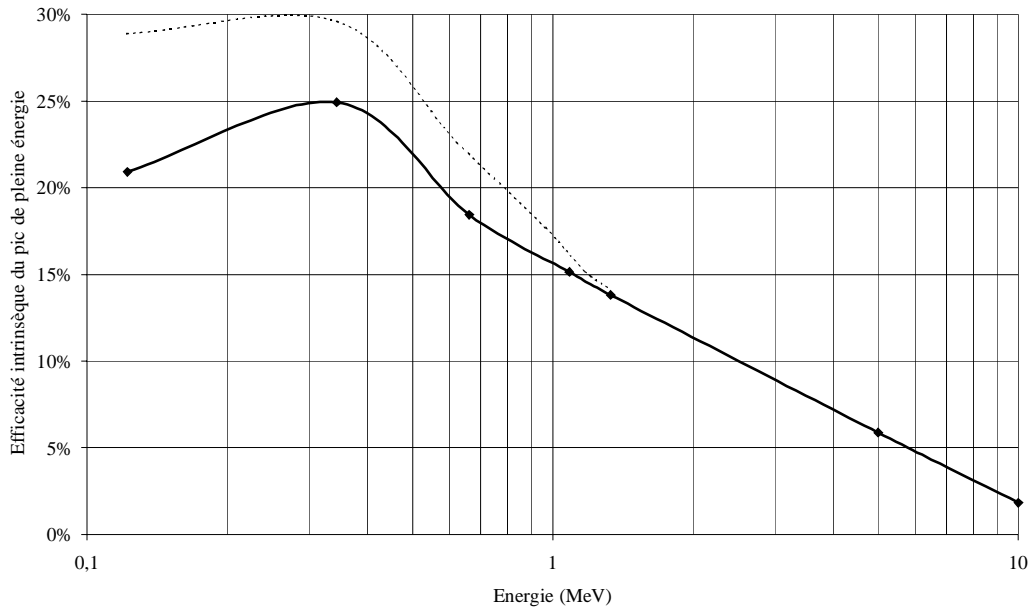


Figure 23. Efficacité intrinsèque du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 en fonction de l'énergie. La source de photons γ est ponctuelle, située dans l'axe du détecteur du côté des connexions électriques. Les mesures dans la configuration précédente (Figure 17) sont reportées en pointillés pour comparaison de l'allure spectrale.

3. Performances du spectromètre gamma.

Une fois muni d'un modèle numérique du spectromètre en configuration de vol, il est possible de déterminer les performances du détecteur γ en environnement martien, c'est-à-dire calculer sa sensibilité vis à vis de quelques éléments chimiques qui émettent des raies nucléaires en provenance de la surface. Le détecteur n'est plus soumis à des sources de photons ponctuelles mais d'une part à une source étendue de photons γ qui transporte l'information à mesurer : la surface martienne, et d'autre part une source étendue de particules et de photons qui viennent perturber la mesure : le rayonnement cosmique. Il faut donc définir la géométrie d'irradiation du détecteur par les différentes sources pour pouvoir simuler leur contribution puis déterminer, soit l'efficacité du détecteur si la source correspond aux raies γ de la surface martienne, soit le niveau de bruit de fond induit par toutes les autres sources. Connaissant l'efficacité de détection du spectromètre vis à vis de la source étendue de photons γ et le niveau de bruit de fond instrumental, nous pourrions évaluer, à partir d'un modèle d'émission des raies nucléaires par la surface, la sensibilité de cet instrument à la composition chimique de Mars.

a) Géométrie des observations.

Le satellite se trouvera à une altitude d'environ 400 km au-dessus de la surface martienne. La planète ayant un rayon de l'ordre de 3.400 km (sans l'atmosphère), l'angle de vue depuis le détecteur est égal à $\sim 127^\circ$. L'axe principal du spectromètre γ ne sera pas en direction normale à la surface, mais comme cet angle n'est pas encore fixé, nous le prendrons égal à zéro.

La première grandeur à calculer, pour caractériser le spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001, est l'efficacité de détection des photons en provenance de la surface martienne. Cette émission n'est pas isotrope et cette anisotropie est encore plus accentuée au sommet de l'atmosphère, comme cela sera démontré à la fin de ce chapitre. Par conséquent, la majorité des photons détectables émis par la surface provient d'un disque au nadir de l'instrument dont le rayon mesure 300 km au sol. L'efficacité du détecteur est donc calculée vis à vis du rayonnement issu de ce disque.

La seconde grandeur à calculer, pour caractériser le spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001, est le spectre de bruit de fond généré par le rayonnement cosmique et le continuum γ émis par la surface martienne. Le rayonnement de chacune de ces contributions est supposé isotrope. Le continuum γ de Mars est supposé venir de la surface et de l'atmosphère, l'angle de vue correspondant est donc de 144° au niveau du satellite. Les autres contributions proviennent de tout l'espace à l'exception des 127° occultés par la planète.

b) Efficacité en orbite martienne.

L'efficacité de détection du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 vis à vis des photons en provenance de la surface martienne a été calculée en simulant un million de photons par bande en énergie. Ces photons sont distribués uniformément sur l'ensemble instrumental faisant face à la planète. Dans le programme de simulation, la détermination de la position initiale des photons se fait sur un disque placé sous l'instrument et dont la dimension (rayon=24,5 cm) couvre toute l'envergure du spectromètre. La direction d'incidence des photons correspond à une émission depuis un disque de 300 km au sol autour du nadir. Dans cette approche, tous les photons incidents sur l'ensemble instrumental sont pris en compte dans le calcul. Par conséquent les valeurs de l'efficacité obtenues sont inférieures aux calculs précédents où seuls les photons incidents *sur le cristal de germanium* étaient considérés ; la capacité de détection reste bien entendue la même. Le résultat est présenté Figure 24.

Comme l'illustre la Figure 24, l'instrument sera a priori plus sensible aux raies de basse énergie, généralement produites par diffusion inélastique des neutrons, qu'aux raies de plus haute énergie (capture de neutron). Cependant la sensibilité dépendra aussi du niveau de bruit de fond qui est généralement plus élevé à basse énergie.

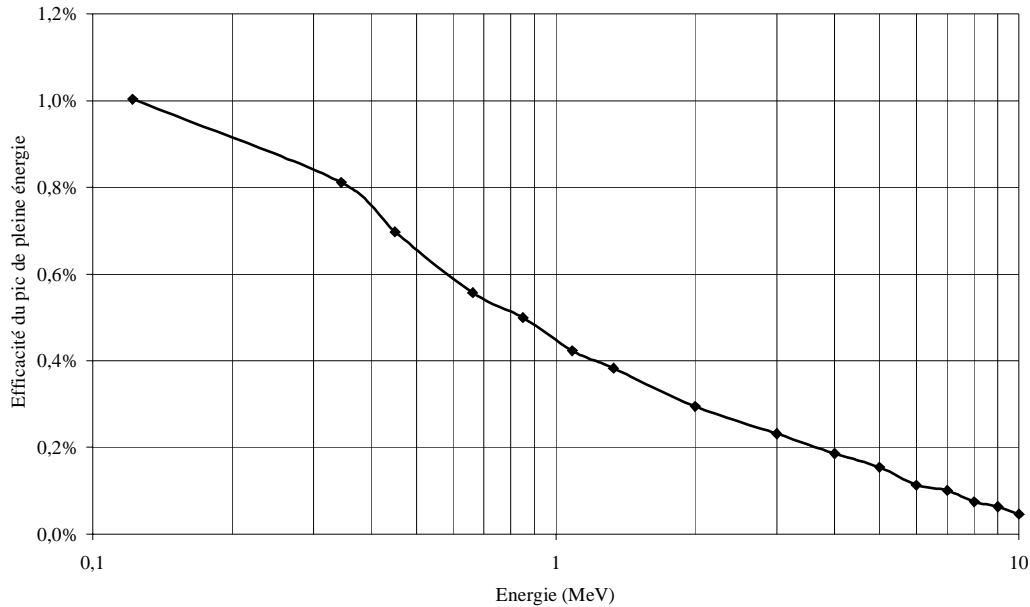


Figure 24. Efficacité de détection du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 lorsqu'il est éclairé par une source étendue représentative de la surface martienne vue depuis 400 km d'altitude.

c) Bruits de fond en orbite martienne.

Diverses contributions du bruit de fond dans le spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 ont été simulées en orbite martienne : les protons et les électrons cosmiques, le fond γ diffus du ciel et le continuum γ de la planète. Le flux de protons simulé a été augmenté d'un facteur 1,4 pour tenir compte des particules alpha (Cf. §I.A.1.b et [Masarik et Reedy, 1994]).

Le spectre du continuum γ de la surface martienne a été évalué à partir des calculs de Masarik, Reedy et Brückner [Masarik et Reedy, 1996 ; Brückner, communication personnelle, 1996]. Ce flux est normalement atténué par l'atmosphère mais, elle-même émet aussi un continuum de photons γ . De plus l'atmosphère absorbe une partie des photons γ de basse énergie dans le spectre du continuum de la surface, mais par ailleurs, elle alimente ces basses énergies en diffusant les photons de plus haute énergie. Par conséquent, le continuum de la surface martienne est simulé tel quel sur le spectromètre et nous supposons qu'il est ainsi représentatif à la fois du continuum du sol atténué et du continuum atmosphérique. C'est pourquoi la distribution angulaire de ce flux dans la simulation prend en compte l'atmosphère.

La Figure 25 présente les spectres des diverses contributions au bruit de fond simulées du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001. Au total, le bruit de fond estimé s'élève à près de 160 coups par seconde. Comme dans le cas de l'instrument CHAMPAGNE, la contribution du continuum planétaire domine le bruit de fond sur une large partie du spectre jusqu'à 7 MeV. La Figure 25 révèle aussi la domination du bruit

de fond engendré par les protons et les particules alpha du rayonnement cosmique entre 7 MeV et 10 MeV. Le fond γ diffus bruite le spectre essentiellement à basse énergie, mais sa contribution est cinq à cent fois plus faible que celle du continuum martien. La participation des électrons cosmiques se situe au moins deux ordres de grandeur en dessous du continuum total, elle peut quasiment être négligée.

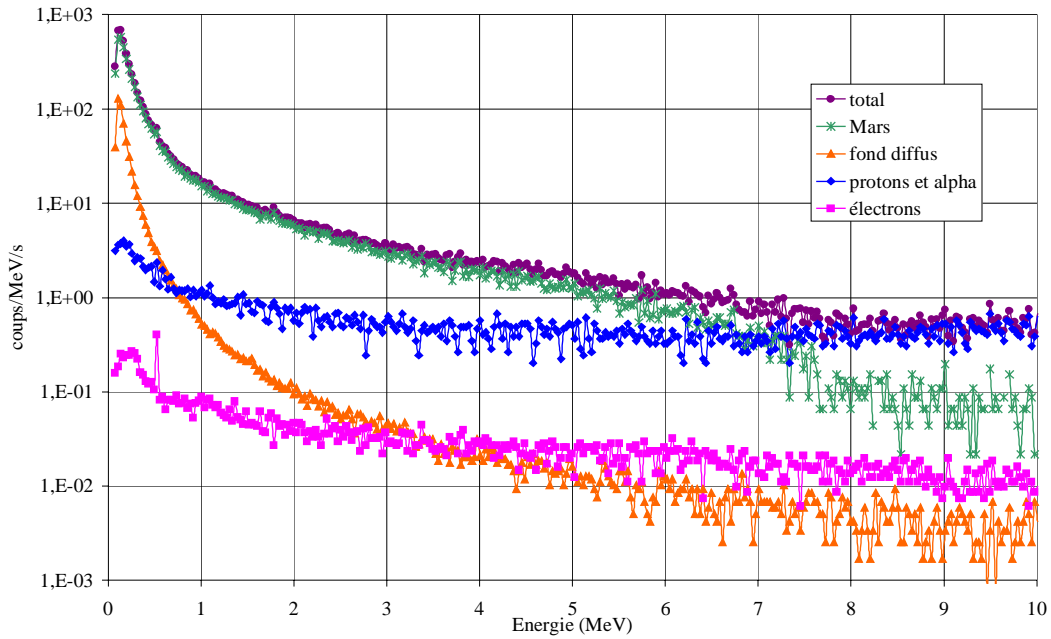


Figure 25. *Diverses contributions du bruit de fond du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001. Les astérisques verts correspondent au continuum γ émis par la surface martienne ; les triangles oranges sont liés au fond diffus cosmique de photons γ ; les losanges bleus représentent la contribution des protons et des particules alpha dans le spectre ; les carrés roses correspondent aux électrons cosmiques. Les ronds violets matérialisent le bruit total.*

Pour être plus complet, il faudrait rajouter le bruit de fond engendré par le satellite, mais il doit être faible puisque l'instrument est placé au bout d'un bras de 6,3 m pour l'éloigner de cette source de bruit. D'autres sources de bruit de fond viennent se rajouter comme le rayonnement γ (instantané et retardé) émis par la matière à proximité du détecteur suite à l'irradiation par le rayonnement cosmique. Il s'agit essentiellement de raies γ émises par le cristal de germanium lui-même et les matériaux qui l'entourent. Comme ces matériaux sont bien connus, ces raies parasites peuvent être identifiées, voire même servir à calibrer le spectromètre en énergie. Cette contribution peut partiellement être évaluée en effectuant une mesure au cours de la croisière du satellite vers la planète Mars, comme l'avait fait l'équipe de MARS OBSERVER [Boynton et al., 1997] ; elle peut ensuite être soustraite des spectres mesurés, nous n'en tiendrons donc pas compte. En définitive, le spectre total obtenu (Figure 25) doit être assez représentatif du niveau de bruit de fond dans le spectromètre. Il peut donc être utilisé pour calculer la sensibilité de cet instrument aux éléments chimiques majeurs de la surface martienne.

d) Sensibilités du spectromètre gamma.

Le calcul de la sensibilité du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 a été fait sur la base de l'efficacité de détection et du niveau de bruit de fond établis précédemment et à l'aide d'un modèle d'émission du sol martien en photons γ [Masarik et Reedy, 1996]. La sensibilité calculée représente l'incertitude relative dans la détermination du flux de photons relatif à un élément chimique, pour un temps de mesure de 38 h (durée nominale d'observation aux pôles) :

$$\Delta s = 100 * \frac{\sqrt{(\Phi_{\gamma} \cdot \varepsilon + C_B \cdot 2\delta E) + C_B \cdot 2\delta E}}{\Phi_{\gamma} \cdot \varepsilon} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} \text{ avec } t=1,368 \cdot 10^5 \text{ s}$$

Le Tableau 6 présente le calcul de Φ_{γ} à partir du modèle d'émission planétaire. Pour chaque élément chimique **X** considéré, le Tableau 6 donne tout d'abord l'énergie E_{γ} en mégaélectronvolts de la raie γ émise par cet élément, l'abondance [**X**] en fraction de masse de cet élément dans le modèle de sol martien et le flux Φ_{atm} de photons γ dans cette raie *au-dessus de l'atmosphère martienne* d'après le modèle de Masarik et Reedy (1986). Les éléments sont classés par ordre croissant de l'énergie des raies émises. Φ_{atm} est exprimé en $\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{mn}^{-1}$, ce flux doit être projeté sur l'ensemble instrumental qui a servi de référence dans le calcul de l'efficacité pour obtenir le flux sur l'instrument en $\gamma \cdot \text{s}^{-1}$, i.e. Φ_{γ} (cf. Tableau 6). La surface irradiée est un disque de 24,5 cm de rayon.

Les calculs numériques précédents donnent aussi directement le bruit de fond instrumental en coups.MeV⁻¹.s⁻¹, i.e. la grandeur C_B . A partir de ces valeurs, le Tableau 7 résume le calcul de Δs pour 38 h de mesure.

X	E_x (MeV)	[X] (frac. de mas.)	Φ_{atm} (γ.cm⁻².mn⁻¹)	Φ_γ (coups.s⁻¹)
Na	0,44	0,0081	0,012	0,3771
U	0,609	0,13ppm	0,023	0,7229
Fe	0,847	0,135	0,231	7,260
Mg	1,369	0,037	0,11	3,457
Ti	1,381	0,0038	0,019	0,5972
K	1,461	0,0012	0,343	10,78
Si	1,779	0,215	0,634	19,93
H	2,223	0,001	0,029	0,9114
Th	2,614	0,45ppm	0,104	3,269
Si	3,539	0,215	0,102	3,206
S	5,424	0,03	0,063	1,980
Cl	6,111	0,007	0,256	8,046
O	6,129	0,466	0,609	19,14
Ca	6,42	0,044	0,038	1,194
Fe	7,632	0,135	0,324	10,18
Al	7,724	0,041	0,024	0,7543

Tableau 6. Calcul du flux de photons γ incidents sur l'ensemble instrumental pour les raies émises par la surface martienne d'après le modèle de Masarik et Reedy (1996). Ce flux est compatible avec la définition de l'efficacité calculée au §b, il est exprimé en $\gamma.s^{-1}$.

Le Tableau 7 reprend le modèle de sol martien précédent (élément chimique, énergie des raies, abondance), le flux Φ_γ de photons qui arrivent sur le détecteur y est reporté, puis sont donnés l'efficacité ε correspondante à ces photons et le niveau de bruit de fond C_B d'après les calculs précédents ainsi que la résolution en énergie δE escomptée. L'avant dernière colonne du tableau donne Δs pour 38 heures de mesure ; à titre de comparaison le Δs équivalent calculé [Boynton et al., 1992] pour la mission MARS OBSERVER est reporté dans la dernière colonne.

X	E_X (MeV)	[X] (f. de mas.)	Φ_γ (γ/s)	ε (%)	C_B ($\text{cps}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	δE (keV)	Δs (38 h)	
							MS'01	MO
Na	0,44	0,0081	0,3771	0,7079	74,348	2,204	82,2	46
U	0,609	0,13ppm	0,7229	0,5921	39,002	2,276	37,9	38
Fe	0,847	0,135	7,260	0,5002	22,150	2,376	3,7	3,2
Mg	1,369	0,037	3,457	0,3778	10,966	2,577	7,4	7,7
Ti	1,381	0,0038	0,5972	0,3762	10,928	2,581	40,8	49
K	1,461	0,0012	10,78	0,3656	10,056	2,611	2,6	3,3
Si	1,779	0,215	19,93	0,3237	8,788	2,728	1,7	1,8
H	2,223	0,001	0,9114	0,2805	5,703	2,878	27,6	28
Th	2,614	0,45ppm	3,269	0,2560	4,252	2,996	7,9	11
Si	3,539	0,215	3,206	0,2070	2,760	3,277	8,4	9,2
C	4,4383	0,006	0,660	0,1720	2,218	3,539	43,0	-
S	5,424	0,030	1,980	0,1369	1,493	3,826	15,9	25
Cl	6,111	0,007	8,046	0,1118	1,133	3,998	4,9	6,4
O	6,129	0,466	19,14	0,1116	1,122	4,002	2,5	4
Ca	6,42	0,044	1,194	0,1080	0,738	4,075	24,2	37
Fe	7,632	0,135	10,18	0,0844	0,694	4,378	4,5	4,6
Al	7,724	0,041	0,7543	0,0820	0,350	4,401	36,0	54

Tableau 7. Sensibilité du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 (MS'01) vis à vis de quelques éléments chimiques dans le sol martien. Le modèle d'émission de la surface est celui de Masarik et Reedy (1996), et les valeurs des sensibilités pour MARS OBSERVER sont celles reportées par Boynton et al. (1992).

Dans l'ensemble, le Tableau 7 montre que la sensibilité du spectromètre γ de MARS SURVEYOR 2001 est meilleure que dans le cas de MARS OBSERVER. Ce résultat est directement lié au volume de germanium actif dans les deux instruments : le cristal de MARS SURVEYOR 2001 a un volume presque 1,5 fois supérieur au cristal de MARS OBSERVER, il est donc tout à fait normal que le spectromètre soit plus sensible. Le fait

que le sodium fasse exception peut s'expliquer, peut-être par l'absence d'anticoïncidence sur MARS SURVEYOR 2001, ce qui implique un bruit de fond relatif plus élevé à basse énergie.

Nous constatons que les éléments majeurs (Fe, Si et O) seront mesurés avec une précision meilleure que 10% au cours de la mission nominale (38 h) avec une résolution spatiale au sol de quelques degrés. D'autres éléments, moins abondants mais présentant une forte émission en γ , peuvent aussi être mesurés avec cette excellente précision : il s'agit de Mg, Cl, K, Th. Avec une sensibilité d'environ 16%, la mesure du soufre est également valable dans ces conditions. Pour obtenir une telle précision pour les autres éléments, il faudra sommer les spectres sur des régions spatiales plus grandes. En particulier, pour l'hydrogène qui est un des objectifs principaux d'exploration, il faudra considérer des pixels environ trois fois plus grand pour avoir une bonne précision (~1 000 km).

Néanmoins la sensibilité de l'instrument à l'hydrogène donnée dans le Tableau 7 correspond à un modèle de sol martien avec 1% d'eau ; si une région a une concentration d'eau plus élevée, la sensibilité sera meilleure. Comme nous l'avons montré au §A.3.b, il est possible de calculer la concentration minimum d'hydrogène nécessaire pour pouvoir faire une mesure à 10% en 38 h. Ce calcul donne $C_{min}(H) = 0,3\%$ au lieu de 0,1% dans le modèle initial, soit un peu moins de 3% d'eau. Cependant l'augmentation de l'abondance d'hydrogène dans le sol va modifier le flux de neutrons car ils y sont très sensibles. Par conséquent la production de photons γ va en être affectée aussi bien dans les raies que dans le continuum. Le calcul de l'abondance minimale d'eau pour faire une mesure précise n'est donc pas aussi immédiat, même si le résultat précédent (3% pour 38 h de mesure) donne déjà un bon ordre de grandeur. Ce calcul peut aussi être mené pour le carbone (abondance nominale 0,6%) : à partir de quelques pourcents ($C_{min}(C) \sim 3\%$) de carbone dans le sol, la mesure de cet élément devient vraiment précise ; cela est particulièrement intéressant dans la mesure des glaces.

Ces résultats montrent que cette mission apportera les réponses escomptées vis à vis des observations dans le domaine γ . Il sera ainsi possible de cartographier l'abondance d'eau dans la proche surface à travers la mesure de l'hydrogène, à condition de rester à l'échelle régionale. La qualité de cette mesure sera renforcée par les observations des flux de neutrons. Par ailleurs, la très bonne sensibilité au silicium permettra de quantifier le rapport poussière sur glace dans les calottes polaires. La mesure du carbone offre aussi une précision satisfaisante lorsque son abondance dépasse quelques pourcents, ce qui permettra la mesure des variations saisonnières des dépôts de glace de CO_2 . L'abondance d'autres éléments volatils comme le chlore pourra aussi être mesurée. La présence ou non de ces éléments révèle l'histoire de roches plus ou moins modifiées dans le sol. La variation de l'abondance des volatils dans l'atmosphère pourra également être étudiée en fonction des saisons. La bonne mesure du fer permettra de vérifier si, comme sur la Lune (voir §III), le fer est un traceur des différents types de sol. De plus, si les

variations de l'abondance de titane d'une région à l'autre sont significatives, il sera possible de dresser des diagrammes ternaires de type Ti-Th-Fe qui permettent une classification minéralogique des sols. De manière plus générale, la cartographie des éléments majeurs ou des éléments radioactifs permettra de caractériser les différentes entités géologiques qui seront identifiées.

C. Eléments de cartographie.

Le but de la spectrométrie γ en planétologie est la réalisation de cartes des concentrations chimiques des principaux éléments qui constituent la surface planétaire observée. Dans cette étape du traitement des données, l'émission γ par la surface est généralement supposée isotrope sur 2π sr. Avec une meilleure connaissance des lobes d'émission au sol, il est certainement possible d'améliorer la construction de ces cartes.

1. Construction des cartes.

Les spectres sont mesurés sur des intervalles de temps courts (de l'ordre de 30 s) durant la révolution du satellite autour de la planète. Chaque spectre obtenu est rattaché à une région de la planète en fonction de la position du satellite au moment de l'acquisition. Les spectres sont cumulés à chaque nouveau passage du satellite au-dessus de la même région, afin d'obtenir un temps d'observation pour chaque pixel de plusieurs heures, ce qui permet d'avoir une bonne sensibilité. La taille du pixel découle directement de la résolution spatiale du spectromètre qui est approximativement égale à ~80% de l'altitude, soit 300 km pour un satellite à 400 km d'altitude [Reedy *et al.*, 1973].

En pratique, les photons mesurés durant 30 s proviennent de toute la calotte planétaire visible depuis le détecteur, mais les flux de photons en provenance du nadir sont beaucoup plus intenses que ceux en provenance de l'horizon à cause des différences de distance et de l'épaisseur de l'atmosphère. Ainsi, le nadir contribue beaucoup plus au spectre que l'horizon et nous pouvons assigner la mesure à un pixel de quelques degrés de côté (en longitude et latitude à l'équateur). Cette approche montre aussi l'importance de l'étude de l'efficacité de détection en fonction de l'angle d'incidence du photon γ , le spectromètre pouvant être plus sensible dans une direction que dans une autre.

L'étude des lobes d'émissions des photons γ à la surface va permettre de vérifier si l'hypothèse d'une émission isotrope sur 2π sr est acceptable ou, le cas échéant, d'améliorer le processus de cartographie.

2. Lobes d'émission gamma.

Le calcul du lobe d'émission consiste à établir la formule mathématique de transport des photons γ depuis leur lieu d'émission jusqu'au satellite en tenant compte de l'atmosphère et de la géométrie sphérique de la planète.

L'éclairement dE ($\text{photon} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) d'un détecteur isotrope, i.e. qui a la même efficacité de détection dans toutes les directions, par un élément de surface dS de luminance L_S ($\text{photon} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) à la distance d s'écrit :

$$dE = L_S \frac{dS \cdot \cos(i)}{d^2} \text{ où } i \text{ est l'angle entre la normale à } dS \text{ et la direction du détecteur.}$$

a) De la surface au détecteur.

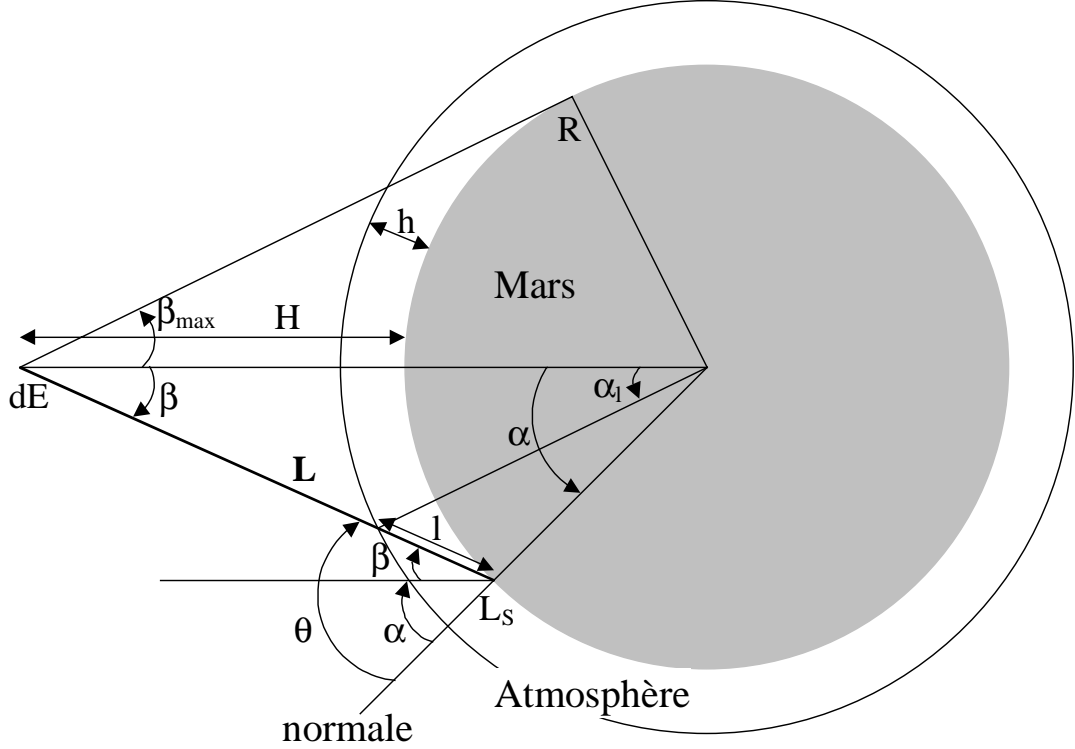


Figure 26. Schéma représentant les angles et les distances dans la formule de l'éclairement dE d'un satellite par un élément de surface martienne de luminance L_S .

Soit la luminance L_S de la surface martienne et μ_a le coefficient d'absorption dans l'atmosphère martienne des photons γ (en cm^{-1}). Le coefficient d'absorption dans l'atmosphère dépend de l'énergie, il sera supposé constant en fonction de l'altitude pour simplifier les calculs, par conséquent μ_a ne dépend pas de la longueur d'atmosphère traversée. D'après l'équation précédente et la Figure 26, nous pouvons écrire :

$$dE = L_S \frac{dS \cdot \cos(\alpha + \beta)}{L^2} e^{-\mu_a l(\beta)} \text{ avec } dS = R^2 \sin(\alpha) d\alpha d\varphi$$

$$E = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\alpha_{\max}} L_S \frac{\cos(\alpha + \beta)}{L^2} R^2 \sin(\alpha) \cdot e^{-\mu_a l(\beta)} d\alpha$$

$$\text{or } \begin{cases} R \sin(\alpha) = L \sin(\beta) \\ R \cos(\alpha) + L \cos(\beta) = H + R \end{cases} \text{ d'où}$$

$$E = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\beta_{\max}} L_S \sin(\beta) \cdot e^{-\mu_a l(\beta)} d\beta \text{ avec } \sin(\beta_{\max}) = R/(R+H).$$

Notons au passage que

$$\begin{cases} \sin(\alpha_l + \beta) = \frac{R+H}{R+h} \sin(\beta) \\ \sin(\alpha + \beta) = \frac{R+H}{R} \sin(\beta) \end{cases}$$

b) De l'émetteur à la surface.

Dans cette partie, le calcul concerne le transport des photons γ depuis leur point d'émission dans le sol jusqu'à la surface. Seuls les photons γ qui ont conservé leur énergie d'origine sont considérés puisque ce sont eux qui forment les raies représentatives de la composition chimique. Par conséquent les diffusions sont prises comme des pertes. Par ailleurs, la profondeur maximale d'origine des photons γ est suffisamment petite devant le rayon de la planète Mars pour que nous puissions considérer le cas d'un plan semi-infini.

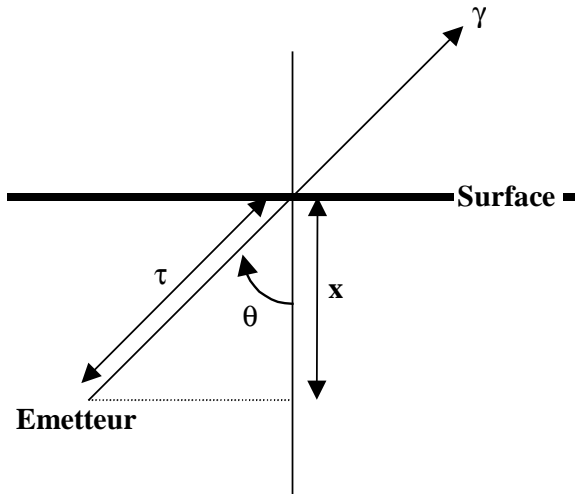
Soit τ la profondeur optique depuis la surface vers l'intérieur de la planète. L'équation de transfert dans le sol à une énergie donnée est :

$$L_S = L(0) \cdot e^{-\tau_{\max}} + \int_0^{\tau_{\max}} \frac{j(\tau)}{\mu_s(\tau)} e^{-\tau} d\tau$$

$$\tau : \text{profondeur optique le long du chemin } s \quad \tau(s) = \int_0^s \mu_s(s') ds'$$

μ_s : coefficient d'absorption du sol (m^{-1})

j : émissivité ($\gamma \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)



Nous posons $\tau_{\max} = \infty$ et $\theta = \alpha + \beta$; soit la profondeur x sous la surface (plane), alors : $x = s \cos(\theta)$ (figure ci-contre). Le coefficient d'absorption du sol, μ_s , est supposé constant dans la couche de surface considérée. Le nombre de photons émis à la surface par centimètre carré et par stéradian dans la direction θ est donc égal à :

$$L_S = \int_0^{\infty} j(x) \frac{e^{-\frac{\mu_s \cdot x}{\cos(\theta)}}}{\cos(\theta)} dx \text{ (en } \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}\text{)}$$

Cette équation peut être intégrée analytiquement si j est indépendant de la profondeur x . Dans ce cas $L_S=j/\mu_s$ est indépendant de θ : l'émission de photon est isotrope. Mais l'émission des photons γ dans le sol est intimement liée aux flux de neutrons et de protons, or ces flux dépendent de la profondeur sous la surface (cf. §III.A.3). Par conséquent, en dehors des éléments radioactifs naturels qui peuvent être répartis uniformément dans les premiers décimètres du sol, l'émission de photons γ par une surface planétaire n'est pas isotrope.

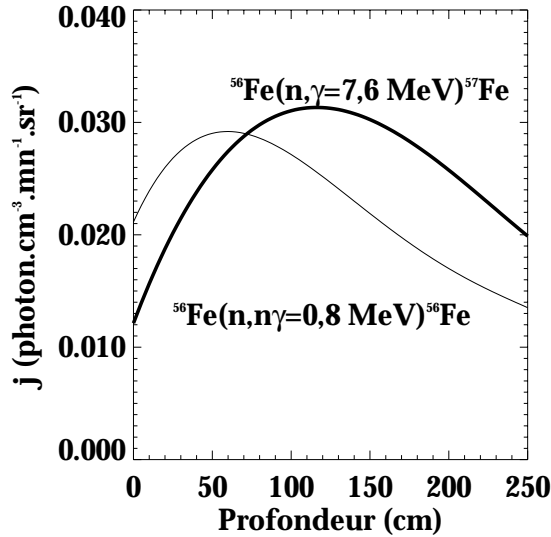


Figure 27. Taux d'émission de photons γ pour deux raies du fer dans la surface martienne en fonction de la profondeur sous la surface. La courbe en gras correspond à un rayonnement de capture ($E_\gamma=7,6$ MeV), l'autre courbe représente un rayonnement inélastique ($E_\gamma=0,8$ MeV). Ces courbes sont issues des travaux de Masarik et Reedy (1996).

Nous avons appliqué cette formule à deux raies du fer pour illustrer le comportement de L_S à la surface martienne. Nous avons trouvé dans la littérature [Masarik et Reedy, 1996] un modèle d'émission de la raie de capture $^{56}\text{Fe}(n, \gamma=7,6 \text{ MeV})^{57}\text{Fe}$ et de la raie de diffusion $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma=0,8 \text{ MeV})^{56}\text{Fe}$ en fonction de la profondeur (Figure 27). Les coefficients d'absorption μ_s de ces photons par le sol martien sont respectivement de $2,47 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ et $7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. La Figure 28 présente la distribution angulaire de L_S obtenue pour ces deux raies du fer. L'émission n'est effectivement pas isotrope puisqu'il y a un déficit de photons vers l'horizon. L'écart à l'isotropie est plus marqué à haute énergie (rayonnement de capture) qu'à basse énergie (rayonnement inélastique). Cela provient certainement du fait que les photons de plus haute énergie proviennent, en majorité, d'une profondeur plus grande. En effet il est clairement montré sur la Figure 27 que dans les premiers décimètres de la surface, la source de photons de 7,6 MeV est plus profonde que la source de photons de 0,8 MeV à intensité égale. Or les photons qui arrivent à la surface avec leur énergie initiale proviennent de cette partie supérieure du sol. Comme dans le cas des photons de 7,6 MeV la source est plus profonde, les photons qui se déplacent en direction de l'horizon ont plus de matière à traverser ; ils sont par conséquent plus absorbés, ce qui explique l'écart à l'isotropie en surface.

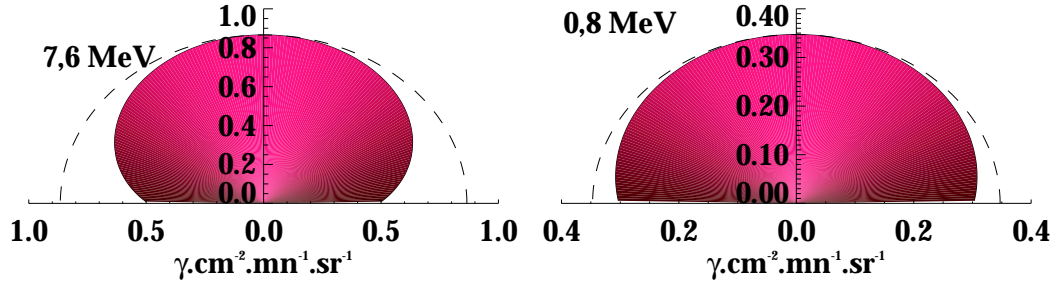


Figure 28. Diagramme polaire du lobe d'émission, à la surface de Mars, de photons γ issus des atomes de fer. L'axe des ordonnées est normal à la surface. A gauche la production de photons de 7,6 MeV se fait par capture, à droite la production de photons de 0,8 MeV se fait par diffusion inélastique. Les pointillés représentent l'isotropie.

A partir de l'expression de L_s , en posant $S(x)$ le taux d'émission de photons sur 4π sr à la profondeur x ($S(x)=j(x)*4\pi$) et en intégrant sur tous les angles solides à la surface, nous retrouvons l'expression du taux d'émission F de photons par la surface [Evans et al., 1990] :

$$F = \int L_s d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) d\theta \int_0^{\infty} \frac{S(x)}{4\pi \cdot \cos(\theta)} e^{-\mu_s \cdot x / \cos(\theta)} dx$$

c) De l'émetteur au satellite.

D'après les équations précédentes, l'éclairement du satellite par un élément de surface du sol est relié à la fonction d'émission sous la surface par :

$$\frac{dE}{dS} = L_s \frac{\cos(\theta)}{L^2} e^{-\mu_a l(\beta)} \quad \text{or} \quad \frac{L}{\sin(\alpha)} = \frac{R}{\sin(\beta)} \quad \text{d'où}$$

$$\frac{dE}{dS} = \frac{\cos(\theta) \sin^2(\beta)}{R^2 \sin^2(\alpha)} e^{-\mu_a l(\beta)} \int_0^{\tau_{\max} \cos(\theta) / \mu_s} j(x) \frac{e^{-\mu_s \cdot x / \cos(\theta)}}{\cos(\theta)} dx$$

en $\text{photon} \cdot (\text{cm}^2 \text{ de satellite})^{-1} \cdot (\text{cm}^2 \text{ de sol})^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

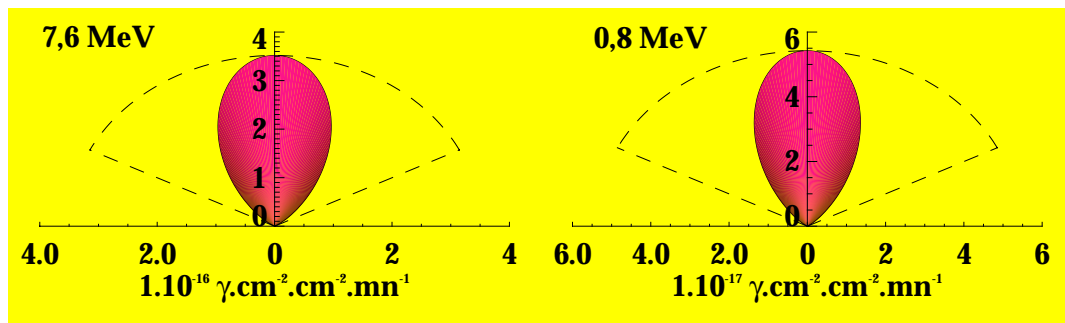


Figure 29. Diagramme polaire de l'éclairement du satellite par un élément de surface pour les deux raies du fer (à 7,6 MeV à gauche et 0,8 MeV à droite). L'angle entre l'axe des ordonnées et le point considéré représente l'angle entre le nadir du satellite et l'élément émetteur de surface planétaire, vu depuis le satellite. Les pointillés représentent un éclairement isotrope dans la limite du champ de vue de la planète.

A l'aide de cette fonction, il est possible de calculer l'éclairement du satellite par un élément de surface en fonction de l'angle β entre le nadir et la direction de cet élément de surface vu depuis le satellite à 400 km d'altitude. La Figure 29 présente le résultat de ce calcul pour les deux raies du fer présentées §b ; le coefficient d'absorption par l'atmosphère martienne est pris égal à $2,15 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$ pour la raie à 7,6 MeV, et à $6,93 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$ pour la raie à 0,8 MeV. La Figure 29 montre bien qu'un élément de surface au nadir participe beaucoup plus au flux total de photons sur le satellite qu'un élément au bord de la calotte martienne visible par le satellite. L'éclairement par unité de surface martienne diminue très vite au fur et à mesure que l'élément de surface considéré s'éloigne du nadir. En effet, l'intensité du rayonnement varie avec la distance L au point d'émission en $1/L^2$ et en s'éloignant du nadir, ce point s'éloigne du satellite ; de plus la hauteur d'atmosphère traversée augmente aussi avec β , les photons sont donc plus absorbés. L'allure des lobes présentés Figure 29 est semblable pour les deux raies du fer : la différence d'anisotropie au sol est complètement masquée par l'effet de la traversée atmosphérique. Il est donc acceptable sur Mars de considérer une émission isotrope de photons γ au sol (mais pas en haut de l'atmosphère) car l'anisotropie est masquée par l'effet important de l'atmosphère. En revanche, sur un corps dépourvu d'atmosphère comme la Lune, l'émission au sol ne peut pas être considérée comme isotrope.

Il est intéressant aussi de calculer l'éclairement du satellite par une couronne à la surface autour du nadir entre les angles β_- et β_+ :

$$E_{\alpha} = 2\pi \int_{\beta_-}^{\beta_+} \int_0^{\tau_{\max} \cdot \cos(\alpha_2 + \beta) / \mu_s} j(x) \frac{e^{-\mu_s \cdot x / \cos(\alpha_2 + \beta)}}{\cos(\alpha_2 + \beta)} dx \cdot \sin(\beta) e^{-\mu_a \cdot l(\beta)} d\beta$$

en $\text{photon} \cdot (\text{cm}^2 \text{ de satellite})^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

Nous venons de voir que l'éclairement du satellite diminue rapidement lorsque l'élément de surface considéré s'éloigne du nadir. Mais, a contrario, la surface de la couronne qui inclue cet élément est de plus en plus grande. Par conséquent, la majorité des photons qui arrivent sur le satellite ne viennent pas du nadir mais d'une couronne autour du nadir. A partir de cette grandeur, nous avons calculé l'éclairement cumulé du satellite par les couronnes successives. Cette approche est plus représentative de ce que reçoit réellement le satellite puisque toute la surface visible de la planète est prise en compte. La Figure 30 présente l'éclairement cumulé du satellite dans trois cas différents : émission isotrope à la surface martienne, raie du fer à 7,6 MeV et raie du fer à 0,8 MeV. Dans les trois cas l'éclairement a été normalisé à 100%, et il est représenté en fonction de l'angle, mesuré depuis le centre de la planète, représentant la portion de surface prise en compte autour du nadir. La Figure 30 montre que malgré tout, la non-isotropie de l'émission au niveau du sol a un effet sur l'éclairement du satellite : la majorité des photons proviennent d'une surface plus restreinte autour du nadir lorsqu'il y a un effet d'anisotropie au sol, ce qui est normal puisque nous avons vu que l'émission se faisait surtout vers le zénith. Mais l'effet est plus prononcé à basse énergie puisque les photons

sont plus facilement absorbés ou diffusés par l'atmosphère qui "élimine" les photons qui viennent de l'horizon. Ainsi, 50% de l'éclairement du satellite provient d'une calotte de $5,7^\circ$ d'ouverture, soit 338 km de rayon dans le cas de l'isotropie ; $5,3^\circ$ d'ouverture, soit 312 km à 7,6 MeV ; $4,3^\circ$ d'ouverture, soit 256 km à 0,8 MeV. Ces valeurs indiquent directement la résolution spatiale de l'instrument et nous voyons que la prise en compte de la non-isotropie permet de l'améliorer.

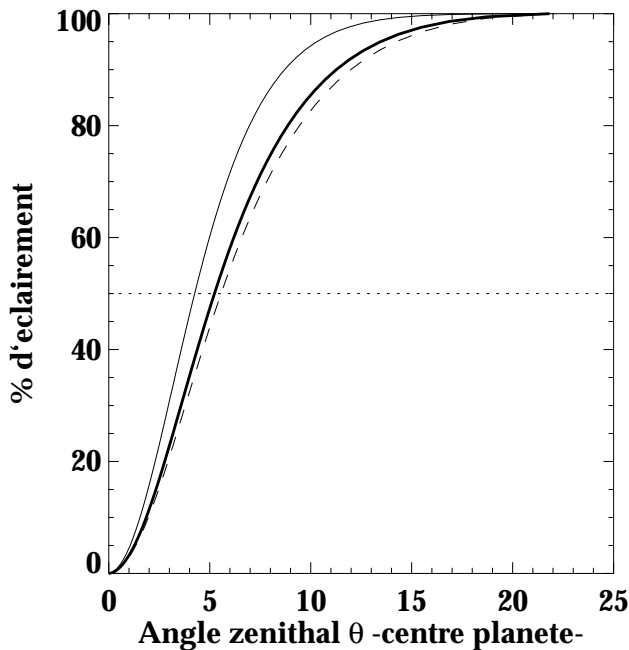


Figure 30. Eclairement ($\gamma \text{cm}^2 \cdot \text{mn}^{-1}$) cumulé du satellite par une calotte de surface martienne dont l'angle d'ouverture depuis le centre de la planète est placé en abscisse. Les pointillés correspondent au cas d'une émission isotrope en surface. La courbe en gras représente l'éclairement dû à la raie du fer à 7,6 MeV, l'autre courbe correspond à l'autre raie du fer à 0,8 MeV.

3. Effets d'absorption et de pupille de l'atmosphère.

Pour pouvoir faire de la spectrométrie γ en orbite d'une planète possédant une atmosphère, il faut que celle-ci soit suffisamment fine pour ne pas absorber ou diffuser les photons en provenance du sol. C'est le cas sur Mars où l'atmosphère va jouer un rôle de pupille en éliminant les photons qui viennent de l'horizon. Pour illustrer cet effet, nous reprenons l'équation donnant dE/dS , le nombre de photons reçus par centimètre carré de satellite et émis par centimètre carré de sol, en fonction de la position de l'émetteur à la surface de la planète (position repérée par l'angle au centre de la planète).

La Figure 31 montre, dans le cas de la raie du fer à 0,8 MeV, la grandeur dE/dS avec ou sans atmosphère. Nous voyons clairement d'une part un effet d'absorption (décalage vertical) et d'autre part un effet de pupille (décalage horizontal) résultant du premier effet. Du coup, au lieu d'observer toute la surface visible depuis le satellite, le détecteur est sensible à une surface bien plus réduite sous le satellite. En d'autres termes, à instrumentation et altitude égales, la résolution spatiale sur Mars sera meilleure que sur la Lune grâce à l'atmosphère martienne, en contrepartie la transmission des photons depuis la surface vers le satellite sera moins bonne sur Mars.

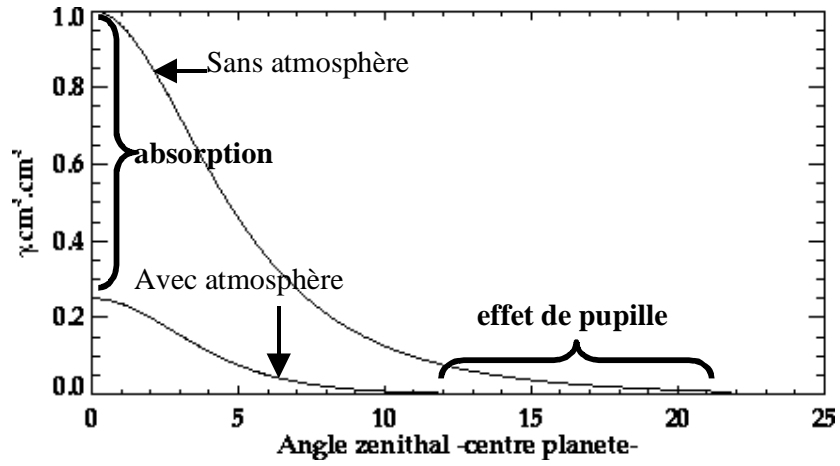


Figure 31. Effet de l'atmosphère sur l'éclairement du satellite par un élément de surface repéré par l'angle zénithal au centre de la planète. L'éclairement est calculé pour la raie du fer à 0,8 MeV avec et sans atmosphère. Les courbes sont normalisées par la valeur maximale dans le cas sans atmosphère.

Chapitre III. Etude des flux de neutrons produits dans les surfaces planétaires.

Les neutrons et les photons γ issus des surfaces planétaires sont étroitement liés par leur formation ; les informations qui peuvent être retirées de leur observation sont complémentaires. Les travaux précédents sur les rayonnements γ peuvent donc être enrichis par l'étude des flux de neutrons produits dans les sols. Ces neutrons permettent de caractériser et de définir l'extension des unités géologiques majeures, de rechercher la présence de glace d'eau et sa distribution verticale... Notre objectif est d'isoler et de comprendre les critères qui influencent les spectres de neutrons observés.

Le travail présenté ici est centré sur les neutrons rapides, situés dans un intervalle en énergie assez peu documenté dans ce domaine. Nous avons pu confronter les résultats aux observations récentes de LUNAR PROSPECTOR et apporter une contribution originale à l'exploitation des données.

Le problème des nucléides cosmogéniques produits, pour la majeure partie, par les neutrons est aussi abordé au cours de ce chapitre. Ces éléments permettent d'une part d'étudier le rayonnement cosmique sur de grandes échelles de temps et, d'autre part, nous permettront dans l'avenir d'affiner l'analyse du bruit de fond instrumental des spectromètres.

A. Simulation des flux de neutrons.

La simulation des flux de neutrons dans les surfaces des corps du Système Solaire peut être divisée en deux étapes. Tout d'abord la production des neutrons suite à l'interaction du rayonnement cosmique dans le sol. Puis, à partir de la distribution des neutrons créés, il faut simuler le transport et la modération des neutrons. Il est possible de faire numériquement ces calculs en utilisant des modèles d'interactions nucléaires dans la première partie et des bibliothèques de sections efficaces de diffusion et de capture dans la seconde. HETC & ONEDANT et LAHET & MCNP sont des exemples de couples de programmes informatiques capables de faire ces simulations ; il existe aussi des programmes, comme HERMES ou GEANT, qui traitent à la fois la production et le transport. Un nouveau code a été développé, il est basé sur les modules GEANT construits par le CERN. Ce choix comporte plusieurs avantages :

- Tout d'abord, la souplesse de programmation autour de GEANT permet de contrôler un grand nombre de variables au cours des calculs. Ainsi il est possible d'étudier la distribution des neutrons en fonction de leur énergie, de leur profondeur, de leur direction, de la composition chimique... Cette souplesse permet aussi d'ajouter des modules de calculs qui adaptent GEANT à nos besoins.
- Contrairement aux travaux précédents, qui utilisaient un système formé de deux programmes, il est possible de calculer à la fois la production et la modération des neutrons à chaque exécution du code. Cela nous évite de

faire l'hypothèse peu justifiée selon laquelle la production de neutrons est indépendante de la composition du sol.

- Le module GCALOR de GEANT permet de suivre la modération des neutrons jusque dans les domaines thermiques en dessous de l'électronvolt (pour une température du milieu de 300 K initialement). Nous pouvons donc simuler tout l'historique des neutrons et les étudier à toutes les énergies.
- Le CERN met GEANT régulièrement à jour pour améliorer les résultats des calculs et utiliser les meilleures sections efficaces de réaction.

Les calculs reposent sur la méthode statistique de Monte Carlo appliquée à un grand nombre de particules. Cette méthode permet de reproduire la distribution de probabilité d'une fonction connue à partir d'une série de nombres aléatoires ou pseudo-aléatoires. Les particules sont suivies individuellement et leurs trajectoires sont calculées à l'aide de tirages aléatoires en fonction des sections efficaces calculées pour le milieu traversé.

Un modèle d'émission neutronique par une surface planétaire de composition donnée a donc été développé.

1. Modélisation d'un volume de surface planétaire et de sa composition.

Le problème consiste à simuler l'irradiation d'une surface par un flux isotrope de particules. Les surfaces considérées sont simples, c'est-à-dire exemptes de tout relief (sphère parfaite) et de composition uniforme. Cela permet de restreindre le calcul à une petite portion du sol et de l'extrapoler ensuite à l'ensemble de la surface, la précision des résultats s'en trouve augmentée puisque la statistique est meilleure. Diverses compositions peuvent être simulées pour voir les différences de comportement des neutrons d'une région à l'autre mais les problèmes de frontière ne sont pas pris en compte. En revanche il est possible de considérer une structure verticale sur la profondeur, par exemple une couche de glace souterraine.

a) Forme et densité

Pour augmenter la statistique et donc réduire les erreurs de calcul, nous simulons l'irradiation du rayonnement cosmique en un point de la surface. Dans la pratique, ce point irradié a une certaine aire ; le flux obtenu est donc rapporté à un élément de surface δS . Ce résultat est ensuite intégré sur l'ensemble de la surface pour obtenir le flux total de neutrons dans le sol planétaire. Cette approche est aussi justifiée par le fait qu'il est très difficile de simuler un corps de dimension planétaire pour ensuite suivre les particules sur quelques centimètres.

Aux dimensions caractéristiques de propagation des particules dans les sols, la courbure d'une planète est négligeable. Par conséquent, une portion de surface planétaire peut être modélisée par un cylindre : une des deux sections représente la surface, la hauteur du cylindre représentant l'épaisseur de la couche étudiée. Dans les simulations, le cylindre est suffisamment grand et dense pour qu'aucune particule secondaire ne s'échappe ailleurs que par la surface. Une série d'essais nous a permis de déterminer qu'un cylindre de diamètre et de hauteur égales à 12 m et de densité 3 g.cm^{-2} répondait amplement à ces exigences.

Dans le cas d'un corps plus petit, comme une météorite ou une comète, l'objet sera modélisé par une sphère de dimension et de densité correspondantes au corps étudié. L'irradiation se fait toujours en un point de la surface.

Le volume simulé peut être divisé en couches successives lorsque l'étude porte sur la production et le spectre d'équilibre des neutrons dans le sol. Ces processus sont en effet nettement dépendants de la profondeur. La taille des couches doit être suffisante pour avoir une statistique satisfaisante dans chacune d'elles.

b) Composition

Toutes les compositions chimiques décrites par les abondances individuelles des atomes peuvent être simulées. De plus, la composition d'une couche à une autre peut changer. Plusieurs cas représentatifs des sols planétaires peuvent ainsi être modélisés. Les compositions chimiques reportées dans la littérature servent de point de départ.

Dans le cas de la Lune, les compositions proposées dans le Tableau 8 [Metzger et Drake, 1990 ; Feldman et al., 1991] permettent de modéliser les principaux types de terrains lunaires : les continents (anorthosite, norite et météorite lunaire), les KREEP caractérisés par une abondance en potassium plus importante et les mers (APOLLO 12, 11 et 17 qui se distinguent par leur abondance en titane). Les continents sont nettement plus pauvres en fer et en titane que les mers lunaires.

	FAN [†]	Norite	Météorite lunaire	KREEP	Basaltes		
					APOLLO 12	APOLLO 11	APOLLO 17
O	45,608	45,630	44,871	44,184	41,768	42,275	41,092
Na	0,445	0,445	0,252	0,601	0,200	0,297	0,297
Mg	0,507	6,452	3,998	3,498	5,397	4,583	6,000
Al	17,624	10,956	13,602	8,002	5,102	7,039	4,599
Si	20,661	22,904	21,301	24,998	21,301	19,866	18,001
S	-	-	-	-	-	0,080	-
K	-	0,224	0,020	1,046	0,005	0,116	0,040
Ca	13,593	9,434	10,699	6,497	7,597	8,505	7,397
Ti	0,078	0,132	0,198	1,001	2,302	4,615	7,798
Cr	-	0,198	0,089	0,253	0,328	0,205	0,301
Mn	-	0,085	0,060	0,150	0,201	0,155	0,201
Fe	1,485	3,809	4,601	8,504	15,904	12,204	14,201

[†] Anorthosite

Tableau 8. Compositions chimiques utilisées pour représenter les sols lunaires. Les abondances sont données en pourcentage de masse. La densité fixée pour chacun de ces modèles est de 3 g.cm^{-3} .

Pour Mars (Tableau 9) nous utilisons la composition moyenne du sol proposée dans plusieurs autres travaux [Evans et Squyres, 1987 ; Boynton et al., 1992 ; Masarik et Reedy, 1996]. Les abondances chimiques utilisées ont été déterminées à partir des observations faites sur le site d'atterrissage de VIKING et de la concentration des éléments mineurs dans des météorites SNC.

Mars ($\rho=1$)										
H	0,1		Al	4,1		Ti	0,38		La	$2,1 \cdot 10^{-4}$
C	0,6		Si	21,5		Cr	0,15		Sm	$1,38 \cdot 10^{-4}$
N	0,1		S	3,0		Mn	0,34		Gd	$2,2 \cdot 10^{-4}$
O	46,6		Cl	0,7		Fe	13,5		Lu	$0,22 \cdot 10^{-4}$
Na	0,81		K	0,12		Co	$33 \cdot 10^{-4}$		Th	$0,45 \cdot 10^{-4}$
Mg	3,7		Ca	4,4		Ni	$52 \cdot 10^{-4}$		U	$0,13 \cdot 10^{-4}$

Tableau 9. Modèle de composition chimique moyenne utilisée pour représenter le sol martien. Les abondances sont données en pourcentage de masse. ρ indique la densité adoptée en gramme par centimètre cube.

c) Irradiation.

Comme mentionné précédemment, l'irradiation isotrope de protons est simulée en un point d'une surface plane.

Le flux de particules sur la surface irradiée est obtenu à l'aide de la formule analytique proposée par Castagnoli et Lal (1980), voir §I.A.1.b, pour une activité solaire moyenne. Pour chaque proton simulé, le choix de son énergie initiale est de type Monte Carlo par bijection numérique. Cette méthode comporte 4 étapes :

- La valeur du flux ($\text{proton.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{MeV}^{-1}$) est donnée pour 29 énergies entre 10 MeV et 20 GeV ; le flux intégré puis cumulé est calculé sur chaque bande en énergie.
- La fonction obtenue représente les probabilités cumulées d'obtenir telle ou telle bande en énergie ; un nombre aléatoire nous indique quelle bande choisir.
- Nous supposons que le flux se comporte comme une loi de puissance sur la bande en énergie choisie ; un second nombre aléatoire extrait une énergie de cette loi de puissance.
- Le proton est simulé avec l'énergie déterminée.

Les protons du rayonnement cosmique dominant largement la production des neutrons, nous ne simulons que l'irradiation par les protons. Toutefois le flux de protons est augmenté d'un facteur 1,4 pour tenir compte des particules alpha [Masarik et Reedy, 1994]. Nous ne prenons pas en compte les particules solaires car leur énergie est trop faible pour provoquer une cascade de réactions nucléaires, par conséquent elles produisent peu de particules secondaires (protons, neutrons...) contrairement aux particules cosmiques.

2. Définition du flux.

Avec le modèle numérique précédent, nous allons nous intéresser aux flux de neutrons dans les corps solides du Système Solaire. Cette étude a plusieurs intérêts. D'une part ce flux de neutrons sous la surface est à l'origine d'une composante majeure des photons γ émis par le sol, une approche du spectre de photons émis se fera donc à travers les neutrons. D'autre part, une fraction de ces neutrons s'échappe vers l'espace soit peu après leur production (neutrons rapides), soit après avoir subi un certain nombre d'interactions (neutrons thermiques et épithermiques).

Dans les problèmes traitant des réactions nucléaires, le flux de neutron en un point est généralement représenté par la grandeur φ définie par :

$$\varphi = n \cdot v$$

où n est la densité de neutrons au point considéré
et v est la vitesse de ces neutrons (vitesse la plus probable dans le cas général)

Il s'agit en fait d'un *débit de fluence* ($\text{neutrons.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) qui peut s'écrire aussi :

$$\varphi = \int \varphi_v dv = \int \varphi_E dE$$

où φ_v est la fonction de distribution des neutrons par rapport à la vitesse
et φ_E est la fonction de distribution par rapport à l'énergie.

Selon les normes françaises AFNOR, la *fluence de neutrons* en un point donné de l'espace est le rapport entre le nombre de neutrons qui pénètrent dans une sphère convenablement petite centrée en ce point et l'aire du grand cercle de cette sphère, pendant un intervalle de temps donné. La fluence, F , s'exprime en neutrons.m⁻², elle est reliée au débit de fluence par :

$$\varphi = \frac{dF}{dt}$$

Il est difficile de mesurer ces grandeurs ou de les calculer via les simulations puisque les particules sont suivies une à une. Les grandeurs qui vont être étudiées sont plutôt proches de la *densité J de courant de neutrons* (neutrons.m⁻².s⁻¹). Le *courant de neutrons* à travers une surface donnée est le nombre de neutrons qui franchissent cette surface selon sa normale dans une direction donnée ($i = \int \vec{J} \cdot \vec{dS}$).

Cette étude concerne les neutrons qui franchissent une surface (surface de la planète, interface entre deux couches dans le sol, surface de l'instrument...) dans n'importe quelle direction, en fonction de leur énergie. Ces neutrons seront mesurés par une grandeur différentielle que nous appellerons flux, pour simplifier la lecture, et qui est définie par :

$$\Phi = \frac{N_s}{S_i \cdot T_i \cdot \Delta E}$$

Φ : flux de neutrons (neutron.cm⁻².s⁻¹.MeV⁻¹)
 N_s : nombre de neutrons qui traversent la surface considérée dans un intervalle d'énergie fixé
 S_i : petite surface irradiée par le rayonnement cosmique (cm²)
 T_i : temps correspondant à l'irradiation du rayonnement cosmique simulée (s)
 ΔE : largeur des intervalles en énergie considérés (MeV).

L'éclairement d'une surface plane par un rayonnement isotrope nous permet de calculer T_i [Rybicki et Lightman, 1979] :

$$T_i = \frac{N_i}{S_i \cdot \varphi_{GCR} \cdot \pi}$$

N_i : nombre de particules cosmiques incidentes prises en compte dans la simulation

φ_{GCR} : débit de fluence du rayonnement cosmique dans l'espace *par unité d'angle solide* (particule.cm⁻².s⁻¹.sr⁻¹).

Dans le cas du calcul du flux de neutrons émis par une planète, seuls les neutrons qui traversent la surface depuis le sol vers l'espace sont comptés. Comme cette surface est supposée uniforme, Φ ne dépend pas du point irradié par le rayonnement cosmique à la surface du corps. Par conséquent le flux total de neutrons qui s'échappent du sol dû à l'irradiation d'un centimètre carré est équivalent au flux qui s'échappe d'un centimètre carré de sol quand toute la surface est irradiée. Φ représente donc le flux de neutrons qui s'échappent de la planète lorsqu'elle est irradiée par le rayonnement cosmique.

3. Calcul des flux à l'intérieur des petits corps.

Du fait de leur taille modeste, le flux de particules à l'intérieur des petits corps est particulier. Il fait l'objet d'une étude à part.

a) Simulation des petits corps.

Les petits corps ne sont pas modélisés par une surface plane mais par une sphère dont les dimensions sont représentatives de l'objet considéré. Le modèle de météorite utilisé par Masarik et Reedy (1994) a été reproduit. Il s'agit d'une chondrite L dont la composition est reportée dans le Tableau 10. Sa densité est de 3,55 g.cm⁻³ et son rayon mesure 30 cm (soit 106,5 g.cm⁻²).

Chondrite L ($\rho=3,55$)										
C	0,09		Al	1,22		K	0,0825		Mn	0,257
O	37,70		Si	18,50		Ca	1,31		Fe	21,50
Na	0,70		P	0,095		Ti	0,063		Co	0,059
Mg	14,90		S	2,20		Cr	0,388		Ni	1,20

Tableau 10. Composition chimique pour une météorite de type chondrite L. Les abondances sont données en pourcentage de masse. ρ indique la densité adoptée en gramme par centimètre cube.

L'irradiation de la surface par le rayonnement cosmique se fait en un point de la surface, comme précédemment. La sphère est divisée en 12 couches concentriques de

même épaisseur dans le but de calculer les flux de protons et de neutrons en fonction de la profondeur sous la surface.

b) Flux de protons dans une météorite.

L'étude des flux de protons et de neutrons dans les météorites est particulièrement intéressante car ces particules vont engendrer de nouveaux noyaux qui modifient la distribution isotopique de la météorite ; nous parlerons de noyaux cosmogéniques. Ces éléments cosmogéniques permettent par exemple d'évaluer le temps d'exposition des météorites, ou encore de révéler des variations d'intensité du rayonnement cosmique sur de grandes échelles de temps dans le passé [Vogt et al., 1990 ; Lavielle et al., 1995].

Le pouvoir de pénétration des protons cosmiques est typiquement de l'ordre de 150 g.cm^{-2} (à 500 MeV), c'est-à-dire plus que le rayon de la météorite considérée. Dans la majorité des cas, un proton cosmique va donc traverser toutes les couches de la météorite, si bien que le flux de protons primaires doit peu dépendre de la profondeur sous la surface. En revanche, les protons secondaires, moins énergétiques, sont rapidement stoppés par ionisation. Le flux total de protons est quasiment constant dans la météorite et diminue légèrement de la surface vers le centre (Figure 32). Cela ne signifie pas que la production de particules secondaires par ces protons soit constante dans la météorite. En effet, plus le proton s'enfonce, plus sa probabilité d'interagir et de donner naissance à de nouvelles particules est importante.

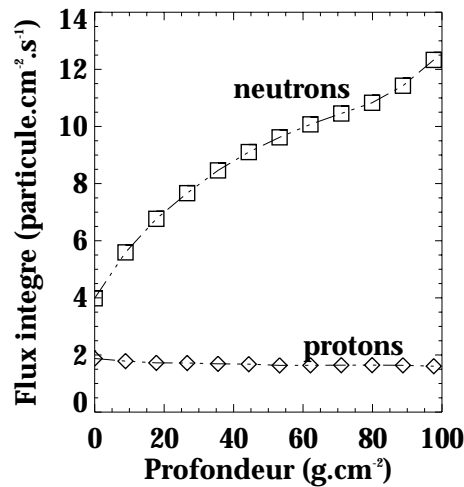


Figure 32. Flux de protons (losanges) et de neutrons (carrés) intégré entre 1 MeV et 10 GeV dans une météorite en fonction de la profondeur. La météorite est de type chondrite L. Le flux concerne les particules qui ont traversé la couche dont la profondeur est reportée en abscisse. La profondeur est exprimée en g.cm^{-2} (densité de la météorite = $3,55 \text{ g.cm}^{-3}$).

c) Flux de neutrons dans une météorite.

Les neutrons sont produits par les particules cosmiques et leurs secondaires lorsque celles-ci ont traversé suffisamment de matière pour interagir. Par conséquent, le flux de neutrons doit plutôt augmenter avec la profondeur. Dans le cas d'une météorite, la taille étant modeste, le flux de neutrons doit augmenter jusqu'au centre.

Le résultat des simulations sur la chondrite L de 30 cm de rayon montre effectivement que le flux de neutrons augmente de façon très significative avec la profondeur sous la surface (Figure 32). Au total, le flux de neutrons est 3 fois plus intense vers le centre de la météorite qu'en surface. Cette augmentation du flux de neutrons avec la profondeur est plus rapide que celle calculée par Masarik et Reedy (1994) qui obtient un flux de ~ 6 neutrons.cm⁻².s⁻¹ à 100 g.cm⁻² de profondeur. Cette différence provient certainement d'une approche différente du calcul du flux : Masarik et Reedy considèrent le volume des couches, tandis que nous prenons en compte la surface des interfaces entre les couches [Masarik, communication personnelle, 1998]. Un travail commun devrait permettre d'uniformiser ces deux approches. La suite des travaux présentés dans ce mémoire concerne le flux de neutrons à travers la surface externe des corps, ils ne sont donc pas concernés par ces différences.

4. Calcul des lobes d'émission.

a) Généralités.

L'émission de neutrons par une surface planétaire n'est, a priori, pas forcément isotrope. La répartition angulaire de ce flux de neutrons, le lobe d'émission, dépend certainement de l'énergie considérée. En effet, si le neutron a subi un nombre suffisant d'interactions et de changements de direction avant de s'échapper, la direction d'émission doit être quelconque. Au total le flux doit être quasiment isotrope à basse énergie. En revanche si le nombre d'interactions est faible, le lobe d'émission doit refléter le vecteur vitesse initial des neutrons.

Cela est particulièrement vrai si nous considérons le rayonnement cosmique avec une incidence rasante à la surface. Les neutrons produits ont peu de matière à traverser pour ressortir du sol, le lobe d'émission à haute énergie sera lui aussi rasant. Les neutrons produits par un rayon cosmique d'incidence normale à la surface, subiront un grand nombre d'interactions avant de faire "demi-tour" pour ressortir du sol, les neutrons émis vers le zénith seront plutôt de basse énergie.

Une fois émis par la surface, les neutrons sont essentiellement soumis à l'attraction gravitationnelle (dans le cas d'une planète). Ce sont les neutrons thermiques qui sont surtout affectés par cette force (sur Mars un neutron qui part avec une direction verticale ne pourra quitter définitivement la planète s'il n'a pas une énergie supérieure à 0,132 eV, sans compter l'action de l'atmosphère) et il faut en tenir compte dans les mesures depuis l'orbite si nous voulons savoir quelle région de la surface est observée. Les neutrons rapides ne sont pas déviés par la force gravitationnelle et c'est surtout leur lobe d'émission à la surface qui détermine les paramètres de cartographie, d'où l'intérêt de l'étude de ce lobe.

b) Lobe de neutrons émis par la surface lunaire.

Le logiciel de simulation développé permet de suivre les neutrons depuis leur création jusqu'à leur absorption ou leur fuite du sol, puis de déterminer la distribution angulaire de ces neutrons à leur sortie de la surface. Nous présentons ici le résultat des simulations dans le cas où la composition correspond à une norite, roche représentative des continents lunaires. 100.000 protons du rayonnement cosmique sont simulés.

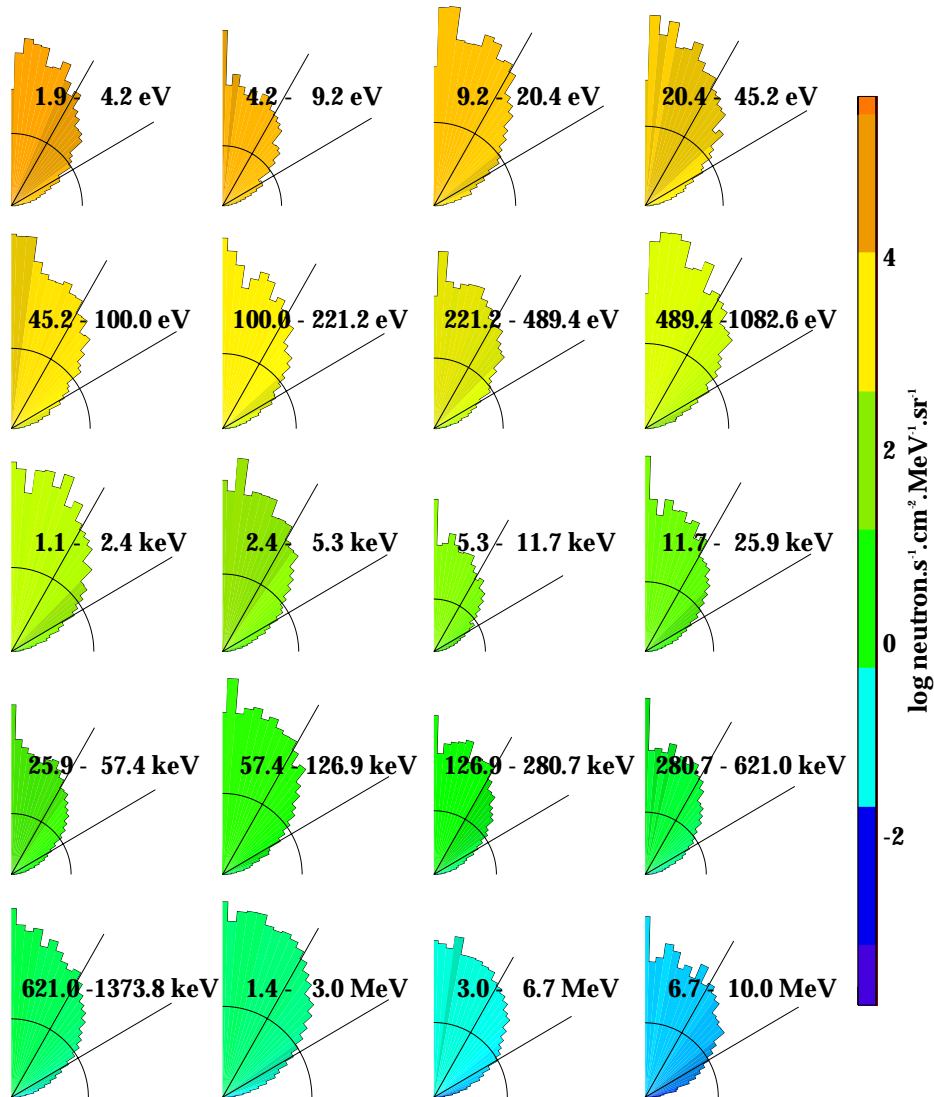


Figure 33. Lobes d'émission des neutrons à la surface lorsque la composition correspond à une norite. Les lobes sont tracés en représentation polaire : l'axe des abscisses représente l'horizon, l'axe des ordonnées correspond au zénith et la distance à l'origine représente le flux de neutrons dans la direction considérée. Chaque graphe correspond à la plage d'énergie indiquée. Le code de couleur représente la valeur logarithmique du flux de neutrons par unité d'angle solide ($\text{neutron.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{MeV}^{-1}.\text{sr}^{-1}$). Les cercles matérialisent ce que serait l'isotropie pour un flux moyen ; les droites indiquent les directions d'émission de 30° et 60° .

La Figure 33 révèle que du domaine épithermique au domaine rapide, le flux de neutrons à la surface d'une planète n'est pas isotrope : les neutrons sont plutôt émis vers le zénith. En effet 50% des neutrons se trouvent dans les vingt cinq premiers degrés (angle depuis le zénith) et 90% dans les soixante premiers degrés. L'allure du lobe varie peu (Figure 33) contrairement à l'intensité du flux. Cependant, au fur et à mesure que l'énergie considérée augmente, la proportion de neutrons émis vers l'horizon augmente.

c) Effet à très haute énergie.

Les calculs préliminaires de Hess et al. (1961) montrent déjà cette prédominance de l'émission vers le zénith pour les neutrons produits dans l'atmosphère terrestre, ainsi qu'une forte anisotropie de cette émission à très haute énergie. En effet la distribution angulaire des neutrons produits à très haute énergie, par collision de spallation des particules cosmiques sur les atomes du milieu, est fortement anisotrope en faveur de la direction de la particule initiale. D'un point de vue géométrique, les neutrons produits à très haute énergie ne pourront ressortir que si la particule incidente arrive de façon rasante à la surface, du coup le lobe d'émission de ces neutrons doit être dirigé vers l'horizon.

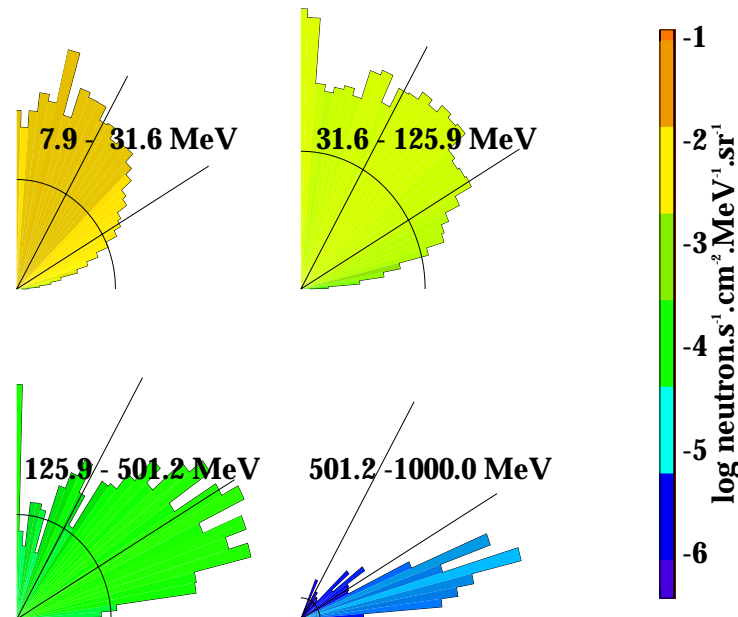


Figure 34. Lobe d'émission des neutrons de très haute énergie depuis un sol formé de norite.

Les simulations numériques confirment ce résultat (Figure 34). Entre 30 et 130 MeV, 40% des neutrons partent avec un angle zénithal inférieur à 30° ; il n'y en a plus que 25% entre 130 et 500 MeV. A des énergies supérieures, plus de 75% des neutrons quittent la surface avec un angle zénithal supérieur à 60° mais leur flux est faible (de l'ordre de 10^{-5} neutron.cm⁻².s⁻¹.MeV⁻¹). Si ces neutrons étaient mesurés, les spectres acquis ne devraient pas être associés à la région sous le satellite mais bien aux parties les

plus lointaines de la surface visible depuis l'orbite de l'instrument. Dans la gamme d'énergie utilisée actuellement en planétologie, du dixième d'électronvolt à 10 MeV, les neutrons ont tendance à partir normalement à la surface et par conséquent les spectres mesurés à bord du satellite sont représentatifs de la région survolée.

B. Production de nucléides cosmogéniques.

Lors de leur passage dans la matière, les particules cosmiques peuvent réagir avec les noyaux atomiques du milieu pour former de nouveaux noyaux appelés *nucléides cosmogéniques*. Les neutrons jouent un rôle dominant dans ces réactions, si bien qu'un code numérique de calcul de leur flux, comme celui développé dans ce chapitre, peut servir à calculer la production de ces nucléides. Leur étude a débuté avec les travaux sur le carbone 14 à la fin des années quarante. Puis la mesure des abondances des nucléides cosmogéniques s'est révélée être un outil d'étude des météorites et des échantillons lunaires. Les diverses analyses ont montré la dépendance du taux de production de ces nucléides en fonction de la taille, de la forme et de la composition du corps irradié.

Les nucléides produits dans la matière extraterrestre nous renseignent à la fois sur le rayonnement cosmique qui les a engendrés, sur le taux d'irradiation et l'histoire de ces objets et sur les flux de particules à l'intérieur de ces corps. Les bases de l'étude de la production de ces nucléides sont introduites ; cette étude trouve une nouvelle application dans l'évaluation du bruit de fond des spectromètres γ .

1. Principe du calcul.

Les nucléides cosmogéniques sont produits au cours des réactions de spallation ou de capture entre les particules cosmiques et les noyaux atomiques du corps irradié. Les particules cosmiques englobent les protons et les particules α du rayonnement cosmique, les particules solaires et les particules secondaires, en particulier les neutrons, produites dans les cascades nucléaires. Les nucléides cosmogéniques les plus étudiés peuvent être des éléments stables comme des gaz nobles (^3He , ^{38}Ar , ^{21}Ne ...) ou des éléments radioactifs dont la demi-vie s'étend de quelques années (^{22}Na , ^{60}Co ...) à plusieurs millions d'années (^{10}Be , ^{26}Al , ^{36}Cl , ^{41}Ca , ^{53}Mn , ^{81}Kr) –voir par exemple [Lavielle et al., 1997]–.

L'abondance d'un nucléide cosmogénique radioactif apporte des informations sur l'histoire de l'exposition du corps aux radiations durant les trois dernières demi-vies du nucléide ; en revanche, les nucléides cosmogéniques stables intègrent toute l'histoire du corps. En comparant les abondances de ces deux types de nucléides, il est possible d'étudier les variations d'intensité des rayonnements cosmique et solaire au cours de l'irradiation du corps, il est possible également d'évaluer le temps d'exposition du corps aux radiations. Cette étude peut enfin révéler des cas complexes, c'est-à-dire des fragmenta-

tions multiples qui en changeant la géométrie de l'objet, modifient les conditions d'irradiation de l'échantillon récoltés.

Pour pouvoir interpréter les mesures d'abondance, il faut déterminer auparavant le taux de production des nucléides cosmogéniques. Il existe deux approches pour cela :

- *l'approche cible mince* : le taux de production P_j d'un nucléide cosmogénique j à la profondeur d dans un corps irradié de rayon R est égal à :

$$P_j(d, R) = \sum_i N_i \cdot \sum_k \int_0^\infty \sigma_{jik}(E_k) \cdot \Phi_k(E_k, d, R) dE_k$$

P_j : (atomes.s⁻¹.g⁻¹)

N_i : densité d'atomes cibles i (atomes.g⁻¹)

σ_{jik} : section efficace de production du nucléide j à partir de la cible i par la particule k (proton, α , neutron) d'énergie E_k (cm²)

Φ_k : flux total (primaire et secondaire) de la particule k (particule.cm⁻².s⁻¹.MeV⁻¹)

- *l'approche cible épaisse* : le taux de production est déduit d'expérience d'irradiation de cibles épaisses en laboratoire, dans les conditions les plus réalistes possibles.

Comme ce taux de production dépend de la taille du corps, et du type d'irradiation, les deux approches peuvent conduire à des résultats différents : l'irradiation par un flux parallèle d'une couche cylindrique ne produit pas le même nombre de particules secondaires que l'irradiation d'une sphère de petit rayon par un flux isotrope.

2. Etat de l'art.

Il ne s'agit pas ici de faire le point sur les connaissances actuelles dans la production de nucléides cosmogéniques qui n'est pas le thème de cette thèse. Nous voulons plutôt montrer les perspectives que ce type d'étude offre dans l'évaluation du bruit de fond des spectromètres γ lié aux nucléides cosmogéniques radioactifs. Vogt et al. (1990) présentent une revue plus générale des nucléides cosmogéniques dans la matière extraterrestre.

L'étude, dans les météorites, des nucléides radioactifs à courte période a mis en évidence des variations de l'irradiation corrélées avec les cycles d'activité solaire. De même, les éléments radioactifs à plus grande période laissent supposer des variations possibles du rayonnement cosmique il y a 100 millions d'années [Aylmer et al., 1988]. Dans le cas des météorites lunaires, la mesure des abondances de nucléides cosmogéniques permet d'estimer la fréquence des impacts à la surface de la Lune liés à ces météorites et le temps de transition de la Lune à la Terre. Il en va de même pour les météorites SNC et les impacts martiens.

La production de nucléides cosmogéniques par le rayonnement solaire est assez importante à la surface des corps (sur une profondeur de quelques centimètres). Dans les autres cas, le rayonnement cosmique domine la production, mais ce sont en réalité les particules secondaires et surtout les neutrons qui produisent le plus de nucléides cosmogéniques [Reedy, 1987a]. Par ailleurs, à cause de leurs pouvoirs de pénétration différents, nous trouverons au fur et à mesure que nous nous enfonçons dans l'objet les nucléides créés par le rayonnement solaire, ceux créés directement par les particules cosmiques puis ceux créés par les neutrons [Lavielle *et al.*, 1999].

L'approche cible mince fonctionne bien lorsque peu ou pas de particules secondaires entrent en jeu dans le calcul, c'est-à-dire dans le cas des nucléides créés par le rayonnement solaire (peu énergétique) ou dans le cas des petits objets ($R < 1$ cm). Pour des cas plus généraux, le calcul se heurte aux manques dans les bases de données de section efficace. En effet, plusieurs sections efficaces de réactions mettant en jeu des protons n'ont pas encore été mesurées ; le problème est encore plus prononcé dans le cas des neutrons pour lesquels la mesure des sections efficaces de réaction est difficile. Or l'expérience montre que dès que les météorites atteignent des rayons de plus de 5 cm, la production de nucléides est dominée par les neutrons. Il existe très peu de données sur les sections efficaces de réaction des neutrons à des énergies supérieures à 15 MeV. Néanmoins des efforts sont faits pour combler ces lacunes, d'autant plus que ces données interviennent aussi dans les modèles d'émission γ [Reedy *et Frankle*, 1999]. Il est possible aussi d'obtenir une estimation des sections efficaces manquantes via des modèles semi-empiriques ou des théories de réactions nucléaires mais ces méthodes ne sont pas toujours fiables.

Une autre approche du calcul du taux de production des nucléides cosmogéniques consiste à utiliser des codes numériques basés sur les méthodes de Monte Carlo, de la même façon que nous avons simulé le flux de neutrons dans les surfaces planétaires. Trois types de modèles numériques existent :

- code semi-empirique : calcul semi-empirique du spectre de particules puis approche cible mince ;
- code paramétrique : calcul empirique des spallations et paramétrisation des coefficients d'atténuation des autres réactions, les paramètres sont fixés pour ajuster au mieux les mesures ;
- code physique : calcul basé sur les principes physiques basiques et les grandeurs nucléaires.

Généralement ces codes ne sont pas couplés à des bases de section efficace de production de nucléides suffisamment complètes pour pouvoir faire le calcul du taux de production directement (approche cible épaisse). Ils sont donc utilisés dans la plupart des cas pour calculer la distribution des flux de particules dans le corps irradié, ce qui permet par

la suite de faire le calcul de production par l'approche cible mince [Masarik et Reedy, 1994].

Michel et ses collègues ont comparé les résultats d'irradiation en laboratoire, de calcul numérique et de mesures sur des météorites [Michel et al., 1989 ; Michel et al., 1995 ; Michel et al., 1996]. Ils ont ainsi déterminé les flux de particules primaires et secondaires pour diverses tailles de météorite, et les comparaisons des différents types de calcul sont satisfaisantes dans la majorité des cas étudiés. D'autres études de ce type existent, appliquées à la Lune [Reedy et Masarik, 1994 ; Nishiizumi et al., 1997], à l'atmosphère terrestre [Masarik et Reedy, 1995].

3. Décroissance des radioéléments cosmogéniques et émission de photons gamma.

Les radioéléments cosmogéniques peuvent émettre des photons γ au cours de leur décroissance radioactive. Cette source de photons dans les surfaces planétaires est faible comparée aux émissions promptes par diffusion inélastique et par capture ou comparée aux éléments radioactifs à longue période présents dès le départ dans le sol. En revanche, la formation de ces radioéléments dans l'ensemble instrumental d'un spectromètre γ est une source de bruit de fond très gênante : d'une part l'émission des photons γ parasites n'est pas instantanée, il faut donc introduire une notion de temps dans l'étude du bruit de fond et des sensibilités instrumentales, d'autre part ces émissions se font sous forme de raies spectrales qui peuvent être assimilées à la mesure de la composition du sol. Nous nous sommes donc intéressés à l'évolution de cette population de nucléides cosmogéniques radioactifs afin de pouvoir évaluer, à terme, ce bruit de fond.

Le bombardement du satellite par les particules cosmiques peut être supposé constant au cours de la mission, l'activité d'un nucléide radioactif s'écrit alors :

$$A = P_0(1 - e^{-\lambda t})$$

P_0 : taux de production du nucléide cosmogénique

λ : constante de décroissance radioactive

t : temps d'exposition aux radiations

Dans la réalité, plusieurs chaînes radioactives sont activées par le rayonnement cosmique et ces différentes chaînes peuvent se recouper si elles ont des descendants communs. Il faut donc prendre en compte simultanément toutes les productions de nucléides, toutes les chaînes de décroissance activées et à chaque désintégration tous les photons γ qui peuvent être émis. Nous avons prévu de faire ce calcul en deux temps. Tout d'abord un code de simulation numérique calcule les taux de production des nucléides cosmogéniques dans la matière du satellite, lorsque celui-ci est irradié sur une longue période de temps ; ce taux est ensuite supposé constant dans cette première approche pour simplifier la suite du calcul. Un deuxième programme calcule l'évolution des populations de nucléides cosmogéniques radioactifs et de leurs descendants à partir des taux de production

constants évalués par le premier programme et en utilisant les lois de radioactivité. Ce programme fait appel à la base de données ENSDF⁸ pour prendre en compte les différents branchements possibles à chaque désintégration et les flux de photons γ éventuellement émis. Il est ainsi possible d'obtenir l'intensité des raies γ engendrées et de les injecter dans un programme de simulation du détecteur comme celui développé et exploité dans le chapitre II.

Le premier programme nécessite une bonne connaissance des sections efficaces de production des nucléides cosmogéniques. Une collaboration avec Michel en Allemagne ou Reedy aux Etats Unis, qui ont tous deux développé de telles bases de données, devrait nous permettre de compléter et d'enrichir le code pour obtenir des résultats fiables. Le deuxième programme de calcul de l'évolution des populations est opérationnel même si les temps de calcul sont longs. Cette étude s'inscrit donc comme une perspective de prolongement intéressant de ces travaux doctoraux pour améliorer l'évaluation du bruit de fond instrumental et de manière plus générale, aller vers des modèles d'émission γ par les surfaces planétaires en prenant en compte toutes les réactions.

Il faut noter enfin que la formation de nucléides cosmogéniques dans la tête de détection des spectromètres γ dégrade sa qualité. En particulier dans les cristaux de germanium, ces nouveaux nucléides peuvent se comporter comme des pièges et diminuer l'efficacité de la collecte des charges électriques [Brückner *at al.*, 1991].

C. Etude de la Lune comparée aux observations de LUNAR PROSPECTOR.

La mission LUNAR PROSPECTOR avait pour objectifs scientifiques d'établir la cartographie globale de la composition lunaire et d'analyser le champ de gravité et le champ magnétique de la Lune [Binder, 1998]. Le satellite a été placé en orbite polaire autour de la Lune le 16 janvier 1998. Les observations ont été effectuées depuis une altitude d'environ 100 km durant la première année, tandis que l'extension de la mission les six mois suivants s'est déroulée à moins de 50 km d'altitude. Le satellite s'est finalement écrasé sur la surface lunaire le 31 juillet 1999, le point de chute ayant été choisi dans un cratère du pôle Sud. D'après les observations de LUNAR PROSPECTOR, ce cratère qui n'est jamais éclairé par le Soleil renferme de l'hydrogène. S'il s'agit de glace d'eau peu profonde, l'impact du satellite aurait pu éventuellement projeter suffisamment de vapeur d'eau pour pouvoir observer ce phénomène depuis la Terre⁹ [Goldstein *et al.*, 1999]. A ce jour, le traitement des données n'a apporté aucune réponse positive à cette question, mais cela ne signifie pas forcément l'absence d'eau dans le sol.

⁸ Evaluated Nuclear Structure Data File distribuée par le National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory

⁹ dans l'ultraviolet ou l'infrarouge

La majorité des missions spatiales d'exploration de la Lune se sont déroulées entre 1964 et 1976, ensuite il n'y en a plus jusqu'au survol par HITEN (satellite japonais initialement nommé MUSES-A) en 1990 ; L'exploration proprement dite reprend avec CLEMENTINE [Nozette *et al.*, 1994] en 1994 puis avec LUNAR PROSPECTOR. Ce dernier vient compléter sur le plan géochimique les mesures minéralogiques de CLEMENTINE afin de mieux comprendre l'origine et l'évolution de notre satellite naturel. Les mesures des spectromètres γ et neutron de LUNAR PROSPECTOR doivent permettre de mesurer les abondances des éléments H, U, Th, K, O, Si, Mg, Fe, Ti, Al et Ca, de détecter des dépôts de glace d'eau aux pôles et les KREEP (roches riches en éléments incompatibles contenant une forte abondance de potassium, de terres rares et de phosphore). Tous ces éléments nous permettent de mieux comprendre la formation de la croûte lunaire.

Les premiers résultats ont été publiés six mois après le début des observations :

- le spectromètre γ a permis d'isoler les matériaux riches en KREEP sur les bords de Mare Imbrium, dans les mers et les continents proches d'Imbrium et dans Mare Ingenii [Lawrence *et al.*, 1998] ;
- les spectres neutroniques ont révélé de fortes concentrations d'hydrogènes aux pôles (neutrons épithermiques) [Feldman *et al.*, 1998b]. Ils ont permis d'identifier trois types de terrains : les sols riches en Fe et Ti des mers basaltiques lunaires, les sols intermédiaires (bassin South Pole-Aitken et les chaînes de montagnes autour des bassins), les sols pauvres en Fe et Ti des continents (roches anorthositiques) [Feldman *et al.*, 1998a] ;
- LUNAR PROSPECTOR est le premier satellite en orbite polaire basse autour de la Lune, ce qui permet une bonne mesure du champ de gravité. Trois nouveaux mascons ont été découverts et quatre autres ont été en partie résolus [Konopliv *et al.*, 1998] ;
- le magnétomètre et le réflectomètre à électron ont commencé une cartographie du champ magnétique de la croûte, les mesures confortent l'hypothèse selon laquelle les impacts de formation des bassins seraient à l'origine de la magnétisation de la croûte aux antipodes [Lin *et al.*, 1998].

Nous avons mené plusieurs simulations numériques pour enrichir l'interprétation des données sur les flux de neutrons rapides. Nous avons en particulier étudié l'effet des éléments majeurs comme le fer, le titane et l'hydrogène.

1. Etude générale de l'émission de neutrons rapides.

Les neutrons rapides d'énergie comprise entre 100 keV et 10 MeV ont fait l'objet de très peu d'études en planétologie jusqu'à présent. Pourtant, comme cela va être dé-

montré, cette gamme d'énergie renferme aussi des données intéressantes pour l'étude des surfaces. Les premières mesures des instruments de LUNAR PROSPECTOR révèlent un lien entre l'intensité du flux de neutrons rapides et les principales unités de la surface lunaire [Feldman *et al.*, 1998a].

Les travaux présentés ici apportent de nouveaux résultats concernant les flux de neutrons rapides émis par la Lune. L'outil de simulation numérique utilisé, avec la bibliothèque GEANT, aide à interpréter les mesures de flux de neutrons rapides acquises autour de la Lune. Il permet aussi d'identifier des relations entre la composition du sol et la forme du spectre ou la valeur du flux intégré entre 500 keV et 8 MeV. Cette étude dédiée à la Lune peut aussi trouver d'autres applications pour Mars, Mercure, les astéroïdes et les comètes.

a) Compositions chimiques simulées.

Les continents représentent plus de 80% de la surface lunaire, c'est pourquoi nous avons choisi de prendre comme référence une composition typique des continents. L'élément de surface simulé sera donc dans un premier temps constitué d'anorthosite. Davis et Spudis suggèrent que la composition de la partie supérieure de la croûte des continents lunaires soit modélisée par un mélange d'environ 65 à 68% d'anorthosite (FAN¹⁰), 25 à 29% de basalte des mers et de 3 à 10% d'une mixture KREEP-troctolite-norite [Davis *et Spudis*, 1985 et 1987]. Notre composition de référence (FAN) est présentée Tableau 8, page 109.

A partir de cette composition, nous avons construit quarante et une autres compositions fictives en augmentant, de façon individuelle, l'abondance d'un élément (fer, titane, calcium...) et de son oxyde pour étudier l'effet de ces variations de composition sur le flux de neutrons rapides sortant. D'autres compositions typiques de la surface lunaire ont aussi été simulés (Tableau 8).

b) Résultats des simulations.

Nous avons calculé le spectre de neutrons rapides qui s'échappent d'un sol en anorthosite, représentatif de la surface lunaire comme nous venons de l'indiquer. La Figure 35 présente ce spectre entre 500 keV et 10 MeV. L'allure générale de ce spectre est compatible avec les estimations précédentes [Lingenfelter, 1961 ; Armstrong *et Alsmiller*, 1971]. Nos calculs montrent aussi que l'amplitude de ce flux de neutrons est sensible à l'intensité du rayonnement cosmique. Or cette intensité varie d'un facteur 2,5 au cours d'un cycle solaire : en période de Soleil actif, le rayonnement cosmique est atténué tandis que son intensité est maximale en période de Soleil calme. Cependant la variation du flux de particules cosmiques est limitée aux domaines de la dizaine et de la centaine

¹⁰ Roche composée en grande majorité de plagioclases (feldspath sodi-calcique de formule $(\text{Na,Ca})(\text{Si,Al})_3\text{O}_8$ (classe des tectosilicates)) et renfermant une faible proportion de minéraux contenant du fer.

de mégaélectronvolts, or ce sont les particules les plus énergétiques qui produisent le plus de neutrons dans le sol. Cette variation sera donc un peu moins importante pour les neutrons. Nous trouvons un facteur 1,9 de différence pour l'amplitude du flux de neutrons rapides entre le cas d'un Soleil actif et le cas d'un Soleil calme. Dans la suite nous considérerons toujours une valeur moyenne de l'activité solaire.

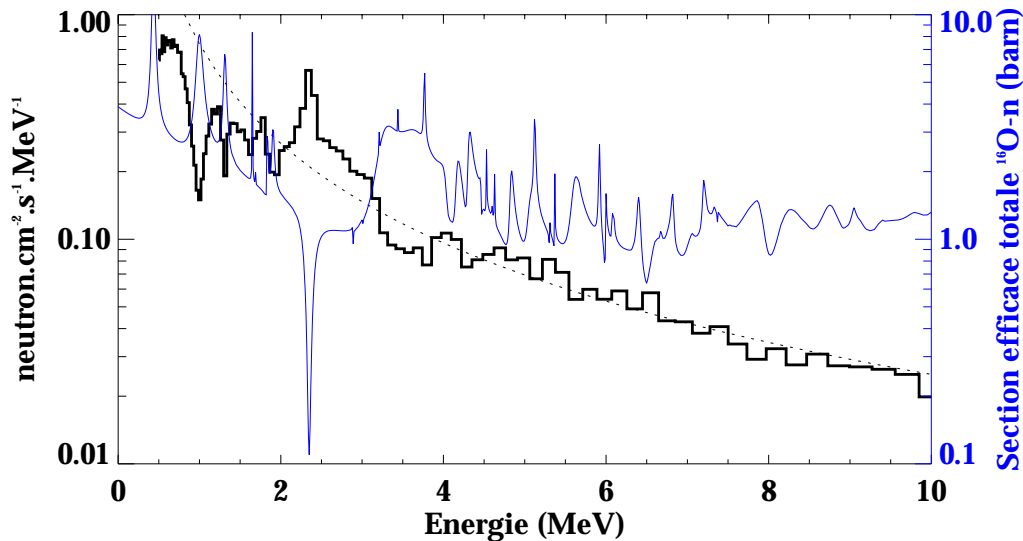


Figure 35. Flux de neutrons qui s'échappent de la surface lunaire (en gras) entre 500 keV et 10 MeV. Le sol lunaire est modélisé par une composition en anorthosite. Les pointillés correspondent à une approximation du flux au-delà de 3 MeV sous forme d'une loi de puissance. La courbe fine en bleu est la section efficace totale de réaction entre les neutrons et l'atome d'oxygène (d'après la base de donnée ENDF/B-VI).

Pour des énergies supérieures à 3 MeV, ce flux de neutrons peut être assimilé à une loi de puissance en fonction de l'énergie E : $\Phi = 0,74E^{-1,5}$. En dessous de 3 MeV, quelques structures viennent se superposer à la loi de puissance : il y a un pic à 2,4 MeV et plusieurs raies d'absorption entre 1 MeV et 2 MeV.

L'allure de ce spectre s'explique très bien lorsque nous le comparons à la section efficace de réaction des neutrons sur l'oxygène représentée aussi Figure 35. En particulier, nous voyons sur cette figure que l'excès de neutrons à 2,4 MeV est lié à un minimum de la section efficace alors que les raies d'absorption dans le spectre de neutrons sont corrélées avec les résonances des réactions avec l'oxygène. Cela n'est pas surprenant dans la mesure où l'oxygène est l'élément le plus abondant dans le sol (~45% en masse), il joue donc un rôle prépondérant dans l'histoire des neutrons observés. Cependant l'abondance de l'oxygène varie assez peu à la surface de la Lune et ne peut donc pas servir de traceur de la composition du sol. En revanche, d'autres atomes comme le fer et le titane, sans changer l'allure générale du spectre, vont modifier suffisamment

l'amplitude du spectre pour que cet effet puisse être mesuré depuis l'orbite par des spectromètres neutrons. C'est ce qui va être développé dans la suite.

c) **Comparaison aux mesures.**

La comparaison des spectres de neutrons simulé et mesuré (pour la première fois par LUNAR PROSPECTOR) est présentée Figure 36. D'une part le spectre simulé est obtenu pour une irradiation cosmique moyenne sur un sol pur en anorthosite. D'autre part le spectre mesuré correspond à l'accumulation des données acquises durant 20 cycles consécutifs (deux semaines par cycle) sur toute la surface lunaire.

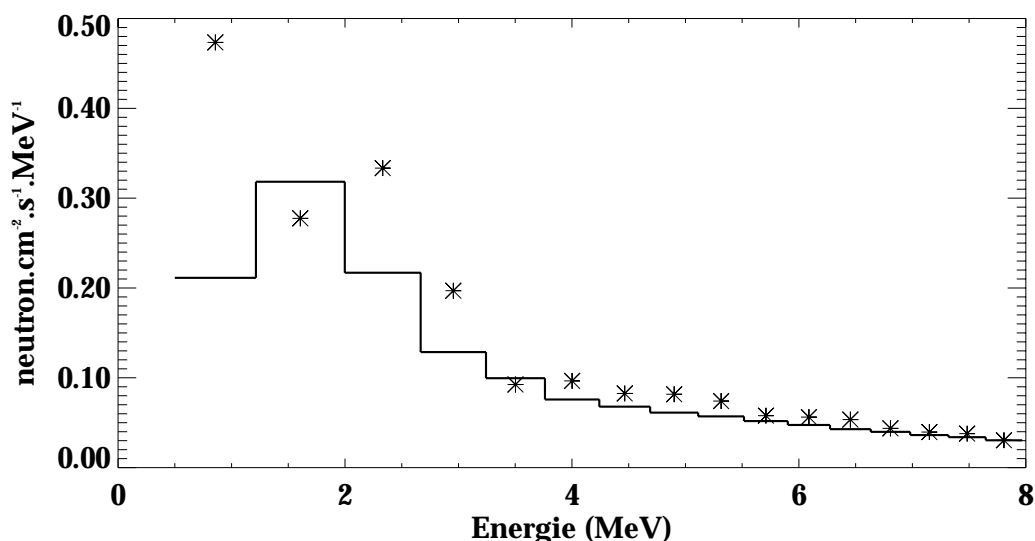


Figure 36. Comparaison du spectre du flux de neutrons rapides mesurés à la surface lunaire par LUNAR PROSPECTOR et celui calculé avec notre logiciel de simulation (astérisques) pour une composition d'anorthosite.

L'accord entre les simulations et les mesures (Figure 36) est plutôt bon. Les différences en dessous de 3 MeV peuvent probablement s'expliquer par le mélange réel qui compose le sol, l'anorthosite étant une approximation qui n'est pas représentative de toute la surface lunaire. Les différences peuvent aussi être partiellement expliquées par l'approximation d'une irradiation cosmique moyenne qui ne prend pas en compte les véritables variations du flux de protons incidents. Il se peut aussi, côté instrumental, que la largeur des bandes en énergies soient plus large que celle adoptée dans le traitement des données [Maurice et al., soumis] ; l'incertitude sur l'efficacité du détecteur et sur son énergie de coupure peuvent aussi contribuer aux différences constatées.

2. Quantification de l'impact du fer et du titane.

L'étude des réactions des neutrons avec le fer et le titane nous apprend que ces deux éléments présentent une forte section efficace d'absorption des neutrons thermiques. Par ailleurs les mesures de flux montrent à l'évidence que le fer et le titane produi-

sent plus de neutrons que les atomes de numéro atomique plus petit. Par conséquent le flux de neutrons rapides au-dessus des mers lunaires, riches en fer et en titane, est largement supérieur au flux correspondant aux continents (c'est l'inverse pour les neutrons thermiques). Nous pouvons alors envisager d'utiliser les flux de neutrons pour mesurer l'abondance de fer et de titane dans les sols observés [Elphic *et al.*, 1998].

Les simulations du flux de neutrons rapides pour une composition de type lunaire sans fer et avec 30% de fer reproduisent cette augmentation du flux (Figure 37). Pour mieux analyser cette dépendance avec le fer et le titane, nous allons étudier les variations du flux intégré entre 500 keV et 8 MeV en fonction de la composition comme peut le faire LUNAR PROSPECTOR.

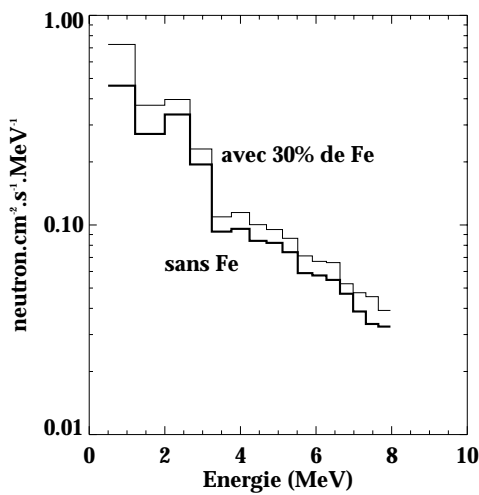


Figure 37. Illustration de l'effet du fer sur le spectre de neutrons rapides. Les bandes en énergie correspondent à celles de LUNAR PROSPECTOR. La ligne en gras correspond au cas sans fer, l'autre ligne représente le flux lorsque le sol contient 30% de fer.

a) Etude du flux intégré entre 500 keV et 8 MeV.

Nous avons simulé le flux de neutrons rapides pour quarante et une compositions chimiques qui ont été obtenues en augmentant ou en diminuant l'abondance d'un oxyde, l'abondance des autres éléments étant modifiée de telle sorte que les proportions restent inchangées entre elles et que l'abondance totale soit toujours égale à 100% (Annexe 1). Nous avons calculé la valeur J du flux intégré entre 500 keV et 8 MeV pour chacune de ces compositions :

$$J = \int_{500keV}^{8MeV} \Phi dE \quad (\text{neutron.cm}^{-2}.\text{s}^{-1})$$

La variation d'abondance des éléments majeurs doit provoquer des variations de la valeur de J . Au total nous avons fait sept jeux de simulations correspondant respectivement à la variation des sept éléments majeurs de FAN. Nous présentons sur un même graphique, Figure 38, les variations de J en fonction de l'abondance de l'élément qui varie.

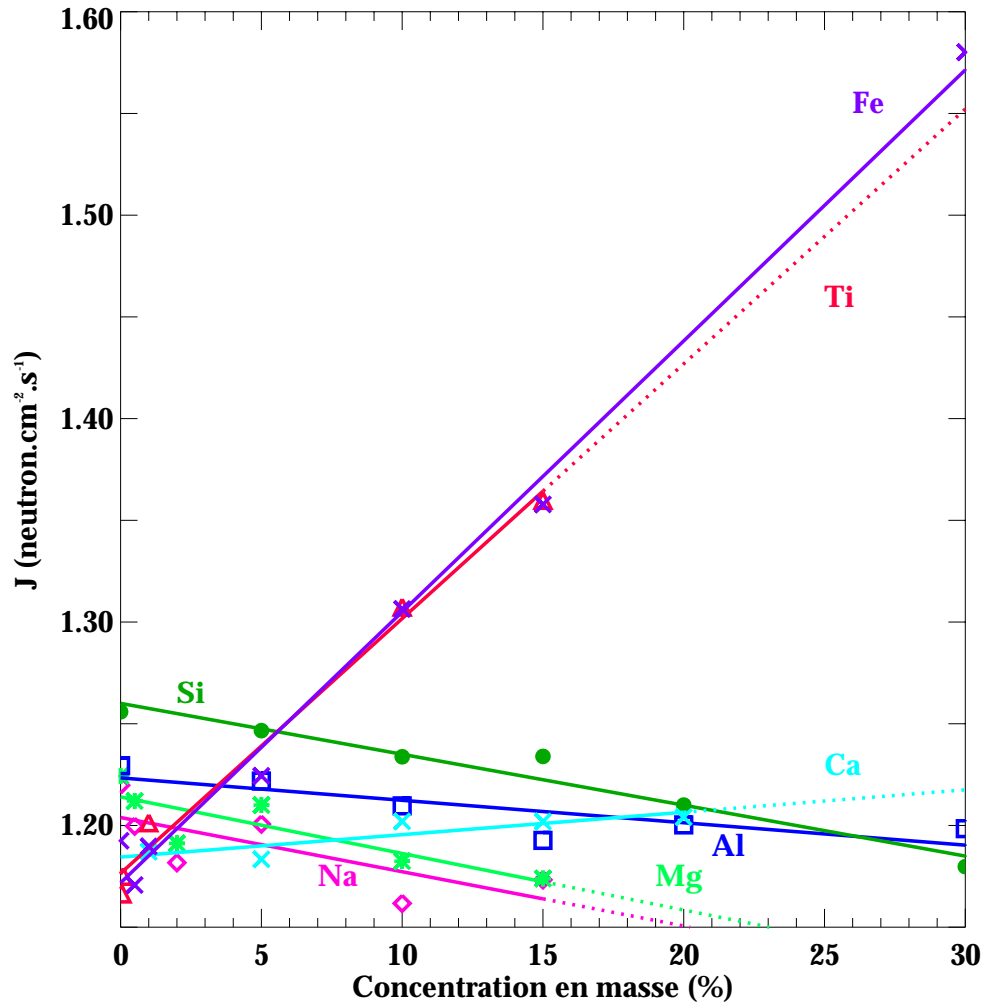


Figure 38. Variation du flux intégré de neutrons rapides qui quittent la surface lunaire en fonction de la concentration des éléments qui constituent le sol de type anorthosite. Les concentrations des éléments chimiques varient successivement. Les résultats des simulations sont tracés pour les éléments Na (losanges roses), Mg (astérisques verts clairs), Al (carrés bleus foncés), Si (disques verts foncés), Ca (croix bleues claires), Ti (triangles rouges) et Fe (croix violettes). Les droites sont les meilleures approximations linéaires des variations calculées.

La Figure 38 révèle que les relations entre J et l'abondance de chacun des éléments présentent des tendances linéaires. Cette dépendance linéaire n'est cependant pas la même pour chaque élément chimique : J décroît avec l'abondance d'un premier groupe d'éléments (Na, Mg, Si, Al), la pente de la droite est légèrement positive pour Ca et finalement, pour Fe et Ti, la variation de J est fortement positive.

Deux facteurs rentrent en jeu pour expliquer ces résultats : la production des neutrons et leur transport dans le sol. La Figure 39 illustre la production des neutrons à tra-

vers le spectre des neutrons créés dans un sol d'anorthosite ou de fer pur. Pour chaque cible (anorthosite et fer pur), deux spectres sont tracés :

- (i) celui des neutrons directement créés par les particules du rayonnement cosmique, ces neutrons constituent la première génération de particules secondaires
- (ii) celui correspondant à l'ensemble des neutrons créés (production totale).

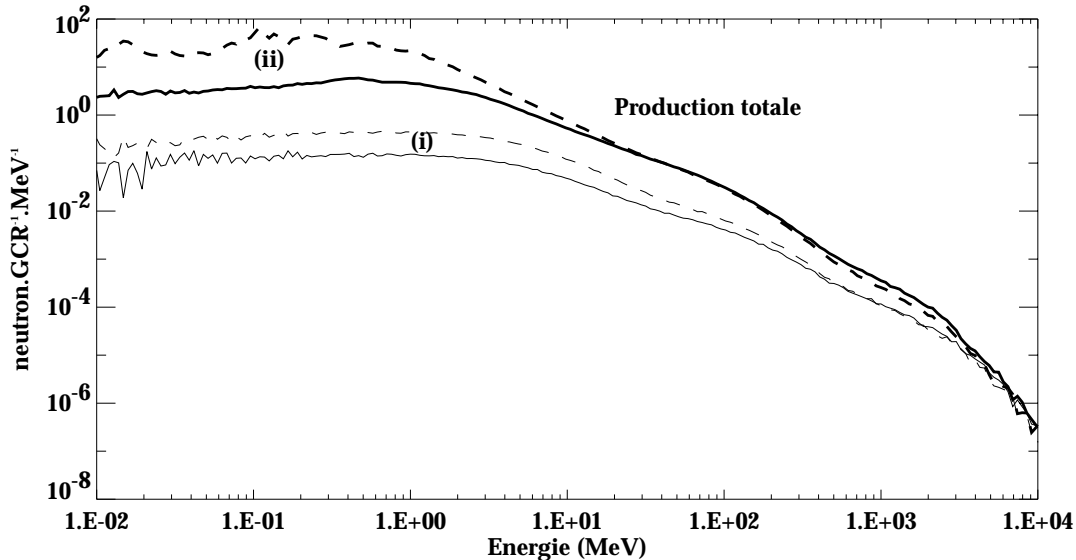


Figure 39. Spectres de l'énergie initiale des neutrons produits dans un sol lunaire de type anorthosite (lignes continues) et dans un sol en fer pur (lignes pointillées). Les courbes (i) représentent les neutrons produits directement par des particules du rayonnement cosmique ; les courbes (ii) correspondent à la production totale des neutrons (par les particules du rayonnement cosmique et par les particules secondaires). Les valeurs sont normalisées par particule cosmique incidente et par mégaélectronvolt.

Comme nous l'avons déjà signalé (cf.§I.A.2.a), la Figure 39 montre que la production directe de neutrons est minoritaire par rapport à l'ensemble de la cascade nucléaire impliquant toutes les particules secondaires. Par conséquent le volume de matière à considérer pour étudier la production des neutrons doit être bien plus grand que la profondeur de pénétration caractéristique des particules cosmiques. Ce résultat justifie dans la modélisation de la surface les dimensions choisies pour le cylindre d'étude (12 m par 12 m). Par ailleurs, la Figure 39 montre aussi que la majorité des neutrons sont produits à des énergies de l'ordre du mégaélectronvolt et que l'allure spectrale des neutrons produits varie peu avec la composition du sol. En revanche certains atomes produisent plus de neutrons que d'autres lorsqu'ils sont heurtés par une particule du rayonnement cosmique. Par exemple, Drake et al. (1988) montrent que le fer produit plus de neutrons que le silicium ou l'oxygène qui eux-mêmes produisent plus de neutrons que l'hydrogène. Nos simulations reproduisent ce résultat, nous trouvons en particulier que le fer ou le titane produisent deux fois plus de neutrons par particule cosmique incidente que

l'oxygène ou que tout autre élément majeur dans la composition d'un sol. L'excès de neutrons dans les atomes de fer et de titane par rapport à leur nombre de protons (Ti : 22 protons, 26 neutrons ; Fe : 26 protons, 30 neutrons) pourrait expliquer partiellement cet effet. Cela explique aussi le fait que J soit fortement dépendant de l'abondance de fer et de titane puisqu'ils produisent plus de neutrons que les autres éléments considérés.

La Figure 40 permet de comparer le spectre des neutrons au moment de leur création et au moment où ils quittent la planète. La différence illustre l'effet du transport des neutrons dans le sol et en particulier des interactions avec l'oxygène que nous avons évoquées auparavant. Le transport des neutrons dans le sol rend leur spectre représentatif de la composition de ce sol et transfère les neutrons des hautes énergies vers les basses énergies (cet effet est visible sur la Figure 40 puisque à 10 MeV le nombre de neutrons produits est supérieur de plus d'un ordre de grandeur au nombre de neutrons qui s'échappent tandis que les deux courbes se croisent entre 10 et 100 keV).

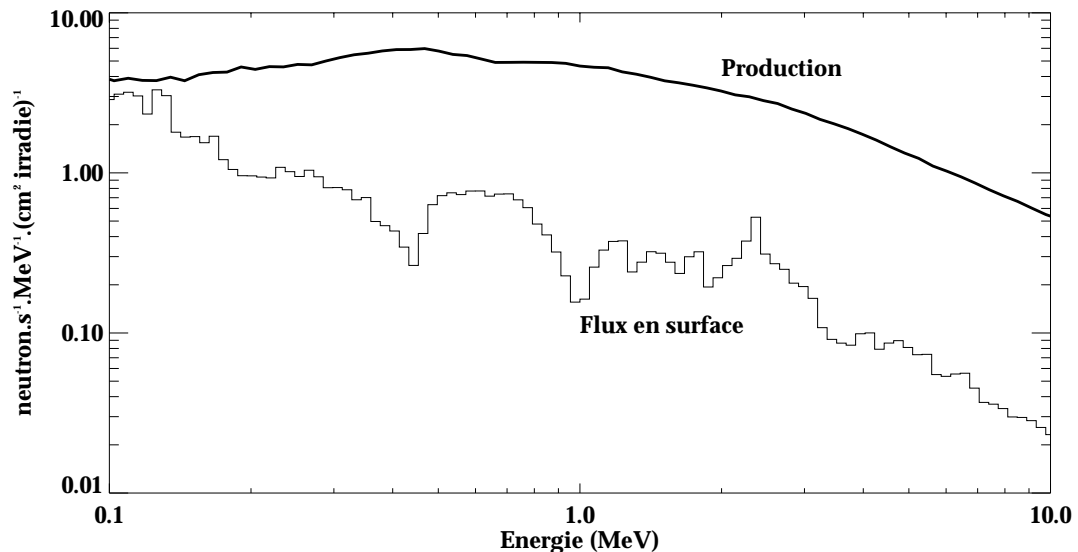


Figure 40. Comparaison entre la production de neutrons et le flux de neutrons rapides en surface pour une composition d'anorthosite. Le flux de neutrons à la surface entre 100 keV et 10 MeV est le nombre de neutrons par seconde et par mégaélectronvolt qui quittent le sol lorsque 1 cm² de surface est irradiée par un flux moyen de particules cosmiques. Le spectre de production représente le nombre total de neutrons créés dans le sol par seconde et par mégaélectronvolt lorsque 1 cm² de la surface est irradiée.

Le flux intégré de neutrons entre 500 keV et 8 MeV, J , apparaît donc comme une fonction linéaire de l'abondance de fer ou de titane avec un taux de variation égal à 1,3 neutrons.cm⁻².s⁻¹.(fraction de masse)⁻¹. Dans l'étude précédente telle qu'elle a été menée, les influences du fer et du titane ont été établies séparément : en effet les abondances de fer et de titane dans l'anorthosite sont faibles et lorsque nous augmentons l'abondance de l'un, nous diminuons celle de l'autre. A la surface de la Lune [Metzger et Drake, 1990], l'abondance de fer attendue s'étend d'environ 1% dans les continents à

15% dans les mers ; d'après nos calculs cela correspond à une variation de J de 15% (de 1,19 à 1,37 neutron.cm⁻².s⁻¹). Ce type de variation est suffisant pour être mesuré par un spectromètre neutron en orbite autour de la Lune comme celui de LUNAR PROSPECTOR. L'influence du titane est également forte mais l'intervalle de variation de son abondance d'un terrain à l'autre est plus restreint que celui du fer : de 0 à 1,3% dans les continents jusqu'à 12% dans les mers, soit une variation associée de J de 8% (de 1,18 à 1,27 neutron.cm⁻².s⁻¹) ce qui est encore significatif en termes d'observation. Un premier traitement des données de LUNAR PROSPECTOR, comparées aux mesures de CLEMENTINE, montre en effet une nette corrélation des flux de neutrons rapides avec l'abondance en fer du sol ainsi qu'une dépendance, moins marquée, avec l'abondance de titane [Maurice et al., soumis].

Il est probable néanmoins que ces taux de variation de J avec le fer et le titane soient sous-estimés car l'effet des autres atomes ne doit pas être négligeable. Pour démontrer cela nous allons procéder à une autre approche.

b) Approche linéaire.

Nous supposons que les variations d'abondance dans les simulations précédentes sont suffisamment restreintes pour avoir un effet linéaire sur J , ce qui est le cas d'après la Figure 38. Les valeurs de J peuvent alors être calculées en résolvant un système d'équation à huit variables (les abondances des 8 atomes composant FAN) et à quarante et une équations (les 41 compositions simulées). Ce système surdimensionné est résolu numériquement par projection orthogonale sur des sous-espaces et nous obtenons ainsi huit coefficients α_X (Tableau 11) tels que :

$$J = \sum_{X=\{O,Na,Mg,Al,Si,Ca,Ti,Fe\}} \alpha_X * [X] / 100$$

A titre de test, ce résultat a été utilisé pour reconstruire les graphiques de la Figure 38 ; les variations de J sont très bien reproduites, avec des facteurs de corrélation entre 0,752 et 0,998. Malgré la surdimension du système d'équations les coefficients α_X obtenus sont cohérents. Ils indiquent directement l'impact de chaque type d'atome dans la valeur du flux intégré : plus le coefficient α_X est élevé, plus J est sensible aux variations de l'abondance de l'élément X au sol. Nous retrouvons dans le Tableau 11 l'influence forte du titane et du fer avec un taux de variation de J de ~2,8 à 3 neutron.cm⁻².s⁻¹.(fraction de masse)⁻¹. Cette valeur est plus élevée que celle déterminée précédemment, mais cette fois-ci tous les atomes de FAN sont pris en compte. En effet, avec des coefficients compris entre 1,3 et 2,3 neutron.cm⁻².s⁻¹.(fraction de masse)⁻¹, l'influence de Si, Al, Ca, Mg et Na n'est pas négligeable comme nous nous y attendions. L'influence de l'oxygène n'est pas négligeable non plus, bien sûr, le faible coefficient associé est compensé par la forte abondance de l'oxygène.

Elément X	α_x	<i>Tableau 11. Coefficients permettant d'estimer le flux intégré de neutrons rapides au-dessus des continents lunaires par une simple combinaison linéaire des abondances des éléments chimiques majeurs. Les coefficients α_x sont donnés en $\text{neutron.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.$(fraction de masse)⁻¹.</i>
O	0,165	
Na	1,28	
Mg	1,68	
Al	2,09	
Si	2,26	
Ca	1,75	
Ti	3,02	
Fe	2,81	

Un second test a servi à vérifier la validité de ces coefficients. D'autres compositions chimiques (Tableau 8), représentatives de sols lunaires typiques et qui ne peuvent pas être déduites de FAN, ont été simulées. Le calcul des flux intégrés correspondant à ces compositions a été mené d'une part par simulation numérique et d'autre part avec les coefficients α_x déterminés par le jeu de simulations précédent. Dans un premier temps, nous traçons les valeurs de J simulées pour ces nouvelles compositions en fonction de leur teneur en fer et en titane (Figure 41). L'effet dominant du fer à travers les différentes régions représentées (depuis les continents jusque dans les mers) est clairement visible. Il est aussi observé dans les données de LUNAR PROSPECTOR [Elphic et al., 1998 ; Maurice et al., soumis]. L'enrichissement en titane des sols APOLLO 11 et APOLLO 17 explique les excès de J observés. La variation de J avec l'abondance de titane présente une pente très forte et bien supérieure à celle trouvée dans le cas des compositions dérivées de FAN. Cet effet s'explique simplement par l'augmentation simultanée de l'abondance de fer et de titane dans ces sols lorsque nous allons des continents vers les mers lunaires (alors que dans le cas FAN les abondances de fer et de titane variaient en sens opposé).

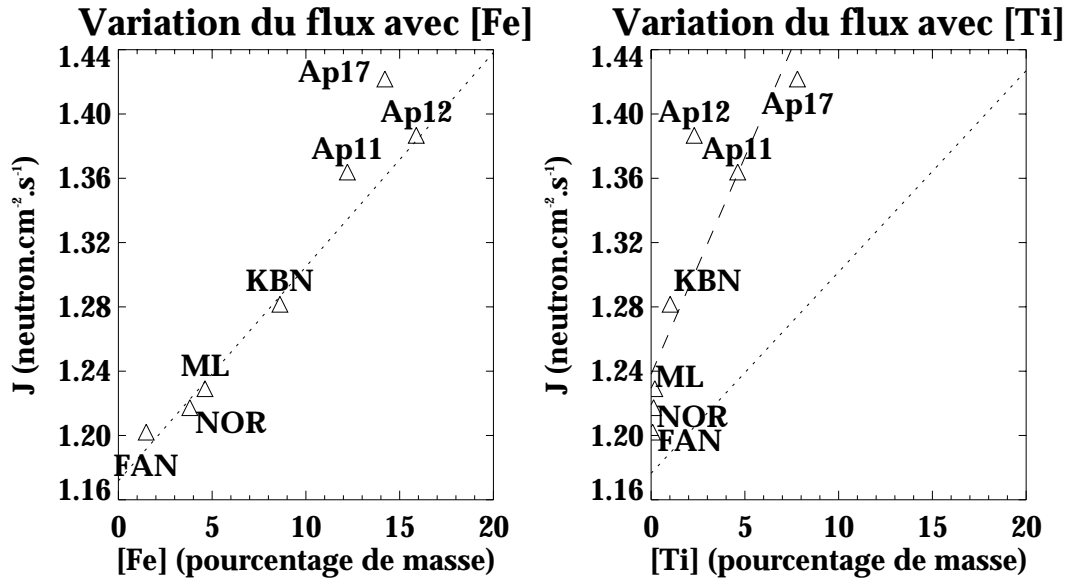


Figure 41. Variation de la valeur intégrée du flux de neutrons rapides pour différents terrains lunaires en fonction de leurs abondances en fer (à gauche) et en titane (à droite), d'après les résultats de nos simulations numériques. Dans la figure de droite, la ligne en tirés est l'approximation linéaire de cette variation. Pour comparaison, les lignes en pointillés sont les approximations linéaires établies d'après la Figure 38 dans le cas d'une composition anorthositique. FAN=anorthosite ; NOR=norite ; ML=météorite lunaire ; KBN=KREEP ; Ap11=Apollo 11 ; Ap12=Apollo 12 ; Ap17=Apollo 17.

La Figure 42 présente la comparaison des deux calculs avec ces nouvelles compositions : les simulations et les calculs avec les coefficients α_x . Un coefficient nul a été attribué aux nouveaux éléments chimiques (S, K, Cr et Mn) qui sont donc ignorés ce qui est justifié, en première approximation, par leur faible abondance. Les deux calculs donnent des résultats très proches (corrélation de 0,997) ce qui suggère que dans la majorité des cas le flux intégral de neutrons rapides qui s'échappent d'une surface planétaire peut être calculé simplement et rapidement avec ce jeu de coefficients, à condition que le sol soit sec. En partant des flux de neutrons observés par LUNAR PROSPECTOR et des mesures d'abondance en TiO₂ et FeO par CLEMENTINE, ces coefficients α_x pourraient être utilisés pour déduire les abondances des autres oxydes (SiO₂, CaO, Al₂O₃, MgO et Na₂O) ; ce travail est en cours [Maurice et al., 1999]. Ce résultat pourra être validé et enrichi en l'appliquant à d'autres types de terrains planétaires pour lesquels les abondances relatives des éléments chimiques sont différentes de celles étudiées ici.

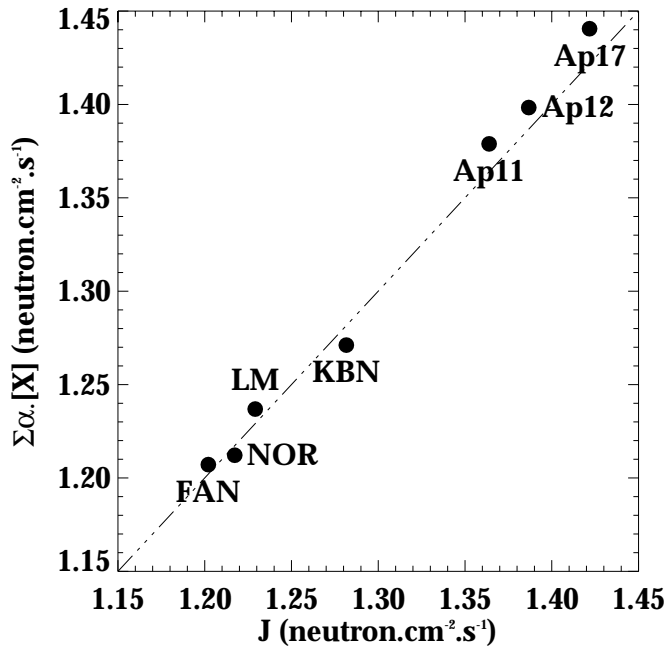


Figure 42. Comparaison de la valeur du flux intégré de neutrons rapides obtenu par simulation numérique (abscisses) et avec la combinaison linéaire des abondances (ordonnées) pour différents types de roches lunaires.

*FAN=anorthosite ;
 NOR=norite ; ML= météorite lunaire ; KBN=KREEP ;
 Ap11=Apollo 11 ; Ap12=Apollo 12 ; Ap17=Apollo 17.*

En conclusion, nous avons montré l'influence forte du fer et du titane sur le flux de neutrons rapides : il est donc pertinent de faire une cartographie des mers lunaires, riches en fer et en titane, et des continents lunaires, pauvres en fer et en titane, avec les mesures de neutrons rapides. Cette influence a été en outre quantifiée avec une valeur de 2,8 à 3 neutron.cm⁻².s⁻¹.(fraction de masse de Fe ou de Ti)⁻¹.

3. Détection de l'hydrogène.

La mesure de l'abondance d'hydrogène dans les surfaces planétaires est un moyen de rechercher la présence d'eau qui joue un rôle important dans la rhéologie du sol. Comparée à la Terre, la Lune est appauvrie en éléments volatils : les processus de perte associés à la faible gravité sont le bombardement météoritique, l'érosion par les flux de particules cosmiques et solaires et la photodissociation par les ultraviolets Lyman- α de l'hydrogène interstellaire. Il est cependant possible que des pièges froids se forment dans des zones en permanence à l'ombre ; la valeur du taux d'évaporation doit alors être suffisamment faible pour développer des dépôts permanents de glace d'eau dans ces pièges [Watson *et al.*, 1961]. Outre l'eau éventuellement présente dans les matériaux internes de la Lune depuis son origine, les apports d'eau peuvent être l'oxydation par l'ion Fe²⁺ de l'hydrogène implanté dans le sol lunaire par le vent solaire, ainsi que les comètes et les météorites.

La spectrométrie γ et neutronique permet de mesurer les abondances d'hydrogène dans les surfaces planétaires. Cette technique est bien adaptée à ce problème puisque la mesure concerne une couche de surface assez épaisse. Nous présentons

les méthodes de mesure, le résultat des premières observations sur la Lune et nos travaux préliminaires de simulation numérique dans ce domaine.

a) Méthode.

La détection de l'hydrogène par spectrométrie γ repose sur la réaction de capture $^1\text{H}(n,\gamma)$ qui produit l'unique raie γ de l'hydrogène à 2,223 MeV. La spectrométrie γ permet ainsi la mesure de l'abondance d'hydrogène et de sa distribution spatiale dans les premiers décimètres du régolite planétaire, mais cela requiert un temps d'observation important. Les neutrons permettent une détection plus rapide et plus profonde. La comparaison des deux mesures (γ et neutron) permet en fin de compte une investigation de la distribution verticale de l'hydrogène.

L'hydrogène est un des modérateurs les plus efficaces des neutrons. D'autre part l'atome d'hydrogène possède aussi une forte section efficace d'absorption des neutrons. Par conséquent le flux de neutrons est modifié de façon significative en présence d'hydrogène à toutes les énergies. L'augmentation de l'abondance d'hydrogène dans le sol provoque une décroissance des flux de neutrons épithermiques et rapides. La variation du flux de neutrons thermiques est plus compliquée, ce flux augmente lorsque l'hydrogène passe de 0 à 3 ou 5% en masse puis diminue pour des concentrations d'hydrogène supérieures [Feldman *et al.*, 1997].

La détection de l'hydrogène par spectrométrie neutronique repose donc sur la mesure des énergies épithermiques et rapides. Le spectre du flux de neutrons épithermiques se comporte en loi de puissance de l'énergie ($E^{-\alpha}$), la pente dépend du taux d'absorption des neutrons qui dépend lui-même du temps nécessaire aux neutrons pour passer des hautes énergies aux énergies thermiques. Ce temps diminue quand l'abondance d'hydrogène augmente puisque c'est un modérateur privilégié des neutrons. Par conséquent la pente du spectre des neutrons épithermiques diminue avec l'abondance en hydrogène, ce qui permet la mesure. Par ailleurs les neutrons épithermiques permettent de détecter des abondances d'hydrogène plus faibles et à des profondeurs plus grandes que les neutrons rapides. En effet, les sections efficaces de réaction nous indiquent que les neutrons réagissent plus facilement avec les atomes d'oxygène qu'avec les atomes d'hydrogène au-delà d'1 MeV, donc si la glace est enfouie, le régolite (riche en oxygène) va faire office d'écran.

Il est aussi possible de détecter la présence d'hydrogène en considérant le rapport entre les intensités de deux raies γ d'un même élément, l'une issue d'une réaction de diffusion inélastique, l'autre d'une réaction de capture. En effet la première raie sera représentative du flux de neutrons rapides, tandis que la seconde reflète le flux de neutrons de basse énergie [Evans *et Squyres*, 1987].

Une autre méthode consiste à mesurer le décalage Doppler entre différentes mesures simultanées des neutrons thermiques. En effet, la vitesse des satellites en orbite

planétaire est proche de celle des neutrons thermiques, par conséquent si le satellite comporte plusieurs détecteurs de neutrons orientés dans des directions différentes, il va apparaître un effet Doppler entre les mesures. Il est possible de relier cet effet à la fonction de distribution des vitesses des neutrons thermiques [*Feldman et Drake*, 1986]. Or cette fonction de distribution dépend de l'abondance en hydrogène dans le sol, mais nous avons vu que cette dépendance n'était pas simple dans le cas des neutrons thermiques. Cette méthode était tout de même prévue sur MARS OBSERVER.

b) Observations.

Il y a quelques années, l'observation radar de cratères en permanence à l'ombre aux pôles de Mercure [*Slade et al.*, 1992] a relancé le débat sur la présence possible de glace d'eau dans ces pièges thermiques. Dans le cas de la Lune, cette hypothèse n'était pas incompatible avec les observations de la sonde CLEMENTINE qui a trouvé des pièges froids dans des cratères près des pôles. Enfin, LUNAR PROSPECTOR a observé des abondances importantes d'hydrogène à proximité des deux pôles lunaires. La mesure des flux de neutrons épithermiques montre clairement une dépression au niveau des pôles [*Feldman et al.*, 1998b]. Le résultat est moins net dans le domaine des neutrons rapides, ce qui privilégie l'hypothèse d'hydrogène enfouie sous la surface.

Il n'est pas évident, à partir de ces observations, de conclure quant à la nature exacte de cet hydrogène. Il pourrait s'agir d'hydrogène implémenté dans le sol par le vent solaire, mais la coïncidence des fortes abondances d'hydrogène avec des zones de pièges froids laisse plutôt penser qu'il s'agit de glace d'eau. Il est tout aussi difficile de conclure sur l'organisation de cette glace éventuelle, différentes configurations peuvent produire la même observation : une couche pure de glace d'eau enfouie sous du régolite, une succession horizontale ou verticale de couches, de la glace mélangée au régolite (pergélisol).

c) Simulations.

Le logiciel de simulation de neutrons rapides dans la surface lunaire a été utilisé pour cerner au mieux l'impact de l'hydrogène dans le spectre. Cette étude est préliminaire, peu de configurations étant étudiées, mais elle trouve plusieurs applications importantes aussi bien pour la Lune que pour Mars où la recherche d'eau enterrée sera un thème important des explorations futures. C'est pourquoi nous présentons ici nos premiers résultats.

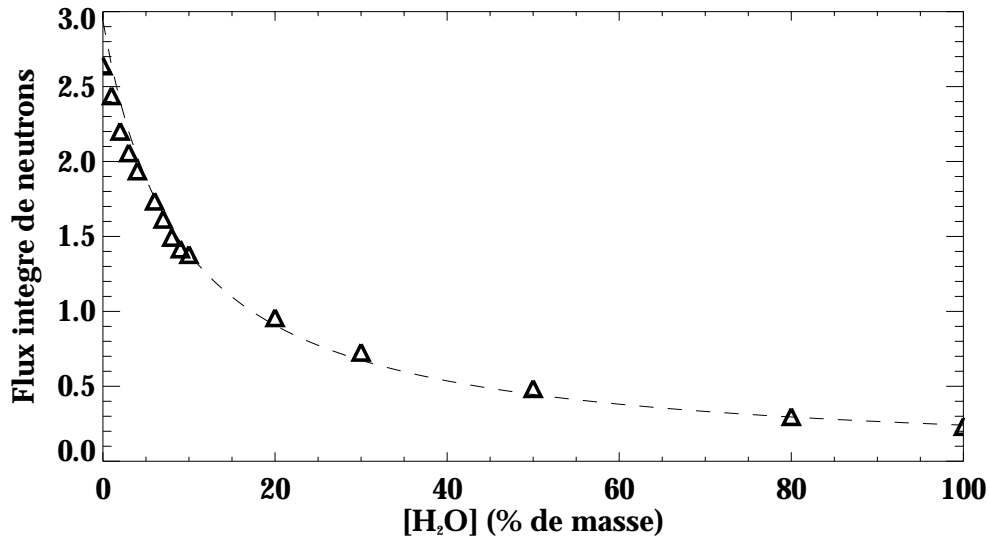


Figure 43. Flux de neutrons intégré entre 500 keV et 8 MeV en fonction de l'abondance en eau d'un mélange d'anorthosite et glace d'eau. Les résultats des simulations (neutron.cm⁻².s⁻¹) sont représentés par des triangles.

Dans un premier jeu de simulations, de l'eau a été ajoutée à la composition FAN, répartie de façon homogène dans le régolite puis l'abondance d'hydrogène a été augmentée progressivement, tout comme nous avons augmenté auparavant les abondances des oxydes. La densité du sol est maintenue à 3 g.cm⁻³. La variation du flux intégré en fonction de l'abondance de H₂O (Figure 43) montre en effet que le flux de neutrons rapides diminue avec l'abondance d'eau. Cette variation du flux n'est pas linéaire, elle est rapide si le mélange sol-glace contient moins de 20% d'eau en masse, tandis que pour des abondances d'eau supérieures la variation est plus lente. La loi :

$$J = \frac{1}{(0,34 + 0,04[H_2O])}$$

semble être une bonne approximation de cette variation ; elle est représentée par les pointillés sur la Figure 43. Les résultats montrent aussi qu'en présence de 100% d'eau l'allure spectrale des neutrons qui s'échappent du sol a complètement changé (Figure 44). L'impact fort de l'hydrogène se fait d'autant plus ressentir qu'il est supérieur en nombre à l'oxygène (majoritaire en masse) qui jusque là imprégnait le spectre des structures de sa section efficace. Par conséquent le spectre "s'aplatit" au fur et à mesure que nous rajoutons de l'eau : la Figure 45 donne la pente de la loi de puissance, qui représente au mieux le spectre entre 100 keV et 10 MeV, en fonction de l'abondance en eau. Ce résultat illustre bien que le spectre de neutrons rapides peut être traité comme celui des épithermiques vis à vis de l'eau, dans le cas d'un régolite "mouillé".

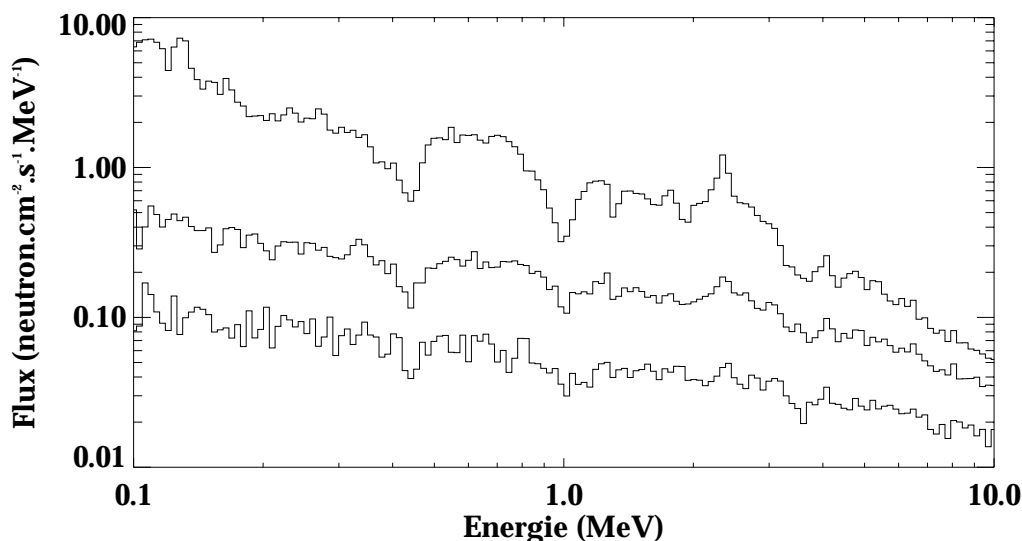


Figure 44. Spectre du flux de neutrons rapides au-dessus d'un sol lunaire de type anorthosite mélangé à de la glace d'eau. De haut en bas, les courbes représentent les cas avec 0%, 30% et 100% de H₂O.

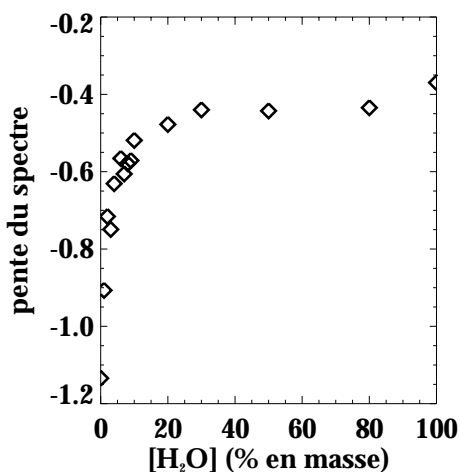


Figure 45. Pente du spectre du flux de neutrons en fonction de l'abondance en eau du mélange sol-glace. La pente est obtenue en représentant le flux de neutrons (Figure 44) par une loi de puissance entre 100 keV et 10 MeV: $\Phi=k.E^{-\alpha}$. La pente ($-\alpha$) s'exprime en $\text{neutron.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{MeV}^{-2}$.

Nous avons ensuite simulé une couche de glace d'eau pure (densité 1 g.cm^{-3}) plus ou moins enfouie sous la surface formée de FAN (densité 3 g.cm^{-3}). Si la couche de glace mesure 2 m d'épaisseur (Figure 46), le flux de neutrons rapides est fortement diminué (~ 3 fois plus faible) mais il rejoint assez rapidement le flux d'un sol "sec" lorsque la couche de glace s'enfonce : si la surface supérieure de la couche de glace se trouve à 30 g.cm^{-2} de profondeur, soit 10 cm, l'écart au sol "sec" n'est plus que d'1,2. En revanche, si la couche de glace ne mesure qu'1 cm d'épaisseur (Figure 47) alors le flux de neutrons rapides augmente rapidement tandis que la couche s'enfonce dans le sol jusqu'à une profondeur comprise entre ~ 30 et 60 g.cm^{-2} (~ 10 à 20 cm). Puis ce flux diminue lentement lorsque la couche de glace descend vers des profondeurs plus grandes. Avec une couche d'1 cm à 300 g.cm^{-2} de profondeur (100 cm), le flux de neutrons rapides est

toujours supérieur d'un facteur $\sim 1,4$ au cas sans eau. Dans les deux cas (couche de 1 ou 200 cm d'épaisseur), le spectre garde sont allure générale liée à la présence d'oxygène dans le sol. La pente moyenne du spectre ne semble pas varier de façon significative et simple en fonction de la profondeur de la couche.

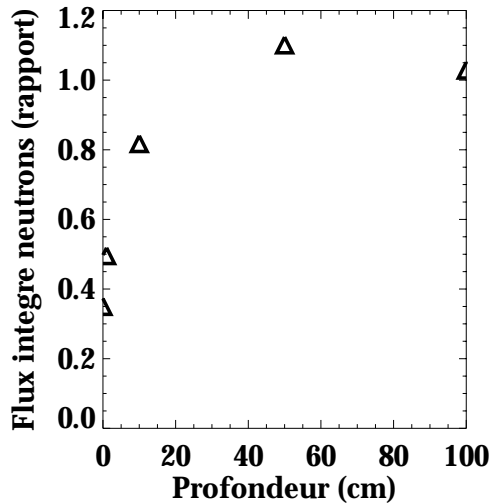


Figure 46. Flux de neutrons intégré entre 500 keV et 8 MeV en fonction de la profondeur d'une couche de glace de 2 m d'épaisseur dans un sol d'anorthosite. Le flux est normalisé au cas sans eau. La profondeur est celle de la surface supérieure de la couche de glace.

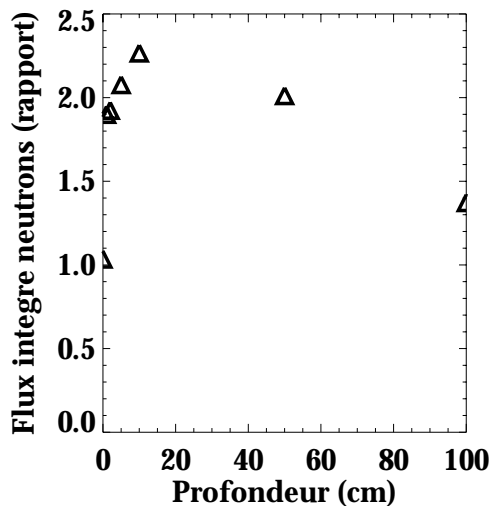


Figure 47. Flux de neutrons intégré entre 500 keV et 8 MeV en fonction de la profondeur d'une couche de glace d'1 cm d'épaisseur dans un sol en anorthosite. Le flux est normalisé au cas sans eau. La profondeur est celle de la surface supérieure de la couche de glace.

Un suivi détaillé des neutrons dans le sol devrait permettre de mieux comprendre ce comportement dans l'avenir. La couche de glace de 2 m semble suffisamment importante pour que l'effet modérateur des neutrons par l'hydrogène se fasse ressentir comme une diminution du nombre de neutrons rapides. En revanche, la couche d'1 cm d'épaisseur ne serait pas suffisante pour ralentir les neutrons et les faire passer hors du domaine rapide, mais la présence d'hydrogène augmenterait le nombre d'interactions ce

qui favoriserait le changement de direction des neutrons, leur permettant ainsi de s'échapper en plus grand nombre vers l'espace.

Cette étude préliminaire de l'impact d'une couche d'eau sur le flux de neutrons rapides illustre parfaitement la complexité du problème de la recherche de glace d'eau par spectrométrie neutronique. En effet, plusieurs configurations différentes du terrain observé peuvent aboutir à la même mesure. Toutefois, nous avons montré qu'à l'aide des simulations numériques, il est possible de caractériser un grand nombre de configurations et d'en déduire des comportements particuliers pour chaque cas. Par exemple, en présence d'une couche mince de glace, le flux de neutrons rapides augmente tandis qu'il diminue en présence d'une couche épaisse ; si au contraire la glace est mélangée au régolite, alors c'est l'allure spectrale qui varie. Les simulations constituent ici un outil très puissant pour interpréter les données. La comparaison des variations de flux dans différentes bandes d'énergie pourrait être une piste de recherche pour améliorer notre capacité à différencier les diverses configurations : effet géométrique (couche de glace) ou de composition (abondance de Fe, Ti, H).

Conclusion

Nous avons étudié les apports de la spectrométrie gamma et neutronique en planétologie. Le Système Solaire est en effet balayé par un flux de particules cosmiques qui initient des cascades de réactions nucléaires dans les corps solides dépourvus d'atmosphère épaisse et de champ magnétique intense. Il en résulte une production importante de neutrons et une activation des noyaux atomiques qui rayonnent en gamma. D'une part la production de neutrons et leur transport dans le sol façonne le spectre des neutrons qui s'échappent de la surface. D'autre part l'émission des photons gamma se fait sous forme de raies, caractéristiques des niveaux quantiques du noyaux émetteur, qui permettent de l'identifier et de mesurer son abondance. Il existe en outre trois éléments radioactifs de longue période qui émettent des raies gamma sans l'intervention du rayonnement cosmique : K, Th, U. Les données neutrons et gamma sont complémentaires et sont généralement étudiées parallèlement dans les missions spatiales planétaires.

Les performances de détection du spectromètre gamma de la sonde MARS SURVEYOR 2001, qui s'inscrit dans le programme d'exploration de Mars, ont été étudiées. Ce spectromètre utilise un semi-conducteur de type n en germanium ultra pur de 6,7 cm par 6,7 cm. Ce type d'instrument possède une excellente résolution en énergie qui permet d'identifier correctement les raies gamma et ainsi de détecter les éléments majeurs dans le sol : H, C, O, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, K, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe, Ni, Gd, Th et U. Pour préciser les performances de cet instrument, nous avons développé un logiciel de simulation numérique autour de la bibliothèque GEANT du CERN. Grâce à la souplesse de GEANT, un modèle en trois dimensions du détecteur a été élaboré, ce qui a permis de simuler la collecte d'énergie dans le cristal de germanium au cours des mesures.

- L'efficacité du détecteur a été calculée dans la configuration des calibrations. Dans son cryostat de calibration, le détecteur offre une efficacité intrinsèque d'environ 35% à 100 keV, 17% à 1 MeV et 2% à 10 MeV pour le pic de pleine énergie. Ces valeurs sont très satisfaisantes pour ce type d'instrument grâce au volume important de germanium utilisé.
- L'efficacité ainsi calculée est légèrement supérieure à celle mesurée lors des calibrations entre 100 keV et 2 MeV. La différence est surtout sensible à basse énergie ce qui nous fait penser que la modélisation des petites pièces dans le détecteur peut être améliorée. Une collecte parfaite des charges dans le semi-conducteur a, en outre, été supposée, ce qui n'est pas tout à fait vrai pour les types n. Ce genre d'écart entre les simulations numériques et les mesures a été systématiquement constaté dans les travaux précédents.
- L'efficacité de détection a aussi été évaluée en fonction de l'angle d'incidence des photons gamma. Nous avons à nouveau constaté un excès dans le résultat

des simulations par rapport aux mesures, en particulier lorsque les photons arrivent sur le détecteur avec un angle d'environ $22,5^\circ$ par rapport à l'axe principal. Cet écart s'explique par la présence de pièces difficiles à modéliser au-dessus du détecteur, soit à cause de leur forme complexe (pinch-off) soit parce que leur composition n'a pas été communiquée (getter).

- Les résultats précédents étant satisfaisants, le logiciel de simulation a permis d'étendre l'étude de l'efficacité de détection à la configuration de vol qui sera calibrée avant le lancement. Les performances du spectromètre gamma en orbite martienne ont pu être estimées. Les contributions des divers bruits de fond ont été calculées : les protons, les particules alpha et les électrons cosmiques, le fond diffus cosmique et le continuum gamma de Mars. Le continuum martien domine le spectre jusque à 7 MeV, puis les protons et les particules alpha dominent jusqu'à 10 MeV. Au total le bruit de fond évalué s'élève à environ 160 coups par seconde.
- La sensibilité du spectromètre gamma de MARS SURVEYOR 2001 aux éléments chimiques majeurs de la surface martienne a pu alors être calculée. Nous avons établi qu'en 38 heures de mesures (temps nominal prévu aux pôles), il sera possible de mesurer Fe, Mg, K, Si, Th, Cl et O avec une incertitude inférieure à 10%. Par ailleurs, la précision de mesure sera meilleure que 45% pour U, Ti, H, C, S, Ca et Al. Il est possible d'améliorer ces précisions en élargissant la taille des pixels au sol, c'est-à-dire en diminuant la résolution spatiale. Les incertitudes diminuent aussi lorsque l'abondance dans le sol de l'élément considéré est plus grande ; ainsi il sera possible d'avoir une mesure correcte de l'eau ou du carbone avec une bonne résolution angulaire si leur abondance est supérieure à 3%.
- Ces sensibilités démontrent que le spectromètre gamma de MARS SURVEYOR 2001 pourra faire des mesures très intéressantes de la composition élémentaire globale du sol martien avec une qualité bien supérieure aux observations précédentes lors des missions MARS 5 et PHOBOS. Il sera ainsi possible de cartographier l'abondance de l'eau et des volatils à l'échelle régionale ; cette distribution pourra aussi être étudiée en fonction des saisons. La quantité de poussières dans les calottes polaires pourra être estimée. La mesure des éléments majeurs ou radioactifs permettra de caractériser les différentes entités géologiques par comparaison aux analogues terrestres ou lunaires.
- Nous avons établi que l'émission des photons gamma à la surface de Mars n'est pas isotrope et favorise plutôt le zénith. La présence de l'atmosphère accentue cet effet et, lorsque le satellite se trouve à 400 km d'altitude, 50% des photons mesurés par le détecteur proviennent d'un disque à la surface

d'environ 300 km de rayon. Cette donnée est importante pour établir la résolution spatiale du détecteur et construire les cartes de composition.

Nous avons ensuite étudié les processus d'émission des neutrons par les surfaces planétaires. L'objectif était d'établir des relations entre la composition et la structure de la surface et le flux de neutrons mesuré en orbite. En effet l'interprétation du flux de neutrons est plus difficile que pour les photons gamma, mais cette mesure est intéressante aussi car elle complète avantageusement celle des photons gamma. Cette étude est consacrée à la Lune, en application des mesures récentes de la sonde LUNAR PROSPECTOR. Celle-ci embarquait un spectromètre gamma à scintillateur et trois spectromètres à neutrons permettant de mesurer trois domaines en énergie : les neutrons rapides, épithermiques et thermiques. Nous avons approfondi l'étude des neutrons rapides qui était plus originale. Un second logiciel de simulation numérique a été développé avec la bibliothèque GEANT pour calculer le flux de neutrons rapides émis par la surface lunaire dans différentes configurations.

- L'émission de neutrons n'est pas isotrope à la surface et privilégie la direction du zénith à toutes les énergies entre 1 eV et 10 MeV. En revanche, à très haute énergie, 1 GeV, l'émission de neutrons se fait vers l'horizon car seules les particules cosmiques d'incidence rasante par rapport à la surface ont pu créer des neutrons de cette énergie capables de ressortir de la surface.
- Nous avons mis en place les calculs qui permettront de déterminer l'évolution des nucléides radioactifs produits par les neutrons à proximité des détecteurs. Ce calcul devra être couplé avec les bases de données de section efficace de réactions neutroniques telles qu'elles sont développées actuellement aux Etats-Unis et en Allemagne.
- Le flux de neutrons rapides au-dessus d'une surface en anorthosite, représentatif de la majorité du globe lunaire, a ensuite été calculé. Pour des énergies supérieures à 3 MeV, ce flux de neutrons peut-être assimilé à une loi de puissance en fonction de l'énergie E : $\Phi=0,74E^{-1,5}$. En dessous de 3 MeV, quelques structures viennent se superposer à la loi de puissance et reflètent l'interaction des neutrons avec l'oxygène (majoritaire dans le sol). Ces structures ne sont pas observées par le spectromètre de LUNAR PROSPECTOR, certainement à cause de la résolution en énergie assez faible de l'instrument, et peut-être d'un décalage dans les calibrations en énergie qui déplacerait ces structures dans le spectre. Au-delà de 3 MeV l'accord entre les simulations et les mesures est très satisfaisant, les différences peuvent certainement être réduites en prenant en compte la variété des terrains lunaires dans le modèle.

- Le flux intégral de neutrons entre 500 keV et 8 MeV dépend nettement de l'abondance de certains éléments, en particulier le fer et le titane. Cet effet a été mesuré par LUNAR PROSPECTOR et analysé avec les simulations. Puisque le fer est reconnu comme un marqueur des roches dans les mers (l'abondance de fer peut dépasser 10% dans ces roches), ce travail démontre qu'il est correct de cartographier les mers et les continents en se basant sur la mesure du flux intégral de neutrons.
- Nous proposons une méthode rapide et simple pour estimer le flux de neutrons rapides en fonction de la composition d'un sol sec. Elle consiste en une combinaison linéaire des abondances des éléments majeurs auxquels nous associons des coefficients donnés. Cette approche permet d'estimer, dans le flux émis par la surface, la quantité de neutrons rapides dus au fer à $2,8 \text{ neutrons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1} \cdot (\text{fraction de masse de fer})^{-1}$, et ceux dus au titane à $3 \text{ neutrons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1} \cdot (\text{fraction de masse de titane})^{-1}$.
- Enfin nous montrons que les neutrons rapides offrent la possibilité de faire une mesure de l'hydrogène tout comme dans le domaine épithermique. La présence d'une couche mince de glace (1 cm) provoque l'augmentation du flux de neutrons rapides tandis qu'une couche épaisse (2 m) implique une diminution de ce flux. Si la glace est mélangée au régolite, nous observons alors une modification de l'allure spectrale des neutrons rapides : plus il y a d'hydrogène, plus le spectre s'aplatit.

Ces travaux ont été particulièrement tournés vers les applications martienne et lunaire relatives aux missions MARS SURVEYOR 2001 et LUNAR PROSPECTOR. Ils pourront s'appliquer à un éventail plus large de corps du Système Solaire et de missions spatiales. La mission NEAR va explorer un astéroïde au début de l'année 2000, elle emporte avec elle un spectromètre gamma ; la mission SELENE, EN 2003, va faire de nouvelles mesures de rayonnement γ de la surface lunaire avec un instrument très performant ; des missions de spectrométrie gamma et neutronique se dessinent aussi vers Mercure et les comètes. Dans toutes ces missions, la spectrométrie gamma et neutronique constitue un outil puissant de caractérisation géologique et géochimique. Pour un grand nombre de corps du Système Solaire, cette technique permet de mesurer leur composition de surface, ce qui représente une des priorités de l'exploration spatiale aujourd'hui.

Publications

- **Gasnault O. and d'Uston C.** HIGH ENERGY PARTICLE MODELISATION FOR SURFACE IN SITU ANALYSIS, *Mars Exploration Program & Sample Return Missions Symposium*, Paris, France 1-5/02/1999
- **Gasnault O. and d'Uston C.** A NUMERICAL CODE FOR FAST NEUTRON PLANETARY EMISSION IN SURFACE ANALYSIS, *Lunar and Planetary Science Conference 30th*, Abstract #1717 (CD-ROM), Lunar and Planetary Institute, Houston, 15-19/03/1999
- **Gasnault O., d'Uston C., Barthe H. and Veyan J.F.** SIMULATIONS AND CALIBRATIONS OF THE MARS SURVEYOR 2001 GAMMA-RAY SPECTROMETER PERFORMANCES, *The 5th International Conference on Mars*, Pasadena, California, 18-23/07/1999
- **Maurice S., Feldman W.C., Lawrence D.J., Elphic R.E., Gasnault O., d'Uston C. and Lucey P.G.** HIGH-ENERGY NEUTRONS FROM THE MOON, *New Views of the Moon II*, Flagstaff, Arizona 22-24/09/1999
- **Gasnault O., d'Uston C., Feldman W.C. and Maurice S.** LUNAR FAST NEUTRON LEAKAGE FLUX CALCULATION AND ITS ELEMENTAL ABUNDANCE DEPENDENCE, *Journal of Geophysical Research*, in press
- **Maurice S., Feldman W.C., Lawrence D.J., Gasnault O., d'Uston C. and Lucey P.G.** HIGH-ENERGY NEUTRONS FROM THE MOON, *Journal of Geophysical Research*, submitted

Références bibliographiques

- **Acuña M.H., Connerney J.E.P., Ness N.F., Lin R.P., Mitchell D., Carlson C.W., McFadden J., Anderson K.A., Rème H., Mazelle C., Vignes D., Wasilewski P. and Cloutier P.** GLOBAL DISTRIBUTION OF CRUSTAL MAGNETIZATION DISCOVERED BY THE MARS GLOBAL SURVEYOR MAG/ER EXPERIMENT *Science* vol. **284**, n° **5 415**, 790-793, 1999
- **Adams F. And Dams R.** APPLIED GAMMA-RAY SPECTROMETRY second edition *Pergamon Press (ed.)*, 1970
- **Alamdar Millani S.** ETUDE DES PARAMETRES D'INFLUENCE INTERVENANT DANS LE DOSAGE IN SITU D'ELEMENTS A L'AIDE DES REACTIONS NUCLEAIRES (thèse) *Rapport de Recherche LPC n° 139, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées*, juin, 1986
- **Armstrong T.W. and Alsmiller R.G.** *Proceedings of the 2nd Lunar and Planetary Science Conference part 2*, 1971
- **Aylmer D., Bonanno V., Herzog G.F., Weber H., Klein J., Middleton R.** AL-26 AND BE-10 PRODUCTION IN IRON METEORITES *Earth and Planetary Science Letters* vol. **88**, n° **1-2**, 107-118, 1998
- **Binder A.B.** LUNAR PROSPECTOR: OVERVIEW *Sciences* vol. **281**, n° **5392**, 1475-1476, 1998
- **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. and Starr R.** SCIENCE APPLICATIONS OF THE MARS OBSERVER GAMMA-RAY SPECTROMETER *Journal of Geophysical Research* vol. **97**, n° **E5**, 7 681-7 698, 1992
- **Boynton W.V., Evans L.G., Reedy R.C. and Trombka J.I.** THE COMPOSITION OF MARS AND COMETS BY REMOTE AND IN SITU GAMMA RAY SPECTROMETRY *Remote Geochemical Analysis: Elemental and Mineralogical Composition*, C.M. Pieters, P.A.J. Englert (ed.), *Cambridge University Press*, 395-411, 1993
- **Boynton W.V., Evans L.G., Starr R., Brückner J., Bailey S.H. and Trombka J.I.** INDUCED BACKGROUND IN THE MARS OBSERVER GAMMA-RAY SPECTROMETER *Conference on the High Energy Radiation Background in Space*, 19-22, 1997
- **Brownlee D.E.** THE COMPOSITION OF COMETARY NUCLEI *Proceedings of an International Workshop on Physics and Mechanics of Cometary Materials, Münster, FRG* **ESA SP 302**, 1989
- **Brückner J., Wänke H. and Reedy R.C.** NEUTRON-INDUCED GAMMA RAY SPECTROSCOPY : SIMULATION FOR CHEMICAL MAPPING OF PLANETARY SURFACES *Proceedings of the 17th Lunar and Planetary Science Conference part 2 / Journal of Geophysical Research* vol. **92**, n° **B4**, E603-E616, 1987

- **Brückner J., Koerfer M., Wänke H., Schroeder A.N.F., Filges D., Dragovitsch P., Englert P.A.J., Starr R., Trombka J.I., Taylor I., Drake D.M. and Shunk E.R.** RADIATION DAMAGE IN GERMANIUM DETECTORS : IMPLICATIONS FOR THE GAMMA-RAY SPECTROMETER OF THE MARS OBSERVER SPACECRAFT *Proceedings of the 21st Lunar and Planetary Science Conference*, 137-138, 1990
- **Brückner J., Koerfer M., Wänke H., Schroeder A.N.F., Filges D., Dragovitsch P., Englert P.A.J., Starr R., Trombka J.I., Taylor I., Drake D.M. and Shunk E.R.** PROTON-INDUCED RADIATION DAMAGE IN GERMANIUM DETECTORS *IEEE Transactions on Nuclear Science NS 38*, 209-217, 1991
- **Brückner J. and Masarik J.** PLANETARY GAMMA-RAY SPECTROSCOPY OF A COMET SURFACE *Proceedings of the 27th Lunar and Planetary Science Conference*, 173-174, 1996
- **Brückner J. and Masarik J.** PLANETARY GAMMA-RAY SPECTROMETRY OF THE SURFACE OF MERCURY *Planetary and Space Science vol. 45, n° 1*, 39-48, 1997
- **Brun R., Carminati F. and Giani S. et al.** GEANT DETECTOR DESCRIPTION AND SIMULATION TOOL, *Program Library Long Writeup W5013, edited by CERN, Geneva, Switzerland*, 1994.
- **Castagnoli G. and Lal D.** SOLAR MODULATION EFFECTS IN TERRESTRIAL PRODUCTION OF CARBON 14 *Radiocarbon vol. 22, n° 2*, 133-158, 1980
- **Connerney J.E.P., Acuña M.H., Wasilewski P.J., Ness N.F., Rème H., Mazelle C., Vignes D., Lin R.P., Mitchell D.L. and Cloutier P.A.** MAGNETIC LINEATIONS IN THE ANCIENT CRUST OF MARS *Science vol. 284, n° 5 415*, 794-798, 1999
- **Dagge G., Dragovitsch P., Filges D. and Brückner J.** MONTE CARLO SIMULATION OF MARTIAN GAMMA-RAY SPECTRA INDUCED BY GALACTIC COSMIC RAYS *Proceedings of the 22nd Lunar and Planetary Science vol. 21*, 425-435, 1991
- **Davis P.A. and Spudis P.D.** PETROLOGIC PROVINCE MAPS OF THE LUNAR HIGHLANDS DERIVED FROM ORBITAL GEOCHEMICAL DATA *Proceedings of the 16th Lunar and Planetary Science Conference part 1* in *Journal of Geophysical Research vol. 90, supplement*, D61-D74, 1985
- **Davis P.A. and Spudis P.D.** GLOBAL PETROLOGIC VARIATIONS ON THE MOON: A TERNARY-DIAGRAM APPROACH *Proceedings of the 17th Lunar and Planetary Science Conference part 2* in *Journal of Geophysical Research vol. 92, n° B4*, E387-E395, 1987
- **Dean A.J., Lei F. and Knight P.J.** BACKGROUND IN SPACE-BORNE LOW-ENERGY γ -RAY TELESCOPES *Space Science Reviews vol. 57*, 109-186, 1991
- **Delsemme A.H.** CHEMICAL COMPOSITION OF COMETARY NUCLEI *Comets, L.L. Wikenning (ed.), University of Arizona Press, Tucson*, 85-130, 1982
- **Drake D.M., Feldman W.C. and Jakosky B.M.** MARTIAN NEUTRON LEAKAGE SPECTRA *Journal of Geophysical Research vol. 93, n° B6*, 6 353-6 368, 1988
- **Dunn B.D. and Nicholas D.** ELEMENTAL DISTRIBUTION OF PARTS AND MATERIALS MAKING UP AN ELECTRONIC BOX *Circuit World 24/2*, 21-23, 1998

- **Elphic R.C., Lawrence D.J., Feldman W.C., Barraclough B.L., Maurice S., Binder A.B. and Lucey P.G.** LUNAR FE AND TI ABUNDANCES COMPARISON OF LUNAR PROSPECTOR AND CLEMENTINE DATA *Science* vol. **281**, n° **5 392**, 1 493-1 496, 1998
- **Evans R.D.** THE ATOMIC NUCLEUS *Mac Graw-Hill (ed.), Book Compagny Inc., New York*. Traduction française par Bussièrè A., Stephan C. et Vernotte J. LE NOYAU ATOMIQUE *Dunod (ed.), Paris*, 1961
- **Evans J.C., Reeves J.H., Rancitelli L.A. and Bogard D.D.** COSMOGENIC NUCLIDES IN RECENTLY FALLEN METEORITES : EVIDENCE FOR GALACTIC COSMIC RAY VARIATIONS DURING THE PERIOD 1967-1978 *Journal of Geophysical Research* vol. **87**, 5 577-5 591, 1982
- **Evans L.G., Trombka J.I. and Boynton W.V.** ELEMENTAL ANALYSIS OF A COMET NUCLEUS BY PASSIVE GAMMA RAY SPECTROMETRY FROM A PENETRATOR *Proceedings of the 16th Lunar and Planetary Science Conference, part 2* in *Journal of Geophysical Research* vol. **91**, n° **B4**, D525-532, 1986
- **Evans L.G. and Squyres S.W.** INVESTIGATION OF MARTIAN H₂O AND CO₂ VIA ORBITAL GAMMA RAY SPECTROSCOPY *Journal of Geophysical Research* vol. **92**, n° **B9**, 9 153-9 167, 1987
- **Evans L.G., Reedy R.C. and Trombka J.I.** INTRODUCTION TO PLANETARY REMOTE-SENSING GAMMA-RAY SPECTROSCOPY *Remote Geochemical Analysis: Elemental and Mineralogical Composition*, C. Pietersand, P.A.J. Englert (ed.), *Cambridge University Press, New York*, 167-198, 1993
- **Feldman W.C. and Drake D.M.** A DOPPLER FILTER TECHNIQUE TO MEASURE THE HYDROGEN CONTENT OF PLANETARY SURFACES *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A245**, 182-190, 1986
- **Feldman W.C., Reedy R.C. and McKay D.S.** LUNAR NEUTRON LEAKAGE FLUXES AS A FUNCTION OF COMPOSITION AND HYDROGEN CONTENT *Geophysical Research Letters* vol. **18**, 2 157-2 160, 1991
- **Feldman W.C., Boynton W.V. and Drake D.M.** PLANETARY NEUTRON SPECTROSCOPY FROM ORBIT *Remote Geochemical Analysis : Elemental and Mineralogical Composition*, C. Pietersand, P.A.J. Englert (ed.), *Cambridge University Press, New York*, 213-234, 1993
- **Feldman W.C., Barraclough B.L., Hansen C.J. and Spague A.L.** THE NEUTRON SIGNATURE OF MERCURY'S VOLATILE POLAR DEPOSITS *Journal of Geophysical Research* vol. **102**, n° **E11**, 25 565-25 574, 1997
- **Feldman W.C., Barraclough B.L., Maurice S., Elphic R.C., Lawrence D.J., Thomsen D.R. and Binder A.B.**, MAJOR COMPOSITIONAL UNITS OF THE MOON: LUNAR PROSPECTOR THERMAL AND FAST NEUTRONS *Science* vol. **281**, n° **5 382**, 1 489-1 493, 1998a
- **Feldman W.C., Maurice S., Binder A.B., Barraclough B.L., Elphic R.C. and Lawrence D.J.** FLUXES OF FAST AND EPITHERMAL NEUTRONS FROM LUNAR PROSPECTOR EVIDENCE OF WATER ICE AT THE LUNAR POLES *Science* vol. **281**, n° **5 382**, 1 496-1 500, 1998b

- **Feldman W.C., Barraclough B.L., Fuller K.R., Lawrence D.J., Maurice S., Miller M.C., Prettyman T.H. and Binder A.B.** THE LUNAR PROSPECTOR GAMA-RAY AND NEUTRON SPECTROMETERS *Nuclear Instruments and Methods* submitted
- **Festou M.C., Rickman H. and West R.M.** COMETS. I. CONCEPTS AND OBSERVATIONS *The Astronomy and Astrophysics Review* **vol. 4, n° 4**, 363-447, 1993a
- **Festou M.C., Rickman H. and West R.M.** COMETS. II. MODELS, EVOLUTION, ORIGIN AND OUTLOOK *The Astronomy and Astrophysics Review* **vol. 5, n° 1-2**, 37-163, 1993b
- **Firestone R.B., Shirley V.S., Banglin C.M., Frank Chu S.Y. and Zipkin J.** TABLE OF ISOTOPE, 8TH EDITION, *John Wiley & Sons (ed.), New York*, 1996
- **Fichtel C.E. and Trombka J.I.** DIFFUSE GALACTIC EMISSION, COSMIC RAYS, AND THE INTERSTELLAR MEDIUM *Gamma-Ray Astrophysics* second edition, NASA Reference Publication **1386**, NASA, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, 90-123, 1997
- **Hughes D.W.** THE INTERIOR OF A COMETARY NUCLEUS *Planetary Space Science* **vol. 44, n° 7**, 705-710, 1996
- **Goldstein D.B., Nerem S.R., Barker E.S., Austin J.V., Binder A.B. and Feldman W.C.** IMPACTING LUNAR PROSPECTOR IN A COLD TRAP TO DETECT WATER ICE *Geophysical Research Letters* **vol. 26, N° 12**, 1999
- **Gorenstein P. and Gursky H.** CHARACTERISTIC GAMMA AND X RADIATION IN THE PLANETARY SYSTEM *American Science and Engineering (ed.), Cambridge, ASE-2262*, 1969
- **Hess W.N., Canfield E.H. and Lingenfelter R.E.** COSMIC RAY NEUTRON DEMOGRAPHY *Journal of Geophysical Research* **vol. 66, N° 3**, 665-677, 1961
- **Jessberger E.K. and Kissel J.** CHEMICAL PROPERTIES OF COMETARY DUST AND A NOTE ON CARBON ISOTOPES *Comets in the post-Halley era, R.L. Newburn Jr., M. Neugebauer, J. Rahe (ed.), Kluwer academic publishers, Dodrecht, Boston, London, vol. 2*, 1 075-1 092, 1991
- **Jean P.** ETUDE DES PERFORMANCES ET MODELISATION DE SPECTROMETRES GAMMA POUR L'ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE *thèse de troisième cycle, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France*, 1996
- **Kandel B.** ETUDE DU PLAN DE DETECTION DU SPECTROMETRE SPI SUR INTEGRAL : ANALYSE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DES DETECTEURS HPGE *thèse de troisième cycle, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France*, 1998
- **Konopliv A.S., Binder A.B., Hood L.L., Kucinkas A.B., Sjogren W.L. and Williams J.G.** IMPROVED GRAVITY FIELD OF THE MOON FROM LUNAR PROSPECTOR *Science* **vol. 281**, 1 476-1 480, 1998
- **Laporte P., Kohnle A., Abrosimov N., Bastie P., Chambellan D., Cordier B., Di Cocco G., Gizzi L., Hamelin B., Jean P., Laurent P., Paltani S., Skinner G.K., Smither R.K. and von Ballmoos P.** TOWARDS THE FIRST LIGHT FOR A GAMMA-RAY LENS *Proceedings of the 3rd International Workshop The Extreme Universe, 14-18 Sept. 1998, Taormina, Italy*, in press.

- **Lavielle B., Marti K. and Jeannot J.-P.** COSMIC RAY RECORDS AND REACTION RATES IN IRON METEORITES *Meteoritics* **vol. 30, n° 5**, 533-534, 1995
- **Lavielle B., Toé S. and Gilibert E.** NOBLE GAS MEASUREMENTS IN THE L/LL5 CHONDRITE KNYAHINYA *Meteoritics and Planetary Science* **vol. 32, n° 1**, 1997
- **Lavielle B., Gilibert E. and Marti K.** RECORDS OF SOLAR ENERGETIC PARTICLES IN THE IRON METEORITE ARLINGTON *Proceedings of the Mars Exploration Program & Sample Return Missions International Symposium, february 2nd-5th, Paris, P27/S4*, 1999
- **Lawrence D.J., Feldman W.C., Barraclough B.L., Binder A.B., Elphic R.C., Maurice S. and Thomsen D.R.** GLOBAL ELEMENTAL MAPS OF THE MOON : THE LUNAR PROSPECTOR GAMMA-RAY SPECTROMETER *Science* **vol. 281, n° 5382**, 1 484-1 489, 1998
- **Li T.P. and Ma Y.Q.** ANALYSIS METHODS FOR RESULTS IN GAMMA-RAY ASTRONOMY *The Astrophysical Journal* **vol. 272**, 317-324, 1983
- **Lin R.P., Mitchell D.L., Curtis D.W., Anderson K.A., Carlson C.W., McFadden J., Acuña M.H., Hood L.L. and Binder A.** LUNAR SURFACE MAGNETIC FIELDS AND THEIR INTERACTION WITH THE SOLAR WIND : RESULTS FROM LUNAR PROSPECTOR *Science* **vol. 281**, 1 480-1 484, 1998
- **Lingenfelter R.E., Canfield E.H. and Hess W.N.** THE LUNAR NEUTRON FLUX *Journal of Geophysical Research* **vol. 36, n° 9**, 2 665-2 671, 1961
- **Lockwood J.A.** NEUTRON MEASUREMENTS IN SPACE *Space Science Reviews* **vol. 14**, 663-719, 1973
- **Mahoney W.A., Ling J.C., Jacobson A.S. and Tapphorn R.M.** THE HEAO 3 GAMMA-RAY SPECTROMETER *Nuclear Instruments and Methods* **vol. 178**, 363-381, 1980
- **Mandrou P., Vedrenne G. and Niel M.** DIFFUSE COSMIC GAMMA-RAY OBSERVATIONS FROM 0.3 TO 6 MEV IN TWO REGIONS NEAR THE GALACTIC CENTER AND ANTICENTER *Astrophysical Journal* **vol. 230**, 97-105, 1979
- **Masarik J. and Reedy R.C.** EFFECTS OF BULK COMPOSITION ON NUCLIDE PRODUCTION PROCESSES IN METEORITES *Geochimica et Cosmochimica Acta* **vol. 58, n° 23**, 5 307-5 317, 1994
- **Masarik J. and Reedy R.C.** TERRESTRIAL COSMOGENIC-NUCLIDE PRODUCTION SYSTEMATICS CALCULATED FROM NUMERICAL SIMULATIONS *Earth and Planetary Science Letters* **vol. 136**, 381-395, 1995
- **Masarik J. and Reedy R.C.** GAMMA RAY PRODUCTION AND TRANSPORT IN MARS *Journal of Geophysical Research* **vol. 101, n° E8**, 18 891-18 912, 1996
- **Maurice S., Feldman W.C., Lawrence D.J., Elphic R.E., Gasnault O., d'Uston C. and Lucey P.G.** HIGH-ENERGY NEUTRONS FROM THE MOON, *New Views of the Moon II, Flagstaff, Arizona September 22nd-24th*, 1999
- **Maurice S., Feldman W.C., Lawrence D.J., Gasnault O., d'Uston C. and Lucey P.G.** HIGH-ENERGY NEUTRONS FROM THE MOON *Journal of Geophysical Research* submitted

- **McSween H.Y., Murchie S.L., Crisp J.A., Bridges N.T., Anderson R.C., Bell III J.F., Britt D.T., Brückner J., Dreibus G., Economou T., Ghosh A., Golombek M.P., Greenwood J.P., Johnson J.R., Moore H.J., Morris R.V., Parker T.J., Rieder R., Singer R. and Wänke H.** CHEMICAL, MULTISPECTRAL, AND TEXTURAL CONSTRAINTS ON THE COMPOSITION AND ORIGIN OF ROCKS AT THE MARS PATHFINDER LANDING SITE *Journal of Geophysical Research* **vol. 104**, n° E4, 8 679-8 715, 1999
- **Metzger A.E. and Arnold J.R.** GAMMA RAY SPECTROSCOPIC MEASUREMENTS OF MARS *Applied Optics* **vol. 9**, n° 6, 1 2891 303, 1970
- **Metzger A.E. and Drake D.M.** IDENTIFICATION OF LUNAR ROCK TYPES AND SEARCH FOR POLAR ICE BY GAMMA RAY SPECTROSCOPY *Journal of Geophysical Research* **vol. 95**, n° B1, 449-460, 1990
- **Metzger A.E.** COMPOSITION OF THE MOON AS DETERMINED FROM ORBIT BY GAMMA RAY SPECTROSCOPY *Remote Geochemical Analysis : Elemental and Mineralogical Composition*, C.M. Pieters, P.A.J. Englert (ed.), Cambridge University Press, 341-365, 1993
- **Michel R., Peiffer F., Theis S., Begemann F., Weber H., Signer P., Wieler R., Cloth P., Dragovitsch P., Filges D. and Englert P.** PRODUCTION OF STABLE AND RADIOACTIVE NUCLIDES IN THICK STONY TARGETS (R=15 AND 25CM) ISOTROPICALLY IRRADIATED WITH 600 MeV PROTONS AND SIMULATION OF THE PRODUCTION OF COSMOGENIC NUCLIDES IN METEORITES *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **vol. 42**, 76-100, 1989
- **Moss C.E. and Streetman J.R.** COMPARISON OF CALCULATED AND MEASURED RESPONSE FUNCTIONS FOR GERMANIUM DETECTORS *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **vol. A299**, 98-101, 1990
- **Naya Ariste J.E.** SPECTROSCOPIE GAMMA FINE ET HAUTE RESOLUTION ANGULAIRE *thèse de troisième cycle, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France*, 1995
- **Naya Ariste J.E., Jean P., Bockholt J., von Ballmoos P., Vedrenne G. and Matteson J.** THE NEUTRON SPECTRUM INSIDE THE SHIELDING OF BALLON-BORNE GE SPECTROMETERS *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **vol. A 368**, 832-846, 1996
- **Neumann G.A., Zuber M.T., Smith D.E. and Lemoine F.G.** THE LUNAR CRUST : GLOBAL STRUCTURE AND SIGNATURE OF MAJOR BASINS *Journal of Geophysical Research* **vol. 101**, n° E7, 16 841-16 843, 1996
- **Nishiizumi K., Fink D., Klein J., Middleton R., Masarik J., Reedy R.C. and Arnold J.R.** DEPTH PROFILE OF ⁴¹Ca IN AN APOLLO 15 DRILL CORE AND THE LOW-ENERGY NEUTRON FLUX IN THE MOON *Earth and Planetary Science Letters* **vol. 148**, 545-552, 1997

- **Nozette S., Rustan P., Pleasance L.P., Horan D.M., Regeon P., Schoemaker E.M., Spudis P.D., Acton C.H., Baker D.N., Blamont J.E., Buratti B.J., Corson M.P., Davies M.E., Duxbury T.C., Eliason E.M., Jakosky B.M., Kordas J.F., Lewis I.T., Lichtenberg C.L., Lucey P.G., Malaret E., Massie M.A., Resnick J.H., Rollins C.J., Park H.S., McEwen A.S., Priest R.E., Pieters C.M., Risse R.A., Robinson M.S., Simpson R.A., Smith D.E., Sorenson T.C., Vorder Breugge R.W. and Zuber M.T.** THE CLEMENTINE MISSION TO THE MOON : SCIENTIFIC OVERVIEW *Science* **vol. 266**, 1 835-1 839, 1994
- **Peulvast J-P. and Benest D.** GEOLOGIE ET GEOMORPHOLOGIE PLANETAIRES in Les planètes et leur environnement, Hachette Supérieur (ed.), Paris, France, pp 7-32, 1996.
- **Reedy R.C., Arnold J.R. and Trombka J.I.** EXPECTED γ RAY EMISSION SPECTRA FROM THE LUNAR SURFACE AS A FUNCTION OF CHEMICAL COMPOSITION *Journal of Geophysical Research* **vol. 78**, n° 26, 5 847-5 866, 1973
- **Reedy R.C.** PLANETARY GAMMA-RAY SPECTROSCOPY *Proceedings of the 9th Lunar and Planetary Science Conference*, 2 961-2 984, 1978
- **Reedy R.C.** NUCLIDE PRODUCTION BY PRIMARY COSMIC-RAY PROTONS *Proceedings of the 17th Lunar and Planetary Science Conference part 2* in *Journal of Geophysical Research* **vol. 92**, n° B4, E697-E702, 1987a
- **Reedy R.C.** GAMMA-RAY AND NEUTRON SPECTROSCOPY OF PLANETARY SURFACES AND ATMOSPHERES *AIP Conference Proceedings* **170** ; *Nuclear Spectroscopy of Astrophysical Sources*, 1987b
- **Reedy R.C. and Frankle S.C.** NEUTRON CAPTURE YIELDS FOR OBTAINING ELEMENTAL ABUNDANCES FROM PLANETARY GAMMA-RAY SPECTRA *Proceedings of the 30th Lunar and Planetary Science Conference*, Lunar and Planetary Institute, Houston (CD-ROM), Abstract #1 658, 1991
- **Reedy R.C. and Masarik J.** NUMERICAL SIMULATION OF COSMOGENIC NUCLIDE PRODUCTION IN LUNAR ROCK *Meteoritics* **vol. 29**, n° 4, 521, 1994
- **Rogers D.W.O.** MORE REALISTIC MONTE CARLO CALCULATIONS OF PHOTON DETECTOR RESPONSE FUNCTIONS *Nuclear Instruments and Methods* **vol. 199**, 531-548, 1982
- **Rybicki G.B. and Lightman A.P.** FUNDAMENTALS OF RADIATIVE TRANSFER in Radiative processes in Astrophysics, J. Wiley & Sons (ed.), New York, 1979
- **Seifert H., Teegarden B.J., Cline T.L., Gehrels N., Hurley K.H., Madden N., Owens A., Palmer D.M., Pehl R. and Ramaty R.** GAMMA-RAY OBSERVATIONS WITH THE TRANSIENT GAMMA-RAY SPECTROMETER (TGRS) *Astronomy & Astrophysics, Supplement Series* **vol. 120**, 653-656, 1996
- **Simpson J.A.** ELEMENTAL AND ISOTOPIC COMPOSITION OF THE GALACTIC COSMIC RAYS *Annual Revue of Nuclear Particle Science* **vol. 33**, 323-381, 1983
- **Slade M.A., Butler B.J. and Muhleman D.O.** *Science* **vol. 258**, 1992
- **Squyres S.W. and Evans L.G.** EFFECTS OF MATERIAL MIXING ON PLANETARY GAMMA RAY SPECTROSCOPY *Journal of Geophysical Research* **vol. 97**, n° E9, 14 701-14 715, 1992

- **Staubert R.** ON THE STATISTICAL SIGNIFICANCE OF EXCESS EVENTS : REMARKS OF CAUTION AND THE NEED FOR A STANDARD METHOD OF CALCULATION *Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference, NASA Goddard Space Flight Center* **vol. 3**, 477-480,1985
- **Surkov Y.A., Moskaleva L.P., Kharyukova V.P., Manvelyan O.S. and Golovin A.** GAMMA RAY SPECTROSCOPY OF MARS *Remote Geochemical Analysis : Elemental and Mineralogical Composition*, C.M. Pieters, P.A.J. Englert (ed.), Cambridge University Press, 413-425, 1993
- **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. and McNutt R.** COMPOSITIONAL MAPPING WITH THE NEAR X RAY / GAMMA RAY SPECTROMETER *Journal of Geophysical Research* **vol. 102**, n° E10, 23 729-23 750, 1997
- **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.A. and Vilchinskaya A.** OBSERVATION OF THE γ -RAY EMISSION FROM THE MARTIAN SURFACE BY THE APEX EXPERIMENT *Nature* **vol. 341**, 598-600, 1989
- **d'Uston C., Borrel V., Boynton W.V., Brückner J., Klinger J., Reedy R.C., Schmitt B. and Trombka J.I.** GAMMA-RAY SPECTROSCOPY FOR THE INVESTIGATION OF THE COMET CHEMICAL COMPOSITION ON BOARD CHAMPOLLION *Proceedings of the 27th Lunar and Planetary Science Conference, Houston*, 327, 1996
- **Vinogradov A.P., Surkov Y.A., Chernov G.M., Kirnozov F.F. and Nazarkina G.B.** LUNAR GAMMA-RADIATION AND THE COMPOSITION OF THE LUNAR ROCKS ACCORDING TO THE RESULTS OF A LUNA 10 EXPERIMENT *Cosmic Research* **vol. 5**, 741, 1967
- **Vinogradov A.P., Surkov Y.A., Moskaleva L.P. and Kirnozov F.F.** THE MEASUREMENT OF THE INTENSITY AND THE SPECTRAL STRUCTURE OF THE GAMMA-RADIATION OF MARS BY AMS 'MARS 5' *Soviet Physics – Doklady* **vol. 20**, n° 8, 523-525, 1976
- **Vogt S., Herzog G.F. and Reedy R.C.** COSMOGENIC NUCLIDES IN EXTRATERRESTRIAL MATERIALS *Reviews of Geophysics* **vol. 28/3**, 253-275, 1990
- **Watson K., Murray B.C. and Brown H.** THE BEHAVIOR OF VOLATILES ON THE LUNAR SURFACE *Journal of Geophysical Research* **vol. 66**, n° 9, 3 033-3 045, 1961
- **Webber W.R. and Lezniak J.A.** THE COMPARATIVE SPECTRA OF COSMIC-RAY PROTONS AND HELIUM NUCLEI *Astrophysics and Space Science* **vol. 30**, 361-380, 1974
- **Yadav J.S. and Arnold J.R.** RADIOACTIVE MATERIAL SCREENING FOR GAMMA RAY SPECTROMETER EXPERIMENT ON MARS *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **vol. 295**, 241-245, 1990
- **Zeitnitz C. and Gabriel T.A.** THE GEANT-CALOR INTERFACE USER'S GUIDE *Oak Ridge National Laboratory*, 1996

- **Zulliger H.R. and Aitken D.W.** FANO FACTOR FACT AND FALLACY *IEEE Transactions on Nuclear Science* vol. NS 17, n° 3, 187-195, 1970

Bibliographie

Mars in Encyclopædia Universalis [*Masson et Chassefiere, 1995*].

Lune in Encyclopædia Universalis [*Thomas, 1995*].

Remote Geochemical Analysis : Elemental and Mineralogical Composition [*C.M. Pieters, P.A.J. Englert (ed.), Cambridge University Press, 1993*]

Gamma-Ray Astrophysics : New Insight Into the Universe, second edition, [*Fitchel and Trombka, NASA Reference Publication 1386, NASA, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, 1997*]

Bibliographie électronique

Il s'agit de quelques adresses sur Internet qui peuvent enrichir quelques points d'information donnés dans ce mémoire. Je ne peux malheureusement pas garantir la pérennité de ces adresses, j'ai essayé de choisir celles qui me paraissaient les plus stables dans le courant de cette année 1999.

- Présentation du Système Solaire :

<http://hplyot.obspm.fr/np/nineplanets/nineplanets.html>

Exploration spatiale des planètes :

<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/projects.html>

- Exploration de Mars :

<http://mars.jpl.nasa.gov/>

MARS SURVEYOR 2001 :

<http://mars.jpl.nasa.gov/2001/index.html>

- LUNAR PROSPECTOR :

<http://lunar.arc.nasa.gov/>

<http://nis-www.lanl.gov/nis-projects/lunar/>

- GEANT :

<http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/index.html>

GCALOR :

http://www.physik.uni-mainz.de/~zeitnitz_c/homepage.html

- Table of Isotopes :

<http://isotopes.lbl.gov/isotopes/toi.html>

Annexes

Annexe 1. Compositions atomiques simulées dans le calcul du flux de neutrons.

Pour pouvoir quantifier la variation du flux de neutrons rapides (Chapitre III. C.2) lorsque la composition de la surface change, une série de compositions atomiques est simulée. Chaque composition de la série est déduite de l'anorthosite de référence (FAN : Tableau 8, p. 109). Ces compositions atomiques sont obtenues en fixant arbitrairement l'abondance de l'un des atomes ; l'abondance des autres atomes est ajustée pour maintenir une abondance totale de 100% tout en respectant les proportions entre oxydes, (l'abondance d'oxygène reste ainsi réaliste). La série est donc divisée en sept groupes correspondant aux sept éléments principaux de FAN.

Les compositions atomiques simulées sont données ci-dessous en pourcentage de masse. Il y en a quarante et une en tout.

Groupe du sodium :

composition	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Fe
1	45,73	0	0,5096	17,73	20,79	13,68	0,07839	1,494
2	45,59	0,5	0,5062	17,61	20,65	13,58	0,07787	1,484
3	45,19	2	0,4959	17,25	20,22	13,31	0,07628	1,453
4	44,39	5	0,4753	16,54	19,38	12,75	0,07311	1,393
5	43,04	10	0,4409	15,34	17,98	11,83	0,06783	1,292
6	41,7	15	0,4066	14,15	16,58	10,91	0,06254	1,192

Groupe du magnésium :

composition	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Fe
1	45,66	0,4489	0	17,77	20,84	13,71	0,07858	1,497
2	45,61	0,4452	0,5	17,63	20,66	13,59	0,07793	1,485
3	45,46	0,434	2	17,18	20,14	13,25	0,07598	1,448
4	45,16	0,4117	5	16,3	19,11	12,57	0,07207	1,373
5	44,67	0,3744	10	14,83	17,38	11,44	0,06555	1,249
6	44,18	0,3372	15	13,35	15,65	10,3	0,05904	1,125

Groupe de l'aluminium :

composition	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Fe
1	44,88	0,6673	0,7594	0	30,98	20,38	0,1168	2,226
2	45,08	0,6043	0,6877	5	28,05	18,45	0,1058	2,016
3	45,29	0,5412	0,6159	10	25,12	16,53	0,09475	1,805
4	45,5	0,4782	0,5442	15	22,2	14,6	0,08372	1,595
5	45,71	0,4152	0,4725	20	19,27	12,68	0,07268	1,385
6	46,12	0,2891	0,329	30	13,42	8,828	0,0506	0,9642

Groupe du silicium :

composition	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Fe
1	39,55	0,7977	0,9078	31,58	0	24,36	0,1396	2,661
2	41,02	0,7124	0,8107	28,21	5	21,76	0,1247	2,376
3	42,48	0,627	0,7136	24,83	10	19,15	0,1098	2,092
4	43,95	0,5417	0,6165	21,45	15	16,54	0,09483	1,807
5	45,41	0,4564	0,5194	18,07	20	13,94	0,0799	1,522
6	48,35	0,2857	0,3252	11,31	30	8,726	0,05002	0,953

Groupe du calcium :

composition	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Fe
1	49,74	0,3054	0,6168	21,46	25,16	1	0,09488	1,627
2	48,54	0,2881	0,5818	20,24	23,73	5	0,08949	1,534
3	47,03	0,2664	0,538	18,72	21,94	10	0,08276	1,419
4	45,53	0,2448	0,4942	17,2	20,16	15	0,07603	1,303
5	44,02	0,2231	0,4505	15,67	18,37	20	0,0693	1,188

Groupe du titane :

composition	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Fe
1	45,95	0,251	0,5068	17,63	20,67	13,6	0,05	1,337
2	45,95	0,2508	0,5064	17,62	20,65	13,59	0,1	1,335
3	45,86	0,247	0,4987	17,35	20,34	13,38	1	1,315
4	44,97	0,2093	0,4226	14,7	17,24	11,34	10	1,114
5	44,48	0,1883	0,3803	13,23	15,51	10,2	15	1,003

Groupe du fer :

composition	O	Na	Mg	Al	Si	Ca	Ti	Fe
1	46,06	0,4538	0,5164	17,97	21,06	13,86	0,07944	0
2	46,14	0,2539	0,5127	17,84	20,91	13,76	0,07887	0,5
3	46,03	0,2521	0,509	17,71	20,76	13,66	0,0783	1
4	45,1	0,2375	0,4795	16,68	19,56	12,87	0,07376	5
5	43,94	0,2192	0,4426	15,4	18,05	11,88	0,06808	10
6	42,79	0,2009	0,4057	14,11	16,55	10,89	0,0624	15
7	36,88	0,2786	0,3171	11,03	12,93	8,51	0,04878	30

Annexe 2. Calculs relatifs à la spectrométrie gamma.

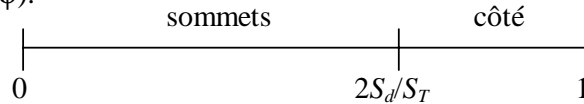
Ces calculs font appels à la génération de variables aléatoires par *bijection numérique* (méthode de Monte Carlo). L'objectif est d'obtenir une variable aléatoire x distribuée selon une densité de probabilité $f(x)$ entre les bornes a et b . Si la primitive F de $f(x)$ est connue et inversible alors x peut être extrait de l'égalité suivante :

$$\frac{\int_a^x f(x) \cdot dx}{\int_a^b f(x) \cdot dx} = \xi \text{ où } \xi \text{ est un nombre aléatoire distribué uniformément sur } [0 ; 1]$$

A. Eclairage du détecteur par un rayonnement isotrope

Pour simuler l'irradiation du détecteur par un flux isotrope (le rayonnement cosmique par exemple) il faut calculer les positions et les directions successives des particules sur le détecteur. L'ensemble instrumental peut être représenté par un cylindre. Un flux isotrope signifie une répartition uniforme des positions sur la surface irradiée et une distribution isotrope des directions des particules (i.e. nombre de particules identiques dans angle solide identique).

Soit ϕ le débit de fluence de particules dans l'espace en particule.cm⁻².s⁻¹.sr⁻¹ (où les particules peuvent aussi être des photons). Comme ce rayonnement est isotrope dans l'espace, l'éclairage (particule.cm⁻².s⁻¹) d'une surface S est égal à $\pi \cdot S \cdot \phi$ (loi de Lambert). Considérons la surface du cylindre représentant l'ensemble instrumental : soient S_d la surface d'un disque aux sommets du cylindre et S_c la surface du côté du cylindre. Chaque sommet reçoit $\pi S_d \phi$ particules.cm⁻².s⁻¹, tandis que le côté en reçoit $\pi S_c \phi$. La probabilité qu'une particule atteignent un sommet du cylindre est donc égale à $2\pi S_d \phi / (2\pi S_d \phi + \pi S_c \phi)$.



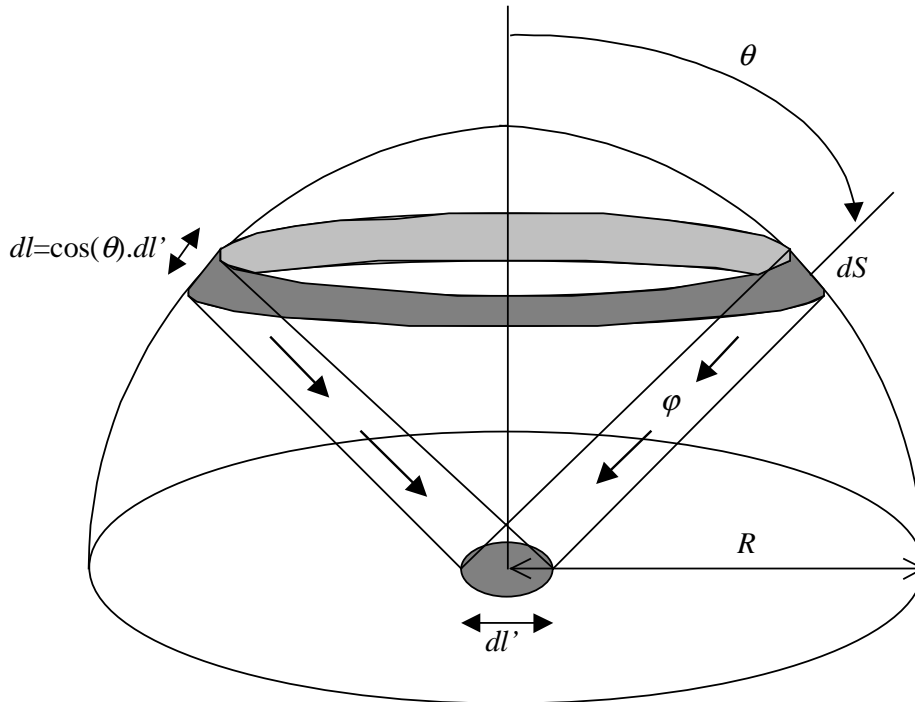
On tire un nombre aléatoire, s'il est inférieur à $2S_d/S_T$ (S_T surface totale du cylindre) la particule est positionnée sur l'un des deux disques sinon, elle est placée sur le côté.

Pour avoir une distribution uniforme, chaque élément de surface doit recevoir le même nombre de particules. Sur un disque l'élément de surface $dS=R d\alpha dR$; l'azimut α est représenté par une distribution rectangulaire entre 0 et 2π ; en revanche R est distribué de telle sorte que (bijection numérique) :

$$\frac{\int_0^R r \cdot dr}{\int_0^{R_c} r \cdot dr} = \xi \Rightarrow R = R_c \sqrt{\xi}$$

où R_c est le rayon du cylindre et ξ un nombre aléatoire entre 0 et 1. Sur le côté l'élément de surface est constant, la position est donc déterminée simplement par des distributions rectangulaires de l'azimut α entre 0 et 2π et de la hauteur entre 0 et H_c (hauteur du cylindre).

Une fois le « point de chute » sélectionné, il faut établir la direction d'incidence de la particule de telle sorte que l'isotropie soit respectée. Soit dS' l'élément de surface représentant la position d'arrivée de la particule. L'espace au-dessus de dS' est une demi-sphère de brillance uniforme (isotropie). Chaque élément dS de cette demi-sphère émet donc un flux constant de particules. Deux contributions rentrent en jeu : la projection de dS sur dS' et la dépendance dS avec l'angle zénithal θ (cf. figure ci-dessous).



L'éclairement dE (particules. $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) de dS' par dS est égal à :

$$dE = \varphi \frac{\cos(\theta)}{R^2} dS$$

avec $dS = R^2 \sin(\theta) \cdot d\theta \cdot d\alpha$. La distribution de l'azimut α est rectangulaire sur $[0 ; 2\pi]$.

L'angle zénithal θ est déterminé par bijection analytique :

$$\frac{\int_0^\theta 2\pi \cdot \varphi \cdot \cos(\theta) \sin(\theta) \cdot d\theta}{\int_0^{\pi/2} 2\pi \cdot \varphi \cdot \cos(\theta) \sin(\theta) \cdot d\theta} = \xi \Rightarrow \theta = \text{asin}(\sqrt{\xi})$$

B. Calcul du temps de pose.

Dans la simulation, un nombre N de particules sont tirés sur des positions et selon des directions déterminées d'après les calculs du §A de cette annexe. Pour un débit de fluence φ donné (particule.cm⁻².s⁻¹.sr⁻¹), ce nombre N correspond à un temps de pose t qu'il est utile de connaître.

Nous avons vu que l'éclairement (particule.cm⁻².s⁻¹) du cylindre représentant l'ensemble instrumental est égal à : $E = \pi.S_T.\varphi$. Or $E = N/(S_T.t)$, d'où :

$$t = \frac{N}{\varphi \cdot S_T \cdot \pi}$$

Si φ n'est pas connu, on peut définir le temps équivalent t_{eq} correspondant à une irradiation par un débit de fluence $\varphi = 1$ particule.cm⁻².s⁻¹.sr⁻¹ : $t_{eq} = N/(S_T.\pi)$.

Références :

- Evans et al., 1993
- Reedy et al., 1973

Annexe 3. Programme de simulation GEANT.

A. Présentation et généralités.

Depuis 1974 le laboratoire européen pour la physique des particules (CERN, Genève, Suisse) développe et distribue un ensemble de programmes informatiques et de bases de données appelé GEANT : GEant ANd Tracking. Ce système, basé sur des méthodes de Monte Carlo, permet d'effectuer les calculs gérant les processus physiques à haute énergie dans un dispositif expérimental quelconque : il simule le passage des particules élémentaires et des photons dans la matière, ainsi que la production et le transport des particules et des photons secondaires.

Les modules de GEANT permettent de définir un dispositif géométrique complexe, en trois dimensions, à l'intérieur duquel se déroule la simulation. Chaque élément du dispositif expérimental (détecteur, sol planétaire...) est décrit par le volume qu'il occupe (cylindre, cône, sphère, etc.), par sa position dans un espace de référence et par la matière qui le constitue. Un certain nombre de matériaux sont déjà prédéfinis (aluminium, fer...), il est possible d'en définir de nouveau comme le germanium ou de faire des mélanges. Lorsqu'il n'est pas possible de représenter la forme exacte d'un élément, il faut définir un volume plus simple qui englobe cet élément et qui contient la même quantité de matière que l'objet réel (i.e. la même masse). L'ensemble de l'instrument est placé dans un volume d'étude, dit volume mère, sur la surface duquel seront tirés les photons et les particules. GEANT permet aussi de visualiser les objets définis ainsi que les trajectoires des particules simulées.

C'est la responsabilité de l'utilisateur d'élaborer un programme exécutable d'exploitation de GEANT, d'assembler les segments appropriés du code, de définir les données décrivant le contexte expérimental et de choisir les paramètres de contrôle de la simulation. A ce titre, GEANT peut être qualifié de bibliothèque pour les simulations des processus à haute énergie assistées par ordinateur. Cela signifie que l'utilisateur doit définir la géométrie de l'expérience, les matières utilisées et les caractéristiques des particules ou des photons incidents. L'utilisateur doit aussi par la suite recueillir au cours des simulations les résultats pertinents : la déposition d'énergie dans un milieu donné par exemple.

La programmation de GEANT se fait à l'aide de différentes sections dont les principales sont :

- CONS : définition des matériaux et des particules (un certain nombre sont déjà prédéfinis). Les compositions chimiques peuvent être de trois ty-

pes :Les modules GEANT de simulation permettent de simuler des compositions chimiques de trois types :

- un élément chimique unique prédéfini par GEANT (H, ²H, He, Li, Be, C, N, Ne, Al, Fe, Cu, W, Pb, U, air et vide)
- un nouvel élément chimique déclaré à GEANT via ses propriétés nucléaires (masse et numéro atomiques, densité, longueur de radiation)
- un mélange complexe défini par la masse atomique, le numéro atomique et la proportion de chaque élément, et par la densité d'ensemble.

Les particules sont définies par le type de poursuite, leur masse, leur charge et leur durée de vie.

- GEOM : définition de la forme des volumes considérés et de la matière qui les constitue. Un volume mère est préalablement défini, il contiendra les autres et servira de repère.
- DRAW : visualisation graphique de l'ensemble expérimental, de la trajectoire des particules ou des collisions.
- KINE : informations sur le calcul des trajectoires. Ce module permet de stocker ou de changer les paramètres de poursuite des particules et des photons.
- PHYS : gestion de tous les phénomènes physiques à l'intérieur de l'ensemble expérimental. Nominale, GEANT peut simuler les interactions d'une particule d'énergie comprise entre 10 keV et 10 TeV . Les processus pris en compte sont :
 - création e⁻,e⁺ ;
 - diffusion Compton ;
 - effet photoélectrique ;
 - photo-fission des éléments lourds ;
 - effet Rayleigh ;
 - diffusions multiples ;
 - ionisation ;
 - production de raies δ ;
 - Bremsstrahlung ; annihilation du positron ;
 - décroissance des muons ;
 - interactions nucléaires avec les muons ;
 - décroissance d'hadrons ;
 - interaction hadroniques.
- XINT : version interactive.

Le module GCALOR complète la section PHYS de GEANT et permet de simuler les neutrons jusqu'au domaine thermique (10^{-5} eV).

La trajectoire et les interactions des particules (ou des photons) sont simulées successivement, on parle d'un événement. Si de nouvelles particules (ou photons) ont été créées au cours d'un événement, leur devenir est simulé à la fin de l'événement, la der-

nière créée étant la première simulée. De manière générale, on parle de la *poursuite des particules* pour évoquer le calcul de ces trajectoires et de leurs interactions.

Les calculs reposent sur la méthode statistique de Monte Carlo appliquée à un grand nombre de particules. Cette méthode permet de reproduire la distribution de probabilité d'une fonction connue à partir d'une série de nombres aléatoires ou pseudo-aléatoires.

Les interactions considérées au cours d'une poursuite incluent non seulement les processus d'interaction physique mais aussi quatre pseudo-interactions qui peuvent limiter la longueur élémentaire de déplacement de la particule : le *pas*. Ces pseudo-interactions sont la traversée d'une frontière entre deux volumes, un *pas* maximum imposé par l'utilisateur pour un matériau donné, une fraction maximum d'énergie perdue en continu ou un angle maximum de déviation dans un champ magnétique, et l'énergie de coupure. Dans ce dernier cas, la particule est stoppée et toute son énergie est déposée à cet endroit. L'algorithme décrivant la poursuite d'une particule est le suivant :

1. Nouvelle particule ; évaluation du libre parcours moyen vis à vis de chaque processus.
2. Test pour savoir si, d'après la géométrie et la longueur maximum du *pas*, il y a une interaction au cours du prochain *pas*, quelle interaction a lieu en premier et distance du point d'interaction.
3. Transport déterministe jusqu'au point d'interaction le plus proche.
4. Mise à jour de l'énergie si perte continue (particules chargées).
5. Génération de l'état final après interaction.
6. Mise à jour des libres parcours moyens pour chaque processus.
7. Boucle sur le point 2 jusqu'à la fin de la poursuite.

B. Description d'un programme d'utilisation de GEANT.

La séquence présentée au verso décrit la structure typique des codes informatiques d'exploitation de GEANT tels qu'ils ont pu être écrits pour les travaux présentés dans ce mémoire. Les parties encadrées indiquent les routines où l'utilisateur doit développer des codes de programmation.

(Tournez la page, s'il vous plaît).

- MAIN (Séquence principale)
 - GZEBRA (Initialisation de la mémoire dynamique)
 - UGINIT (Initialisation des données)
 - ◆ GINIT (Initialisation des variables GEANT)

- ◆ Choix du type de particules et de leur spectre, choix du nombre d'événement à simuler, initialisation de toutes les variables de l'utilisateur
 - ◆ GZINIT (Partitionnement de la mémoire)
 - ◆ GPART/GMATE (Création des structures *particules* et *matériaux*)

- ◆ Définition par l'utilisateur de la géométrie, des matériaux, des milieux, choix des processus physiques à prendre en compte en fonction du milieu
 - ◆ GPHYSI (Préparation des sections efficaces et tables de perte d'énergie)
 - GRUN (Boucle sur le nombre d'événements définis)
 - ◆ GTRIG (Gestion d'un événement)

- GUKINE (Génération de la position, de la direction et de l'énergie initiale de la particule)
 - GUTREV (Début de la poursuite d'une particule primaire ou secondaire)

- ♠ GUTRACK (Début d'un *pas* dans le suivi de la particule)

- ♣ GUSTEP (GEANT communique à l'utilisateur la position, la direction et l'énergie courante de la particule ainsi que le processus physique simulé au cours du *pas*. L'utilisateur peut enregistrer les déposition d'énergie ou toute autre donnée pertinente)
 - GUOUT (Fin de l'événement, l'utilisateur peut faire le bilan : déposition totale d'énergie, flux de particules lié à un événement, etc.)
 - ◆ GTIGC (Remise à zéro de la mémoire pour l'événement suivant)

- UGLAST (Module utilisateur pour gérer la sortie des données récoltées)
 - GLAST (Fin du programme GEANT).

C. GCALOR : gestion des réactions hadroniques.

Pour simuler les interactions fortes entre les hadrons et les noyaux atomiques, le système de simulation fait appel à un code particulier. Nous avons choisi d'utiliser GCALOR dans la majorité des cas car il permet de suivre le devenir des neutrons jusqu'au domaine thermique.

Ce code est entretenu et a été développé par C. Zeitniz (Université de Mayence).

Suivant le domaine en énergie mis en jeu, GCALOR gère les interactions avec l'un des cinq codes suivant :

- FLUKA : processus élastiques et inélastiques pour les particules d'énergie supérieure à 10 keV (20 MeV pour les neutrons). FLUKA peut aussi la décroissance des pions ou des mésons et l'annihilation des particules.
- MICAP : processus concernant les neutrons de moins de 20 MeV.
- NMTC : réactions au-delà de 2,5 GeV (pions) et de 3,5 GeV (nucléons).
- SCALE : dans le domaine d'énergie [3 GeV; 10 GeV], le programme utilise soit NMTC, soit FLUKA pour assurer une transition "douce" entre les deux codes.
- FLUKA : gestion des particules au-delà de 10 GeV.

L'utilisation et le principe de fonctionnement de GEANT et de GCALOR peuvent être retrouvés dans les manuels cités en référence, ou sur les sites d'Internet (cf. Bibliographie électronique).

Références :

- Brun et al., 1994
- Kandel, 1998
- Zeitnitz et Gabriel, 1996