

Méthode de Monte-Carlo Appliquée au Calcul de la Perte d'Énergie d'un Flux Isotrope de Rayons Gamma dans un Scintillateur Cylindrique de NaI(τ l) dans l'Intervale d'Énergie 0,5 – 20 MeV

I. M. MARTIN, S. L. G. DUTRA et R. A. R. PALMEIRA

Instituto de Pesquisas Espaciais – INPE, São José dos Campos, SP

Recebido em 21 de Novembro de 1974

Using the "Monte Carlo" method, a determination was made of the response function of a NaI cylindrical crystal when exposed to an omnidirectional γ ray flux in the range 0.5 – 20 MeV. Improvements over previous similar calculations include considerations of the bremsstrahlung and multiple scattering processes in the slowing down of the secondary electrons. These calculations will be applied to the problem of determining the energy spectrum of an incident gamma ray flux from the measured response of the crystal in the space.

Nosso principal objetivo é medir o espectro de raios gama de origem cósmica e atmosférica no intervalo de energia de 0,5 – 20 MeV. O elemento essencial de nosso detector omnidirecional é um cintilador cilíndrico de NaI(τ l). Neste trabalho apresentamos o método de cálculo, usando uma simulação do tipo "Monte-Carlo" para determinar a função de resposta do cristal, submetido a um fluxo de raios gama no espaço. Introduzimos a técnica de simulação de um fluxo de fôtons de raios γ incidindo isotropicamente no cintilador, e da perda de energia dos elétrons no cristal através de difusão múltipla e "bremsstrahlung". O espectro final de resposta obtido pela simulação, assim como o espectro medido no espaço, são comparados neste trabalho.

1. Introduction

A l'altitude des ballons stratosphériques, 30 a 50 km, nous voulons mesurer et étudier les flux des rayonnements gamma cosmiques et d'origine secondaire dans la gamme d'énergie de 0,5 a 20 MeV et en fonction de la latitude géomagnétique.

Le détecteur est composé d'un scintillateur NaI(τ l) de 4" x 4" associé directement a un photomultiplicateur rapide. Un scintillateur plastique enveloppant le précédent et placé en anticoincidence sert a éliminer du comptage, les particules chargées.

Si le détecteur est soumis a un flux isotrope de rayons gamma dont le spectre différentiel est du type:

$$\frac{dN}{dE} = A E^{-\gamma} \quad \text{photons/cm}^2 \cdot \text{s.MeV} \quad , \quad (1)$$

le spectre de réponse du scintillateur, qui est proportionnel a la perte d'énergie dans le cristal, aura pour équation:

$$\frac{dL}{dE} = C E^{-\alpha} \quad \text{événements/MeV} \quad . \quad (2)$$

Une des techniques qui peut être employée pour effectuer la restitution d'un spectre réel a partir du spectre expérimental repose sur l'inversion de la matrice définie par les données d'observation. Par cette méthode on peut déterminer de façon biunivoque le spectre initial (TROMBKA)¹. Dans ce cas, la théorie de l'information est utilisée pour s'assurer de la convergence et de l'univocité des solutions. Cette méthode est pourtant délicate car pour chaque ensemble de détection il est nécessaire d'effectuer un nombre très grand d'étalonnages au laboratoire (figure 1). Sinon, l'erreur introduite dans la détermination du spectre des photons peut être très importante. Ceci est toujours possible et relativement facile a obtenir pour des énergies de photons γ inférieurs a 10 MeV. Au-delà de cette énergie les réactions nucléaires qui donnent naissance a l'émission de photons γ monoénergétiques sont plutôt rares et plus difficiles à mettre en oeuvre (MEYER *et al.*)² (LEANHOUTS *et al.*)³. D'autre part la détermination du spectre de photons par cette méthode ne peut être effectuée que pour des géométries particulières.

La technique qui a donc été utilisée repose, essentiellement, sur la méthode de simulation du type "Monte-Carlo" des phénomènes physiques qui peuvent se produire lors du passage de photons à travers un cristal. Ainsi l'histoire de chaque photon peut être suivie jusqu'a sa disparition, et l'effet global de l'ensemble de ces photons peut définir le spectre de réponse. Dans cette simulation il est nécessaire de vérifier si les phénomènes physiques évoqués son réelement bien pris en compte mais aussi s'ils sont les seuls à intervenir. Des sources monoénergétiques sont utilisées a cet effet et la comparaison des spectres simulés et mesurés permet de contrôler la validité de la méthode. Dans ce cas, seule un nombre restreint de faisceaux de photons monoénergétiques ayant des énergies dans la gamme considérée est nécessaire.

Notons que la forme du spectre de réponse dépend de la dimension et de la géométrie du cristal et de l'intervale d'énergie considéré ainsi

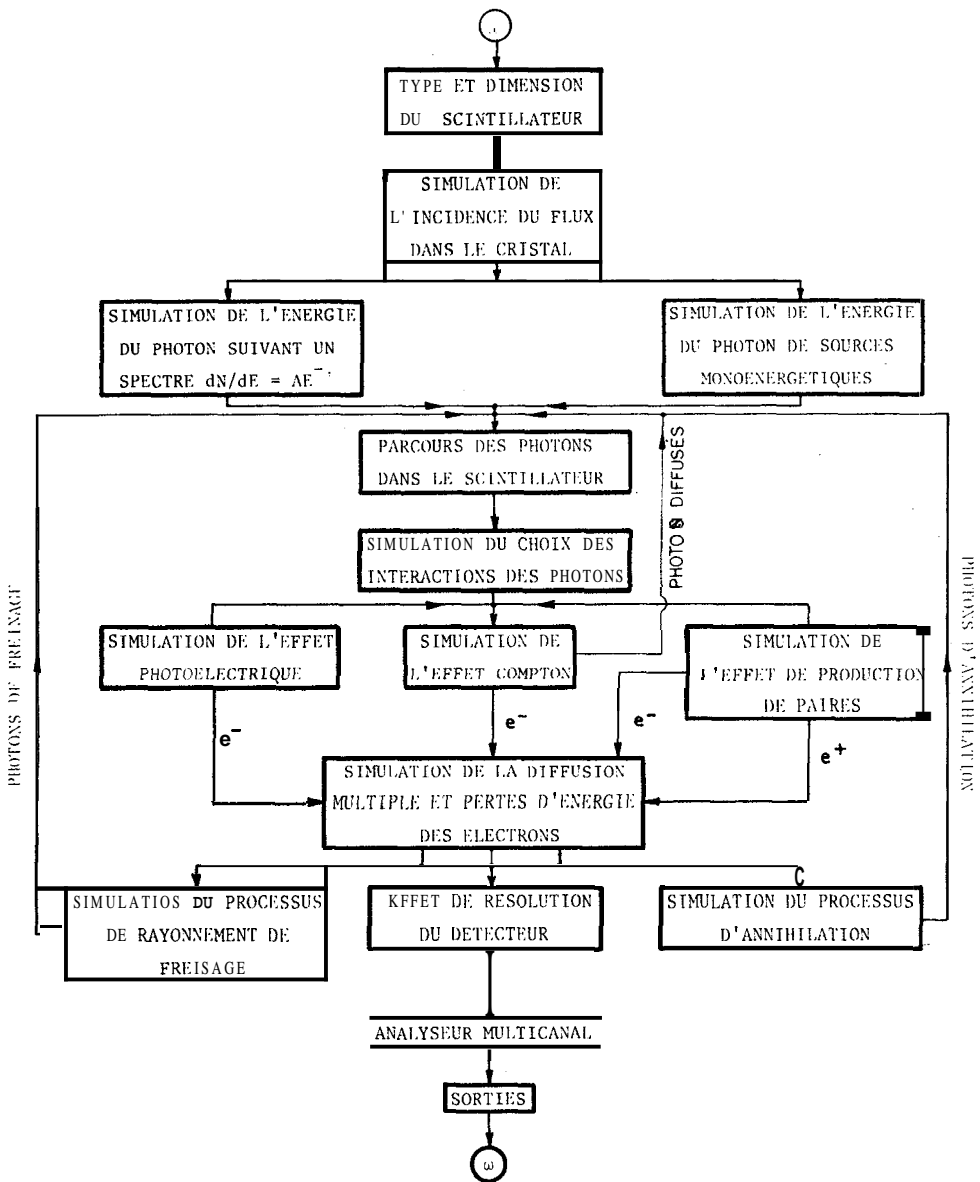


Figure 1 - Organigramme général du calcul de simulation des pertes d'énergie des photons dans le scintillateur de NaI.

que de la forme du spectre original incident sur le scintillateur. En fait nous ne connaissons pas le spectre original des rayons gamma atmosphériques et cosmique et nous nous proposons d'en effectuer la mesure. Ainsi pour un spectre obtenu par le détecteur a la hauteur des ballons $\simeq 3$ mb quel est le spectre original des rayons gamma? C'est a cette question que nous désirons répondre.

Pour un spectre différentiel d'equation donnée, nous calculerons par une méthode de simulation le spectre réponse. Nous aurons ainsi la possibilité de connaître le spectre original à partir de son spectre réponse. Remarquons que la simulation de plusieurs spectres originaux donnera plusieurs spectres réponses.

Nous avons ainsi une méthode nous permettant de connaître la précision de nos mesures en vol.

2. Méthode de Monte-Carlo

Le but de notre calcul est de déterminer la fonction de réponse d'un cristal de NaI(τ l) soumis a un flux isotrope de rayons gamma dans la gamme d'énergie de 0,5 a 20 MeV.

La quantité calculée sera le spectre d'énergie totale perdue dans le cristal par les rayons gamma qui pénètrent et diffusent dans lui. La méthode de Monte-Carlo est une technique de simulation des processus d'interaction des particules (photons et electrons) dans le cristal.

Le problème de base que nous désirons résoudre est le suivant: soit x une variable comprise dans l'intervalle (a, h) et $f(x)$ sa fonction de variation. Comment pouvons-nous choisir des valeurs de x aléatoires avec une probabilité proportionnelle a la fonction $f(x)$?

Nous allons faire intervenir un paramètre "R" qui sera une autre variable aléatoire pondérée par une distribution uniforme dans l'intervalle $(0, 1)$. En d'autres termes les valeurs de R sont également probables entre $(0, 1)$. Nous pouvons écrire:

$$dR = \frac{f(x)dx}{\int_a^b f(x)dx} . \quad (3)$$

En intégrant (3) nous avons:

$$\int_a^R dR = \int_a^{x_0} f(x)dx / \int_a^b f(x)dx. \quad (4)$$

Soit:

$$R = F(x_0). \quad (5)$$

F est une fonction de x_0 seul. La fonction inverse F^{-1} , telle que

$$x_0 = F^{-1}(R), \quad (6)$$

nous permet pour une valeur de R choisie au hasard, de trouver une valeur x_0 pondérée par la densité de probabilité $f(x)$.

Deux exemples peuvent élucider l'utilisation de la méthode de simulation Monte-Carlo dans nos calculs.

Premièrement nous considérerons une distribution uniforme $f(\theta)$ d'angles θ dans un intervalle $(\theta_{\min}, \theta_{\max})$. L'application de (4) et (5) conduit à:

$$R = (\theta_0 - \theta_{\min}) / (\theta_{\max} - \theta_{\min}), \quad (7)$$

d'où la valeur θ_0 sera:

$$\theta_0 = \theta_{\min} + (\theta_{\max} - \theta_{\min}) \cdot R \quad (8)$$

bien sûr avec $0 \leq R \leq 1$.

Pour le second exemple nous appellerons x le parcours d'un photon gamma dans la matière et a le coefficient d'atténuation des processus d'interaction. La fonction d'atténuation est donnée par l'expression:

$$f(x) = K \exp(-ax). \quad (9)$$

L'application du principe de Monte-Carlo donne:

$$R = \int_0^{x_0} K e^{-\sigma x} dx / \int_0^{\infty} K e^{-\sigma x} dx, \quad (10)$$

$$R = 1 - \exp(-\sigma x_0), \quad (11)$$

où

$$x_0 = -\frac{1}{a} \ln(1 - R), \quad (12)$$

mais comme R est équiprobable entre 0 et 1 nous pouvons écrire:

$$x_0 = -\frac{1}{\sigma} \ln R. \quad (13)$$

Nous avons donc ici le moyen pratique par déterminer "au hasard" la longueur d'interaction des photons gamma dans la matière.

Dans le développement de ce travail nous avons retenu en partie la technique de CASHWELL⁴ et de ZERBY⁵ pour effectuer la simulation des phénomènes physiques d'interactions de photons gamma dans le scintillateur.

3. Simulation des Phénomènes d' Interaction des Photons et des Électrons dans le Scintillateur

Pour l'intervalle d'énergie considéré les principaux processus physiques qui interviennent soit dans le scintillateur, soit dans les matériaux de protection, sont :

- la diffusion Rayleigh,
- l'effet photoélectrique,
- l'effet Compton,
- l'effet de production de paires.

L'organigramme general du programme est donné dans la figure 1. Chaque bloc de ce diagramme constitue un sous-programme qui a été testé séparément et les résultats simulés ont été comparés aux résultats expérimentaux obtenus pour différentes énergies de photons incidents. Suivant les processus d'interaction du photon il peut y avoir soit absorption totale soit diffusion du photon. Dans ce cas il peut se produire soit l'émission des photoélectrons, soit Sémissions des photons secondaires:

- par annihilation d'un positron lors de la production de paires.
- par rayonnement de freinage des électrons produits dans le cristal.

Pour un matériau-cible choisi tel que le NaI, la section efficace totale (figure2) peut être définie pour chaque énergie du photon par la relation:

$$\sigma_T = \sigma_R + \sigma_{PH} + \sigma_C + \sigma_{pp} \quad (14)$$

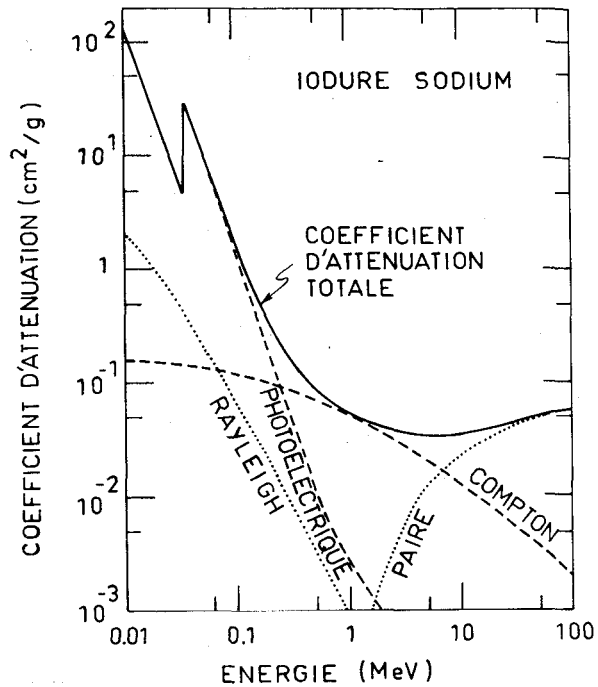


Figure 2 – Coefficient d'atténuation totale dans le NaI (National Bureau of Standard 583-1962)

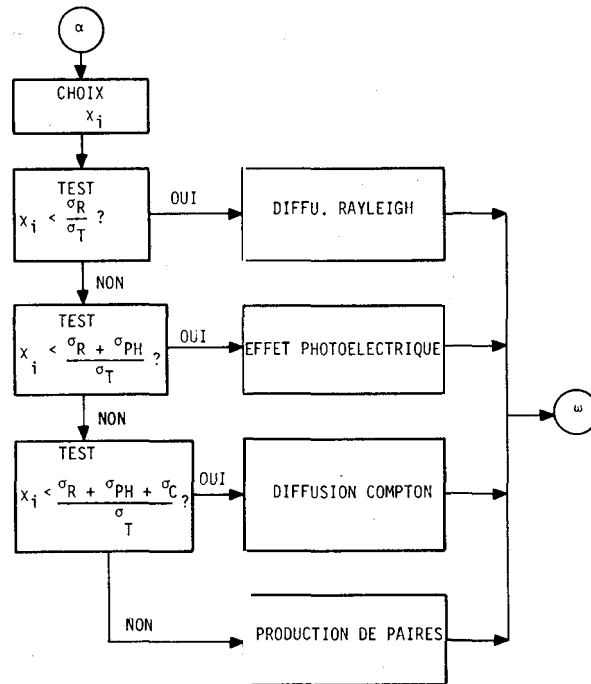


Figure 3 – Processus d'interaction.

où:

- σ = section efficace de la diffusion Rayleigh,
- σ_{PE} = section efficace de l'effet photoélectrique,
- σ_c = section efficace de l'effet Compton,
- σ_p = section efficace de l'effet des productions de paires.

Le choix de chaque processus d'interaction s'effectue suivant l'organigramme de la figure 3, où x_i est un nombre aléatoire entre 0 et 1.

L'effet photoélectrique est le processus physique selon lequel un photon incident transmet la totalité de son énergie à un électron qui est arraché des couches profondes de l'atome. L'énergie cinétique T de l'électron est égale à l'énergie $h\nu$ du photon incident en négligeant l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. La distribution de l'angle d'émission du photoélectron est traitée dans la théorie de SAUTER⁶. Ce processus est significatif dans le cas de l'Iodure de Sodium pour des énergies inférieures ou de l'ordre de 1 MeV.

Dans l'effet Compton, le photon interagit avec un électron d'un atome considéré libre et au repos. Nous considérons ici des photons non polarisés, par conséquent la distribution angulaire des photons diffusés est indépendante de l'angle azimutal. Nous avons utilisé la section efficace différentielle rapportée à l'énergie du photon diffusé donnée par (KLEIN et NISHINA)⁷ et la technique de simulation de ce phénomène nous avons considéré les travaux de CASHWELL⁴, ZERBY⁵, (BIJIVAN et al)⁸ et MARTIN⁹.

La production de paires traduit la matérialisation du photon gamma qui donne naissance (si $h\nu > 2 m_0 c^2$) à une paire d'électrons.

Pour le développement de la technique de simulation de ce phénomène nous sommes appuyés sur les calculs de BENGTT¹⁰, de (CARLSON et al.)¹¹ et de ZERBY⁵. Mais il est difficile d'estimer la précision de ces prévisions théoriques car les différentes sections efficaces introduites ne peuvent être vérifiées expérimentalement que dans des domaines d'énergie limités. Ces sections efficaces ne peuvent être utilisées quelque soit le choix de la cible, l'intervalle des angles d'émission de la paire et l'énergie du photon incident. Il nous apparaît raisonnable dans l'état actuel des connaissances de considérer seulement les approximations de BENGTT¹⁰ et de ZERBY⁵ ou seule la section efficace de BETHE¹² est utilisée.

Les principaux processus d'interactions des électrons dans le NaI sont:

- la diffusion coulombienne qui ne conduit pas a des pertes d'énergie appréciables et dont le seul effet est de modifier la direction initiale de l'électron,
- le rayonnement de freinage au voisinage des noyaux et des électrons,
- l'interaction inélastique du type choc électronique ou l'ionisation de l'atome.

La perte d'énergie due au ralentissement soit par ionisation, soit par freinage des électrons dans le NaI est donnée dans la figure 4 en fonction de l'énergie des électrons. Aux environs de 16 MeV les deux processus sont équiprobables.

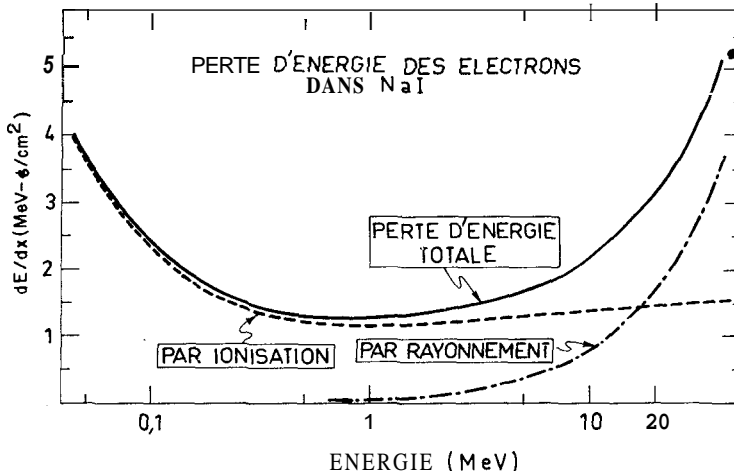


Figure 4 - Perte d'énergie des électrons dans le NaI.

Pour choisir le processus de perte d'énergie de l'électron en fonction de son énergie initiale on a adopté la technique du poids statistique entre chaque processus d'interaction et la perte d'énergie totale des électrons dans le scintillateur. Dans le cas du NaI, la meilleure approximation des calculs de la perte d'énergie totale entre 0,1 MeV et 30 MeV des électrons (E) est donné par:

$$P(E) = -0,519 \cdot 10^{-4} \cdot E^3 + 0,243 \cdot 10^{-2} \cdot E^2 - 0,537 \cdot 10^{-1} \cdot E + 0,978, \quad (15)$$

ou E est l'énergie de l'électron exprimée en MeV.

Le choix des processus de ralentissement des électrons est schématisé dans la figure 5. L'histoire de chaque électron produit dans le scintillateur est décrite, suivant la figure 6, où λ représente le parcours et ψ l'angle zénithal des électrons.

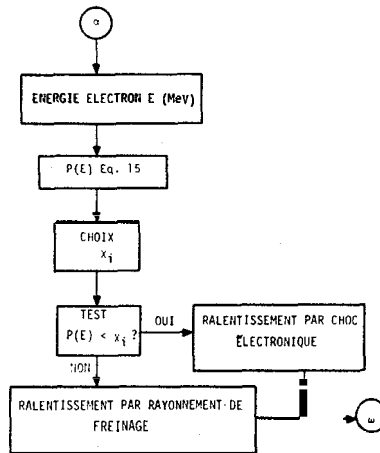


Figure 5 – Choix des processus de perte d'énergie des électrons dans le NaI.

3.1 – Simulation du Rayonnement de Freinage

Le rayonnement de freinage a été traité par ZERBY⁵ mais comme dans le cas de la production de paires, très peu de mesures expérimentales ont permis de confirmer les diverses sections efficaces du rayonnement de freinage. Ainsi il est difficile de discuter la précision de ces calculs. Les considérations de ZERBY⁵ sont donc utilisées en l'absence de nouvelles données.

3.2 – Simulation de la Diffusion Multiple des Electrons

Pour étudier la diffusion multiple de ces électrons nous avons divisé leur trajectoire avec un pas égal au 1/10 ème de leur libre parcours moyen. Pour chaque pas une nouvelle position de l'électron est simulée. Les détails de cette simulation, ainsi que les formules théoriques utilisées sont discutés dans la publication de (CLAVERIE et al)¹³

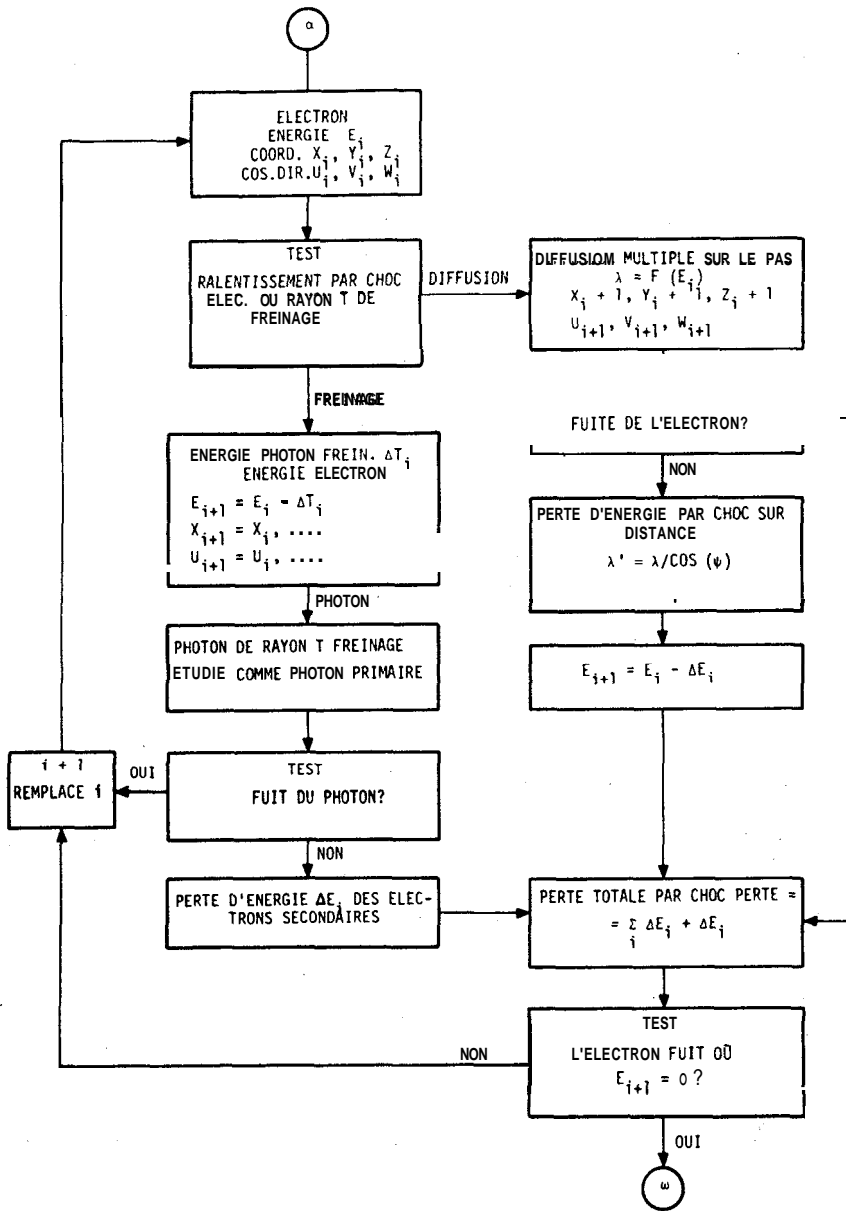


Figure 6 – Simulation du ralentissement des électrons dans le scintillateur.

4. Système de Coordonnées

Pour suivre l'acheminement des particules nous avons adopté un système de coordonnées fixes (O_0, X_0, Y_0, Z_0) rapporté a la géométrie du scintillateur, et un système de coordonnées flottant (O, X, Y, Z) (figure 7).

Ces repères permettent de suivre soit les photons soit les électrons dans le cristal. Après chaque interaction de ces particules un test est effectué pour savoir si elles s'échappent du scintillateur. Les photons secondaires sont considérés et traités comme des photons incidentes; tandis que les électrons secondaires, tertiaires, etc., sont suivis jusqu'à ce qu'ils soient totalement absorbés ou qu'ils sortent du cristal.

Le point d'interaction du photon avec le scintillateur est déterminé par la relation suivante:

$$\lambda = -\frac{1}{\mu_T} \ln (x_i), \quad (16)$$

ou λ représente le parcours du photon a partir de son point d'impact sur le cristal.

En fait, lorsque l'énergie du photon augmente, le coefficient d'atténuation μ_T diminue. D'après la relation (16) ceci signifie que les valeurs λ peuvent dépasser les dimensions du scintillateur; le photon incident traverse alors le cristal sans subir d'interaction. Dans le but de rendre efficace le programme de simulation, nous avons considéré la première interaction du photon incident comme étant une interaction forcée. La simulation de cette interaction forcée est décrite par ZERBY⁵.

Les coordonnées d'un point d'interaction sont données par $X' = \lambda U' + X$ ou X, Y, Z sont les coordonnées du point précédent, U', V', W' sont les cosinus directeurs de la direction de la particule. Ces cosinus directeurs dépendent de la direction initiale (U, V, W). Les relation entre U', V', W' et U, V, W , sont données par CASHWELL⁴. Dans la figure 8 nous avons schématisé le sous-programme "TRAJEG". Il sert a contrôler si la particule s'échappe ou non du cylindre de rayon R et de hauteur H . L'angle zénithal et l'angle azimutal de la particule dans le scintillateur sont représentés respectivement par ψ et θ .

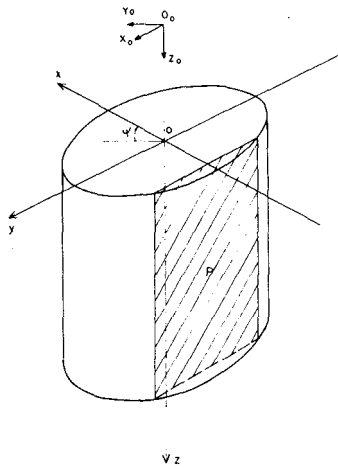


Figure 7 – Système de référence fixe rapporté à la géométrie du scintillateur.

$$A = \cos \Gamma$$

$$B = \sin \psi$$

$$C = \cos \delta$$

$$D = \sin \delta$$

$$G1 \begin{cases} U' = (BCWU - BDV) / \sqrt{1 - W^2} + AU \\ V' = (BCWV + BDU) / \sqrt{1 - W^2} + AV \\ W' = BC \sqrt{1 - W^2} + AW \end{cases}$$

$$G2 \begin{cases} U' = BC \\ V' = BD \\ W' = AW \end{cases}$$

$$G3 \begin{cases} X' = \lambda U' + X \\ Y' = \lambda V' + Y \\ Z' = \lambda W' + Z \end{cases}$$

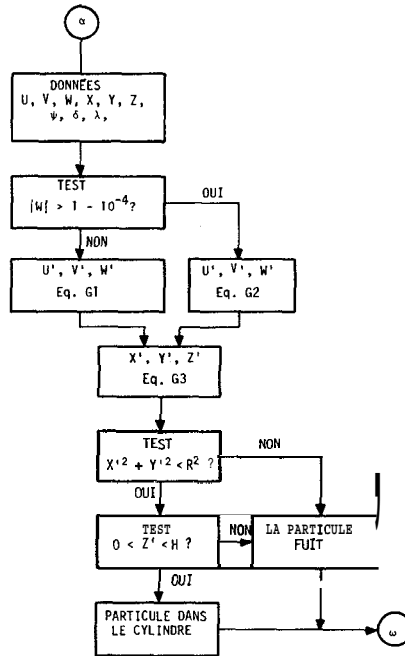


Figure 8 – Organigramme du test d'échappement de la particule du scintillateur.

5. Simulation du Flux Isotrope du Rayonnement

Contrairement aux détecteurs du rayonnement γ utilisés au laboratoire, dans l'espace, le scintillateur est irradié par un flux isotrope. Les rayons γ peuvent atteindre un point quelconque de la surface du cylindre, chaque point ayant la même probabilité de recevoir un rayon γ dont l'incidence est quelconque. On a développé une technique de simulation de cette propriété (voir rapport INPE-233-RI/32) – (MARTIN *et al.*)¹⁴. Sa vérification a été effectuée pour deux incidences particulières de photons. Pour rendre compte de l'isotropie du rayonnement gamma, il faut que la densité de distribution des points d'impact localisés dans le plan orthogonal a la direction des photons soit uniforme (figure 9).

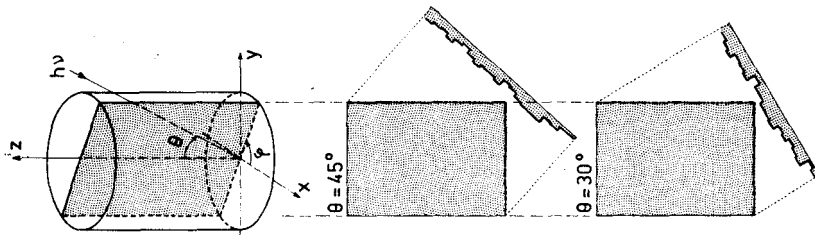


Figure 9 – Test de simulation du flux isotrope.

6. Calcul de la Fonction de Réponse du Scintillateur

Bien entendu si l'on considérait un scintillateur de dimension infinie, chaque photon incident laisserait la totalité de son énergie dans le cristal. En pratique, la réponse d'un scintillateur soumis à un flux de photons monoénergétiques comporte outre un pic d'absorption totale, un pic d'échappement, un pic de double échappement, une contribution due aux électrons dégradés en énergie par rayonnement de freinage et par l'effet Compton.

A la quantité d'énergie, laissée dans le cristal par les électrons, correspond une impulsion lumineuse délivrée par le photomultiplicateur proportionnelle à la quantité d'énergie déposée. La détermination de la relation entre l'impulsion lumineuse et l'énergie perdue par les électrons dans le cristal a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques

(CROUTHAMELL¹⁵, SAKARDY¹⁶); mais en fait chaque détecteur est un cas particulier qu'il est nécessaire d'analyser en détail. A l'énergie déposée lors d'une interaction du photon γ dans le scintillateur, correspond a la sortie du photomultiplicateur une distribution des hauteurs d'impulsions.

Les différents résultats expérimentaux présentés dans les paragraphes précédents et correspondant a l'étalonnage des détecteurs grâce a différents sources γ monoénergétiques ont permis d'établir la relation empirique fournissant pour chaque valeur E_0 de l'énergie dans le scintillateur la valeur correspondant a la résolution:

$$\sigma(E_0) = \exp(0,117 E_0 - 0,3477) \quad (17)$$

où E_0 est l'énergie déposée dans le scintillateur, $\sigma(E_0)$ est déterminé expérimentalement à partir des sources radioactives monoénergétiques (figure 10) et sources γ produits par des réactions (n, γ) et (p, γ). Quelques exemples des spectres mesurés et simulés sont présentés pour la réaction (n, γ) (figures 11 et 12) et pour la réaction (p, γ) (figure 13). Ces résultats montrent un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux déduits par la méthode de simulation.

Ces résultats expérimentaux ont également permis de calculer l'efficacité du cristal utilisé; les valeurs obtenues dans le cas de scintillateurs d'Iodure de Sodium ($5 \times 5 \text{ cm}^2$; $10 \times 10 \text{ cm}^2$) sont comparées aux valeurs de la littérature (MILLER et al.)¹⁷, Tableau I.

ÉNERGIE (MeV)	2" x 2"		4" x 4"	
	MILLER ¹⁷	NOS RESULTATS	MILLER ¹⁷	NOS RESULTATS
1,17	0,631	0,626	0,867	0,859
1,33	0,612	0,596	0,864	0,841
2,62	0,510	0,501	0,761	0,751
4,45	0,477	0,472	0,726	0,725
6,13	0,479	0,468	0,727	0,725
7,10	0,471	0,471	0,726	0,727
8,00	0,484	0,478	0,808	0,734

Tableau I: Comparaison entre nos calculs et d'autres travaux sur l'efficacité.

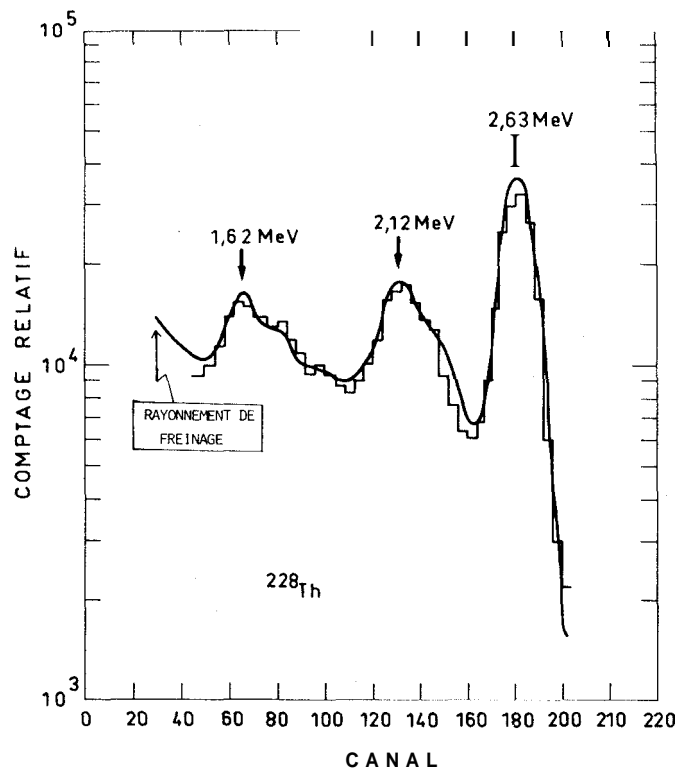
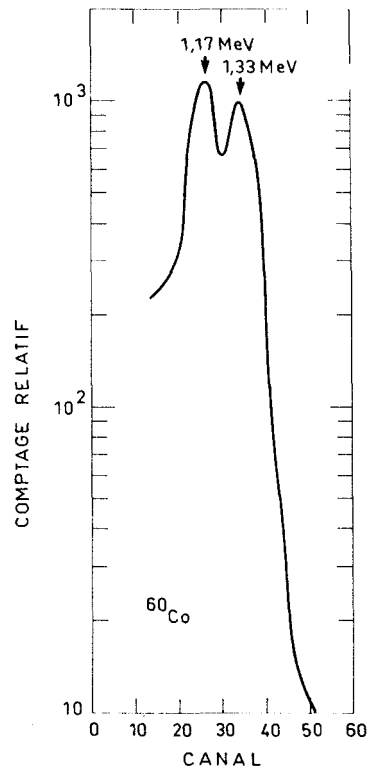


Figure 10 – Spectre d'étalonnage du détecteur: (a) Spectre des photons gamma du ^{60}Co ; (b) Spectre des photons du ^{228}Th . Résultats obtenus par simulation Monte-Carlo: ligne brisée. Spectre mesuré: ligne continue.

7. Méthode de Restitution du Spectre de Rayonnement γ Incident à Partir du Spectre Expérimental

Pour approcher l'origine du bruit de fond continu γ dans l'atmosphère il importe de connaître avec la meilleure précision possible la forme du spectre et si possible son expression analytique. Les données expérimentales sont affectées d'un certain nombre d'erreurs dues à différents effets discutés dans les paragraphes précédents. D'autre part, l'expérimentation a lieu à bord d'un véhicule spatial et les données recueillies au sol sont en outre affectées d'erreurs liées au dispositif de télémétrie.

Pour tenter d'améliorer la détermination du spectre original à partir des données enregistrées au sol nous utilisons la méthode de simulation de Monte-Carlo décrite précédemment. Tout d'abord nous effectuons la comparaison entre le spectre mesuré dans un intervalle de temps donné et le spectre simulé en considérant un nombre de photons supérieur à 30000 distribués selon un spectre isotrope de la forme:

$$\frac{dN}{dE} = AE^{-\gamma} \quad \text{photons/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV},$$

où E est l'énergie du photon exprimée en MeV, et A un coefficient numérique.

Une méthode pour distribuer les photons dans le spectre donné par la relation (1) a été employée:

$$x_i = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} AE^{-\gamma} dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} AE^{-\gamma} dE}, \quad (18)$$

où E_{\min} et E_{\max} sont les limites inférieure et supérieure de l'énergie du photon. Il a été vérifié qu'à partir d'un nombre de photons supérieure à 30000 distribués selon ces expressions les fluctuations observées dans les spectres simulés deviennent faibles.

Supposons un nombre total de 60000 photons incidents répartis de manière isotrope dans la gamme d'énergie comprise entre 0,5 et 20 MeV nous avons simulé les spectres avec des indices spectraux allant de $\gamma = 0,8$ à $\gamma = 2,0$ avec un pas de $\Delta\gamma = 0,1$. La durée minimum de calcul est de 130 minutes sur un ordinateur du type CDC-6600 pour obtenir

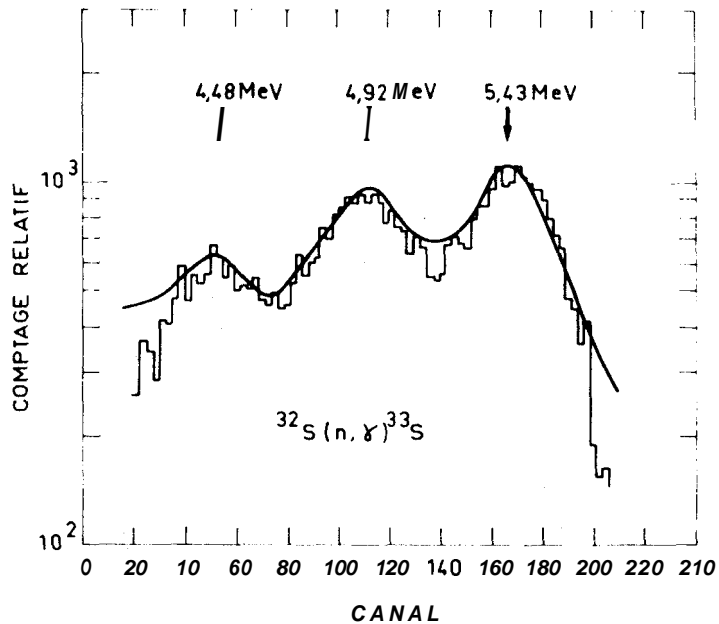


Figure 11 - Spectre des photons γ donnés par la réaction (n, γ).
Spectre simulé: ligne brisée; spectre mesuré: ligne continue.

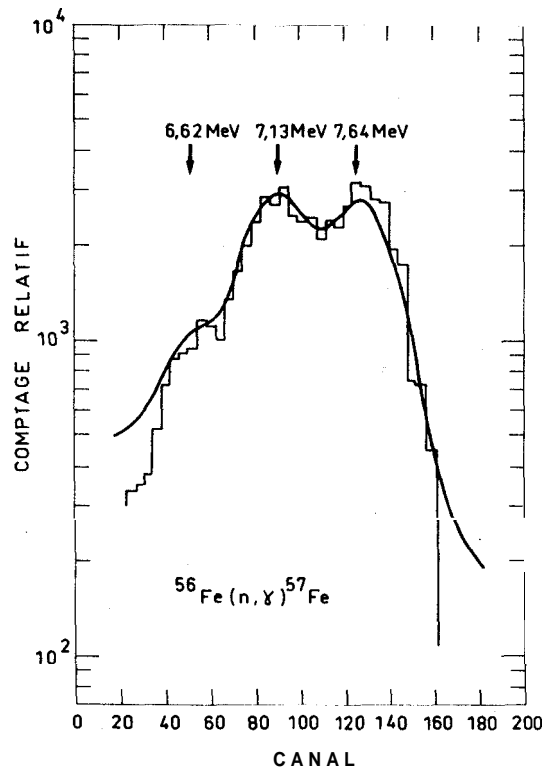


Figure 12 - Spectre de photons γ donné par la réaction (n, γ).
Spectre simulé: ligne brisée; spectre mesuré: ligne continue.

un spectre-réponse. Le Tableau II fournit à titre d'exemple pour 6 valeurs de l'indice spectral, la comparaison des spectres réponse et des spectres d'entrée.

Indicespectrald'entrée	0,80	1,00	1,20	1,40	1,60	2,00
Indice spectral de sortie	0,98	1,10	1,27	1,49	1,70	2,06
Différence	0,18	0,10	0,07	0,09	0,10	0,06

Tableau II: Comparaison du indice spectral d'entrée et de sortie

Les résultats font apparaître que les spectres réponses ont une pente plus grande que celle des spectres injectés. Cette accentuation s'atténue lorsque l'indice spectral du spectre injecté augmente.

A partir du spectre de pertes d'énergie (événements mesurés) dans un intervalle de temps considéré durant le vol, et à l'aide de la méthode décrite ci-dessus on détermine l'indice du spectre des photons incidents. Un programme de lissage du type des "moindres carrés" est nécessaire pour avoir la meilleure approximation du spectre mesuré.

Il reste à déterminer la valeur du coefficient numérique A de la formule (1) à partir du spectre d'événements d'expression analytique: identique à celle du spectre initial:

$$\frac{dM}{dE} = B E^{-\alpha} \quad (\text{événements/MeV}) ,$$

où E est l'énergie déposée dans le cristal exprimée en MeV, et où B et α sont des coefficients déterminés expérimentalement. Le spectre simulé s'écrit:

$$\frac{dL}{dE} = C E^{-\alpha} \quad (\text{événements/MeV}) . \quad (20)$$

Le nombre total d'événements simulés dans le domaine d'énergie considéré est:

$$(Ne)_{\text{simulé}} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} C E^{-\alpha} dE. \quad (21)$$

Le nombre total d'événements mesurés dans le même domaine d'énergie est:

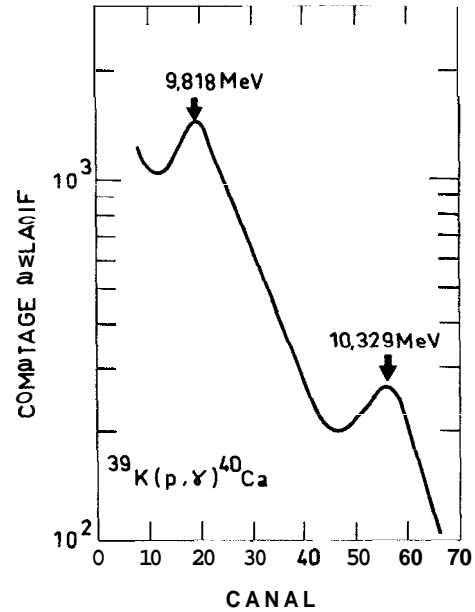
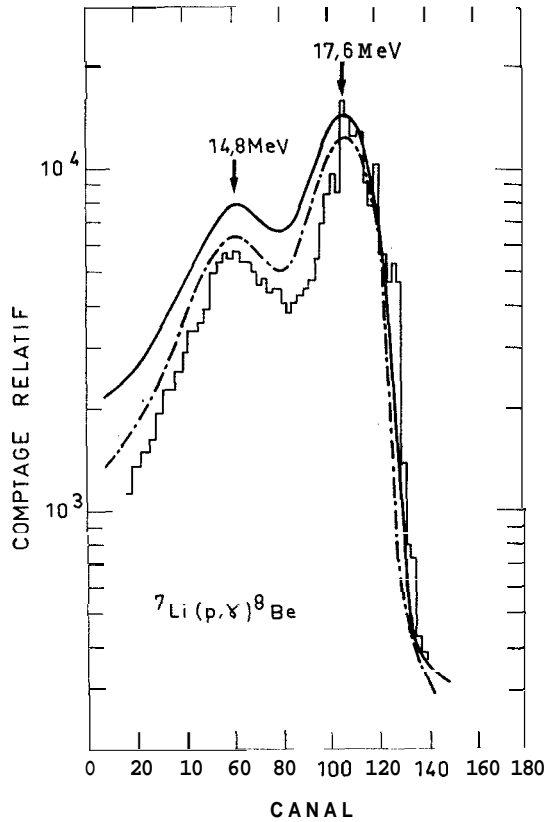


Figure 13 – Spectre des photons γ mesuré auprès de l'accélérateur linéaire. Spectre simulé par "Monte-Carlo": ligne brisée. Spectre mesuré par notre scintillateur: ligne continue. Spectre mesuré par (MEYER *et al.*)²: ligne interrompue

$$(Ne)_{\text{mesuré}} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} BE^{-\alpha} dE. \quad (22)$$

Le nombre total des photons incidents est donné par:

$$N = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} AE^{-\gamma} dE \quad (23)$$

et par définition:

$$(Ne)_{\text{mesuré}} = N \bar{\varepsilon}, \quad (24)$$

ou $\bar{\varepsilon}$ est l'efficacité moyenne de détection qui dépend du facteur de géométrie et de l'énergie des photons.

Au total en tenant compte des relations précédentes:

$$A = \frac{(Ne)_{\text{mesuré}}}{\bar{\varepsilon} \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} E^{-\gamma} dE}, \text{ soit } \frac{dN}{dE} = \frac{(Ne)_{\text{mesuré}}}{\bar{\varepsilon} \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} E^{-\gamma} dE} E^{-\gamma} (\text{photons/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}). \quad (25)$$

Par conséquent, pour obtenir le spectre original des photons à partir de l'équation (25) il faut déterminer la valeur de E . Pour cela, nous utilisons le spectre des événements obtenu par le calcul de simulation:

$$(Ne)_{\text{simulé}} = \bar{\varepsilon}(N)_{\text{injecté}}. \quad (26)$$

À titre d'exemple, les figures 14 et 15 représentent pour 2 valeurs de l'exposant γ les spectres simulés pour 60000 photons distribués entre 0,5 et 20 MeV.

Dans le Tableau III sont choisies les valeurs des indices spectraux comparées à celles de (PETERSON *et al.*)¹⁸.

Indice des spectres d'entrée	Indice des spectres de sortie (PETERSON <i>et al.</i>) ¹⁸	Indice des spectres de sortie nos résultats
1 - 30 MeV 1,5	1,31	1 - 20 MeV 1,58
2 - 20 MeV 1,7	1,29	1 - 20 MeV 1,77
4 - 18 MeV 2,0	1,25	1 - 20 MeV 2,06

Tableau III: Comparaison des indices spectraux d'entrée et de sortie entre nos résultats et ceux de (PETERSON *et al.*)¹⁸.

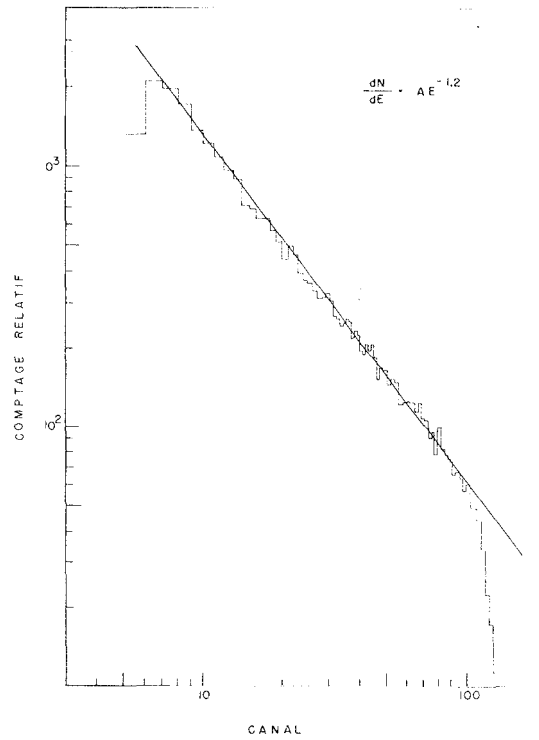


Figure 14 -- Spectre d'événements simulé pour un indice spectral $\gamma = 1,2$.

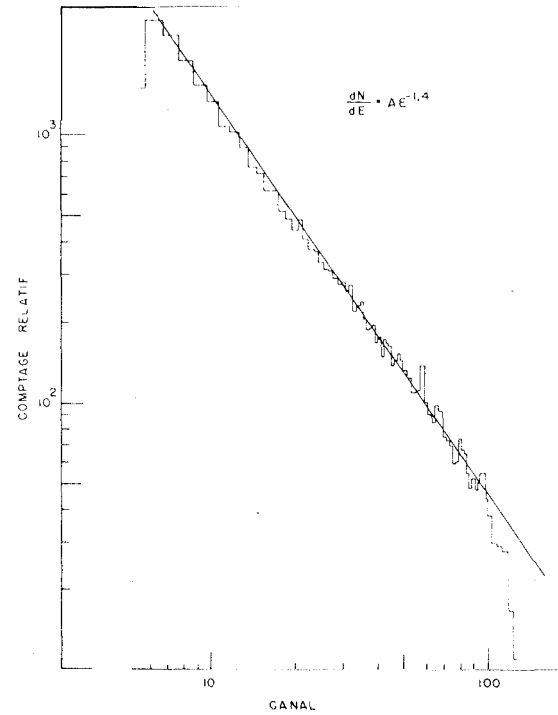


Figure 15 -- Spectre d'événements simulé pour un indice spectral $\gamma = 1,4$.

Les spectres d'entrée et les spectres de sortie obtenus par PETERSON et *al.*¹⁸, semblent être les mêmes quel que soit le spectre d'entrée (voir Tableau 111), tandis que nos résultats montrent des différences importantes pour des valeurs de γ comprises entre 0,8 et 1,7.

Nous avons comparé un spectre simulé à partir d'un spectre de photons injecté avec un indice spectral ($\gamma = 1,0$) et un spectre que nous avons mesuré à 3,5 mb, pendant 90 minutes de plafond (figures 16 et 17). Les deux spectres sont en bon accord et en utilisant la méthode que nous avons décrite, le spectre réel de photons incidents est donné par:

$$\frac{dN}{dE} = 0,28 E^{-(1,0 \pm 0,1)} \quad \text{photons/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV} \quad (27)$$

Conclusion

Dans ce travail nous avons développée une méthode pour effectuer la restitution d'un spectre réel de photons gamma à partir du spectre des pertes d'énergie mesuré par un scintillateur cylindrique de NaI, entre 0,5 à 20 MeV, dans l'espace. La comparaison entre les spectres qui on été mesurés à partir des sources radioactives monoénergétiques et les spectres obtenus par la simulation pour énergie, indiquent la validité de la technique qui a été employée.

Le spectre des photons gamma atmosphérique entre 1 à 18 MeV a été ainsi mesuré et le resultat est en bon accord avec la prevision théorique.

Il m'est agréable de remercier Monsieur F. de Mendonça et Monsieur Luiz Gylvan Meira pour avoir permit l'usage du ordinateur B:6700 de l'INPE dans l'elaboration de ce travail. Je remercie G. Vedrenne et A. Buivan du Centre d'Études Spatiales des Kayonnements, Toulouse, France, pour l'aide et conseils qu'ils ont apporté dans ce travail.

Bibliographie

1. J. I. Trombka, Nature, 226, 827 (1970).
2. V. Meyer, H. Muller, H. H. Staub et R. Zurmuhle, Nuclear Physics, 27, 284 (1961).
3. H. P. Leanhouts et E. Endt, ACTA Physica, 32, 322 (1966).
4. E. D. Cashwell et C. J. Everett, A Practical Manual on the Monte-Carlo Method, Pergamon Press (1959).
5. C. D. Zerby, Methods in Comp. Phys., 1, 89 (1963).
6. F. Sauter, Ann. Physik, 11, 494 (1931).

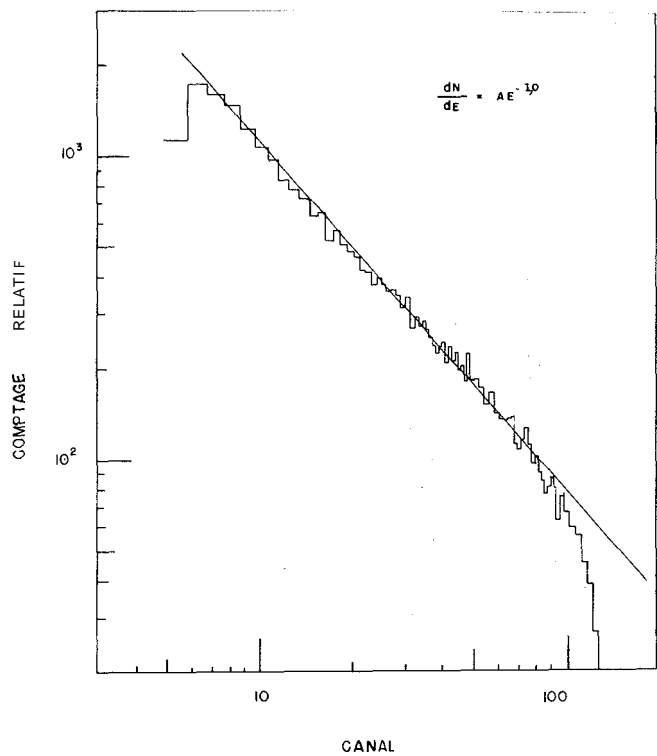


Figure 16 – Spectre d'événements selon l'indice spectral $\gamma = 1,0$.

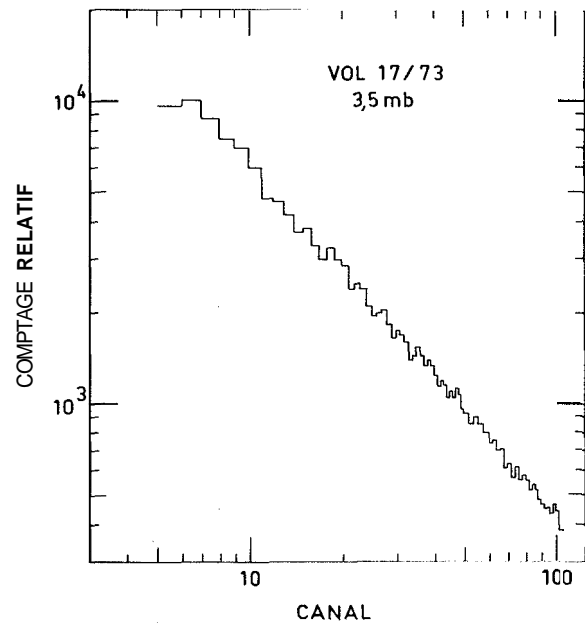


Figure 17 – Spectre d'événements mesurés à 3,5 mb pendant 90 minutes pour le vol 17/73.

7. O. Klein et Y. Nishina, *Z. Physik*, 52, 853 (1929).
8. A. Buivan et K. Hurley, *Ap. J.*, 188, L51 (1974).
9. I. M. Martin, Thèse de Spécialité, Université de Toulouse, France, (1970).
10. C. Bengt, Los Alamos Scientific Laboratory AECU, 2857 (1953).
11. A. Carlson, J. E. Hooper et T. D. King, *Phil. Mag.*, 41, 701 (1950).
12. H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, 89, 1256 (1953).
13. A. Claverie, F. Tongerloo, R. A. R. Palmeira et I. M. Martin, 13th Cosmic Ray Conference, Denver, USA (1973).
14. I. M. Martin et A. Claverie, Rapport INPE-233-RI/032, INPE; Brésil (1972).
15. C. E. Crouthamel, *Applied Gamma Ray Spectrometry*, Pergamon Press, (1960).
16. A. A. Sakardy, University of New Hampshire, Report n.° 16-69 (1969).
17. W. F. Miller et W. J. Snow, *Rev. Sci. Instr.*, 31, 39 (1960).
18. L. E. Peterson, J. I. Vette et R. L. Jerde, UCSD-SP-70-03 (1970).