

## Calcul du Spectre des Photons Gamma Atmosphériques entre 1 et 1000 MeV

INACIO M. MARTIN, SEVERINO L. G. DUTRA et  
R. A. PALMEIRA

*Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos SP*

Recebido em 6 de Novembro de 1974

The energy spectrum of atmospheric gamma-rays at  $4 \text{ g/cm}^2$  has been calculated for cut-off rigidities of 4.5, 10 and 16 GV. The processes considered for the production of these gamma-rays were the  $\pi^0$  decay plus the bremsstrahlung from primary, secondary like splash and re-entrant albedo electrons. The calculations indicated that the spectrum could be fitted to a power law in energy, with the exponential index varying from 1.1 in the energy range 1 – 10 MeV, to 1.4 in the energy range 10 – 200 MeV and 1.8 in the energy range 200 – 1000 MeV. These results will be discussed.

O espectro de raios gama de origem atmosférica a  $4 \text{ g/cm}^2$  foi calculado para a região de rigidez magnética de 4.5, 10 e 16 GeV. O processo de produção de raios gama considerado foi a desintegração de mésons neutros, o  $n^\circ$  e o freinamento de elétrons primários, secundários como albedo e elétrons reentrantes. O cálculo indica que o espectro pode ser melhor aproximado por uma função em potência da energia com índices exponenciais variando entre 1.1 no intervalo de energia de 1 a 10 MeV, 1.4 no intervalo de energia de 10 a 200 MeV e 1.8 no intervalo de energia de 200 a 1000 MeV. Estes resultados são discutidos neste trabalho.

### 1. Introduction

Le fond continu du rayonnement  $\gamma$  atmosphérique entre 1 et 1000 MeV a plusieurs origines. Les réactions du type  $p + p \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma$  sont une source de photons dont l'intensité maximale se situe aux environs de 70 MeV, ce qui conduit compte tenu des dégradations en énergie dues à l'effect Compton à générer des photons  $\gamma$  d'énergie inférieure à une vingtaine de MeV; il en est de même des rayons  $\gamma$  dus aux desexcitations de noyaux comme  $^{16}\text{O}$  et  $^{14}\text{N}$  (PUSKIN<sup>1</sup>, LING<sup>2</sup>). Cependant, la source principale est l'émission créée par le freinage des électrons secondaires dans le champ des noyaux atmosphériques; ces électrons sont dus à de nombreux processus dont les principaux sont:

- la désintégration des mésons  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e'$ ,
- la désintégration des mésons neutres suivie par le processus de production de paires,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow 2(e^+ + e^-)$ ,
- les processus de production des électrons par interaction de front "knock-on".

Au cours de ces dernières années, plusieurs équipes ont tenté d'établir la théorie des processus de production de rayons  $\gamma$  atmosphériques sans pour cela rendre compte de la totalité des résultats expérimentaux: (PEROLA et SCARSI)<sup>3</sup>, VERMA<sup>4</sup> a et b, PUSKIN<sup>1</sup>, BEUERMANN<sup>5</sup>, THOMPSON<sup>6</sup>, (DANIEL et STEPHENS)<sup>7</sup>, LING<sup>2</sup>.

Pour des énergies comprises entre 0,7 et une dizaine de MeV, les mesures sont assez nombreuses et ont été effectuées à bord de ballons sondes, mais ces expériences se sont situées à des régions de latitudes moyennes, c'est-à-dire pour des régions où la rigidité de coupure est de l'ordre de 4,5 GV (VEDRENNE et *al.*)<sup>8</sup>, (KLUMF'AR et *al.*)<sup>9</sup>, (PETERSON et *al.*)<sup>10</sup>.

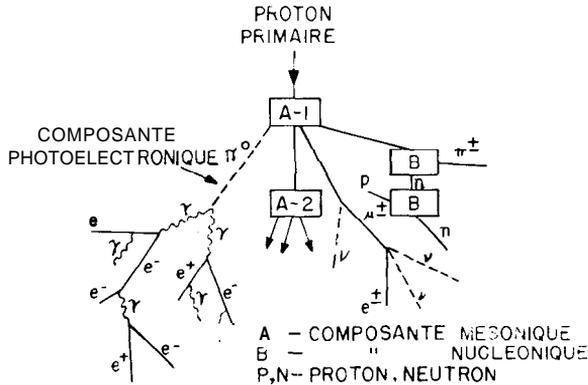
Pour des énergies supérieures à 30 MeV, les techniques de détection mettent en oeuvre des chambres à étincelles. Ces mesures ont été effectuées pour des régions de latitude moyenne, rigidité de coupure de 4,5 GV et pour des régions équatoriales, rigidité de coupure 12 GV: (FICHEL et *al.*)<sup>11</sup>, (HELMKEN et HOFFMAN)<sup>12</sup>, (FAZIO et *al.*)<sup>13</sup>, (CLAVERIE et *al.*)<sup>14</sup>, (AGRINIER et *al.*)<sup>15</sup>, (SHARE et *al.*)<sup>16</sup>, (STAIB et *al.*)<sup>17</sup>.

Ce travail a pour but la description d'un schéma théorique qui rende compte de la production des photons  $\gamma$  créés dans l'atmosphère en bon accord avec l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour différentes valeurs de rigidités de coupure.

## 2. Origine des Photons Gamma Atmosphériques, Hypothèses de Calcul

Le rayonnement cosmique primaire donne naissance par interaction dans les couches supérieures de l'atmosphère à un rayonnement secondaire complexe qui contient 3 composantes essentielles (Figure 1):

- Une composante mésonique constituée par des muons et des pions,
- une composante nucléonique constituée essentiellement par des protons et des neutrons,
- une composante électronique constituée par des électrons et des rayons  $\gamma$ .



**Fig. 1** – Schéma de cascades nucléaires créés par interaction d'un proton cosmique avec des noyaux atmosphériques.

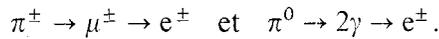
L'évaluation du rayonnement  $\gamma$  créé au cours de ces processus, ainsi que la détermination de sa propagation, fait l'objet de nombreux calculs: ANDERSON<sup>18</sup>, JONES<sup>19</sup>, (PETERSON *et al.*)<sup>20</sup>, ROCCHIA<sup>21</sup>, PUSKIN<sup>1</sup>, (DANIEL *et* STEPHENS)<sup>7</sup>, LING<sup>2</sup>. Ces calculs permettent, en première approximation, de décrire le processus de création des photons X et  $\gamma$  d'énergie inférieure à 1000 MeV environ par rayonnement de freinage créé lors de la propagation des électrons secondaires dans les couches atmosphériques supérieures. La désintégration des mésons  $\pi^0$  ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ) introduit une contribution notable à partir de 70 MeV.

Il faut aussi faire intervenir les processus de pertes, c'est-à-dire les processus de fuite du rayonnement  $\gamma$  hors de l'atmosphère et les processus de dégradation de l'énergie (par diffusion Compton). L'état d'équilibre est atteint lorsque les processus de création et de perte se compensent. Mais en tout état de cause, la détermination théorique du spectre des photons  $\gamma$ , dans une couche atmosphérique donnée, doit faire intervenir non seulement les photons  $\gamma$  créés dans cette couche mais aussi ceux qui proviennent de diffusions dans des couches ou des régions voisines.

Ces phénomènes de diffusion affectent en particulier le spectre des photons d'origine extraterrestre mesuré dans l'atmosphère. Aussi, pour tenir compte de ces phénomènes, MAKINO<sup>22</sup>, MORETI-HORSTMAN<sup>23</sup> et DANJO<sup>24</sup> ont mis au point un programme de simulation du type Monte-Carlo qui s'applique pour des énergies comprises entre 0,1 et 1,0 MeV et pour des pressions allant de 4 mb

a 10 mb. A des énergies supérieures a 1 MeV et pour des mesures effectuées entre 1 et 10 mb, (en utilisant ces mêmes techniques) PUSKIN' a pu montrer que cette dégradation du spectre par diffusion Compton est négligeable.

Compte tenu de ce dernier résultat, notre calcul envisage une production des photons  $\gamma$  localisée au voisinage du détecteur, sans tenir compte des phénomènes de diffusion multiple des photons créés dans une large région de l'espace. La source des photons  $\gamma$  considérée comprend, d'une part, les photons  $\gamma$  produits directement a partir des désintégrations de mésons  $\pi^0$  et, d'autre part, les photons  $\gamma$  libérés par rayonnement de freinage des électrons secondaires. Ces électrons secondaires sont soit des électrons "knock-on", soit des électrons produits par les chaines de désintégration:



Le calcul est développé pour un détecteur placé a une altitude où la pression résiduelle est de 4 mb et soumis à un rayonnement  $\gamma$  en provenance des hémisphères supérieur et inférieur (Figure 2).

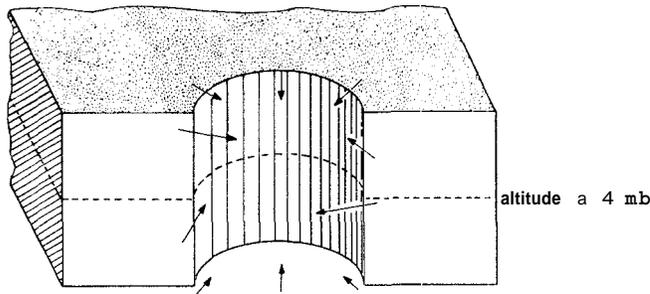


Fig. 2 - Schéma d'un volume élémentaire considéré dans le calcul

Ce rayonnement  $\gamma$  est créé essentiellement par des électrons dont les distributions sont supposées isotropes dans les hémisphères supérieur et inférieur.

La composante de l'hémisphère supérieure comprend les électrons qu' sont produits par les chaines de désintégration  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$  et  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow e^\pm$  dans l'atmosphère résiduelle située au-dessus du détecteur. Cette composante contient en outre des électrons créés dans une région magnétique conjuguée et qui pénètrent dans la zone con-

sidérée en suivant les lignes de force du champ magnétique. La composante de l'hémisphère inférieur a été mesurée expérimentalement entre 10 MeV et 1 GeV (VERMA<sup>4</sup>, ISRAEL<sup>25</sup>). Entre 4 mb et 10 mb, cette composante est indépendante de la pression dans la gamme considérée (Figure 3).

Pour estimer le flux total de photons  $\gamma$  produits, nous déterminerons le rayonnement créé par les électrons dans une colonne d'air de surface  $1 \text{ cm}^2$  et dont la hauteur est équivalente à une épaisseur atmosphérique de 8 mb. La principale approximation dans ce calcul consiste à négliger les photons  $\gamma$  produits au-dehors de ce volume et qui peuvent atteindre le détecteur par diffusion multiple. Cette approximation peut se justifier par la faible importance dans le domaine d'énergie considéré de la diffusion Compton (DANJO<sup>24</sup>, PUSKIN<sup>1</sup>). Par contre, ce calcul tient compte de la contribution des photons  $\gamma$  produits par la désintégration  $\pi^0(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$  dans la couche située au-dessus du détecteur: les spectres correspondants sont représentés par la Figure 4.

Tous les photons  $\gamma$  produits par rayonnement de freinage entre 1 et 1000 MeV, dans la colonne d'air inférieure et supérieure sont supposés être émis dans la direction d'arrivée des électrons. En outre, l'absorption de ces photons dans la colonne d'air choisie n'est pas prise en compte, car le libre parcours moyen d'un photon de 1 MeV dans l'atmosphère est de 17.5 mb.

Le flux  $(dN/dK)$  des photons présents à l'altitude du détecteur est la somme du flux  $(dN/dK)_{FR}$  créé par rayonnement de freinage et du flux  $(dN/dK)_{\pi^0}$  produit par désintégration des mésons  $\pi^0$ .

### 3. Calcul du Spectre des Photons Gamma Produits entre 1 et 1000 MeV pour une Rigidité de Coupure de 4,5 GV

Le calcul est conduit en considérant les photons créés dans des couches élémentaires d'épaisseur  $(dp)$  égale à  $0,1 \text{ g/cm}^2$  (dans un cylindre dont la hauteur est équivalente à une pression de  $8 \text{ g/cm}^2$ ). La probabilité par MeV et par  $\text{g/cm}^2$  d'air pour qu'un électron d'énergie comprise entre  $E$  et  $(E + dE)$  donne naissance à un photon  $\gamma$ , d'énergie comprise entre  $K$  et  $(K + dK)$ , par rayonnement de freinage dans une couche atmosphérique de surface  $ds$  et d'épaisseur  $dp$ , est (KOCH et MOTZ)<sup>26</sup>:

$$\Phi(E, K) = \left( \frac{N_0}{A} \right) \frac{d\sigma}{dK}, \quad (1)$$

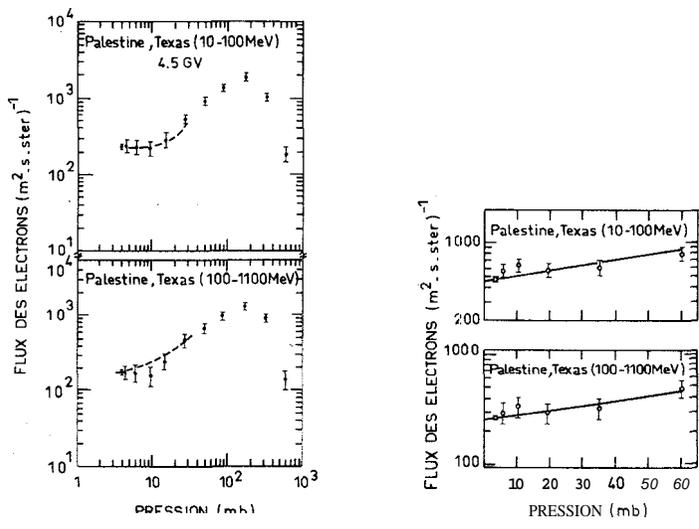


Fig. 3 – Flux des électrons: (a) albedo réentrant, (b) hémisphère inférieur.

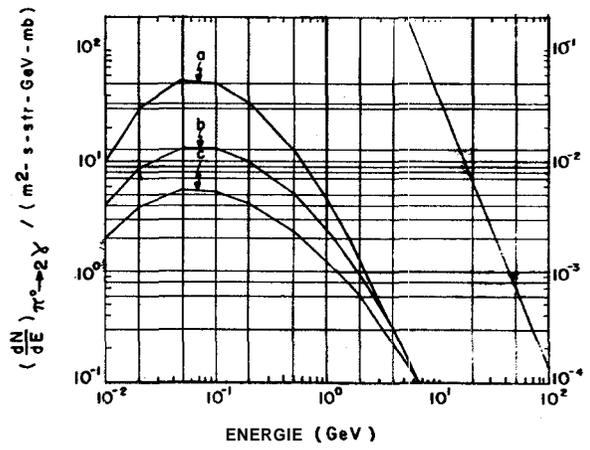


Fig. 4 – Spectres des photons créés dans l'atmosphère par désintégration  $\pi^0$  pour trois rigidités de coupures: 4,5 GV(a); 10 GV(b); et 16 GV(c).

où:

$N_0$  = Nombre d'Avogadro =  $6,023 \times 10^{23}$ ,

$A$  = Poids atomique de l'air  $\sim 14,4$ ,

$\frac{d\sigma}{dK}$  = Section efficace différentielle.

En désignant, par  $(dJ/dE)$ , le spectre différentiel (électron-cm<sup>-2</sup>-sec<sup>-1</sup>-MeV-st) des électrons, nous avons déterminé, pour la région où le détecteur est situé, le spectre des photons créés par rayonnement de freinage par unité de temps et pour un angle solide  $d\Omega$  qui est de la forme:

$$\frac{dN}{dK} = \int_0^{2\pi} \int_S \int_{P_i}^{P_f} \int_{E_{\min}}^{\infty} \left( \frac{dJ}{dE} \right) (p, E) \Phi(E, K) dE ds dp d\Omega, \quad (2)$$

où  $E_{\min}$  est l'énergie initiale des électrons incidents.

Comme il a déjà été noté, qu'entre 10 MeV et 1 GeV environ, le spectre des électrons atmosphériques est indépendant de la pression dans la gamme comprise entre 4 et 10 mb, (VERNA<sup>4</sup>) (Figure 3), la relation précédente s'écrit alors:

$$\frac{dN}{dK} = \Delta p \int_0^{2\pi} \int_S \int_{E_{\min}}^{\infty} \left( \frac{dJ}{dE} \right) (E) \Phi(E, K) dE ds d\Omega. \quad (3)$$

Comme on suppose que l'émission de photons se fait dans la direction des électrons, l'expression (3) devient:

$$\frac{dN}{dK} = 2\pi \Delta p \Delta S \int_{E_{\min}}^{\infty} \left( \frac{dJ}{dE} \right) \Phi(E, K) dE, \quad (4)$$

exprimé en photons/MeV.s.

Pour chaque hémisphère et pour une énergie d'électron  $E$ , les flux de photons  $\gamma$  créés sont calculés à partir de la valeur de la section efficace différentielle correspondante.

### 3.1. Valeurs des Sections Efficaces Utilisées

Pour des électrons d'énergies comprises entre 2 MeV et 20 GeV, en considérant l'intervalle d'énergie des photons produits entre 1 MeV et

1 GeV, la section efficace différentielle ( $d\sigma/dK$ ) est donnée selon l'approximation de Born. Nous avons utilisé la section efficace différentielle en énergie intégrée sur tous les angles de production de rayons  $\gamma$  (KOCH et MOTZ<sup>26</sup>).

Suivant la valeur du facteur ( $\gamma_0$ ) les relations suivantes permettent d'approcher  $K(d\sigma/dK)$ , où la valeur de  $\gamma_0$  est:

$$\gamma_0 = 100 \frac{m_e c^2 K}{E_0 E Z^{1/3}}, \quad (5)$$

où

$m_e c^2$  = énergie au repos de l'électron,

$E$ , = énergie totale de l'électron incident,

$E = E_0 - K$ ,

$Z$  = nombre atomique de l'air.

Pour tout l'intervalle d'énergie des électrons et des photons, il a été utilisé dans le calcul les expressions suivantes:

$\gamma_0 \approx 0$ :

$$K \frac{d\sigma}{dK} = a_\sigma \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right] \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \left( \frac{E}{E_0} \right) \right\}, \quad (6)$$

$0 < \gamma_0 \leq 2$ :

$$K \frac{d\sigma}{dK} = a_\sigma \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 \right] \left[ \frac{\psi_1(\gamma_0)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z \right] - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \left[ \frac{\psi_2(\gamma_0)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z \right] \right\}, \quad (7)$$

$2 < \gamma_0 \leq 15$ :

$$K \frac{d\sigma}{dK} = a_\sigma \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{E}{E_0} \right) \right] \left[ \ln \left( \frac{2 E_0 E}{K m_e c^2} \right) - \frac{1}{2} - C(\gamma_0) \right], \quad (8)$$

$\gamma_0 > 15$ :

$$\frac{d\sigma}{dK} = a_\sigma \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{E}{E_0} \right) \right] \left[ \ln \left( \frac{2 E_0 E}{K m_e c^2} \right) - \frac{1}{2} \right], \quad (9)$$

où:

$$a_\sigma = \frac{4Z^2 r_0^2}{134} = 1,2612 \times 10^{-25} \text{ cm}^2, \quad r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,82 \times 10^{-13} \text{ cm}.$$

Les valeurs des fonctions  $\psi_1(\gamma_0)$ ,  $\psi_2(\gamma_0)$  et  $C(\gamma_0)$  dépendent des paramètres d'impacts de la particule incidente par rapport à la cible (Tableaux 1 et 2). La Figure 5 représente la variation de la section efficace de rayonnement de freinage dans le cas de l'approximation de Born ( $Kd\sigma/dK$ ) en fonction de l'énergie  $K$  du photon.

### 3.2. Forme des Spectres d' Électrons Choisis

Les électrons sont séparés selon leur direction d'arrivée par rapport au détecteur. Le spectre global des électrons est donné par:

$$\frac{dJ}{dE} = \left( \frac{dJ}{dE} \right)_{\text{hb}} + \left( \frac{dJ}{dE} \right)_{\text{bh}} \quad \text{électrons/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}, \quad (10)$$

Tableau 1			Tableau 2	
$\gamma_0$	$\psi_1(\gamma_0)$	$\psi_2(\gamma_0)$	$\gamma$	$C(\gamma_0)$
0,0	20,74	20,13		
0,05	20,56	20,07	2,0	0,21
0,1	20,36	19,97	2,5	0,16
0,15	20,18	19,85	3,0	0,13
0,2	20,00	19,70	3,5	0,107
0,3	19,64	19,39	4,0	0,09
0,4	19,27	19,08	4,5	0,078
0,5	18,94	18,79	5,0	0,065
0,6	18,63	18,52	5,5	0,056
0,7	18,33	18,25	6,0	0,05
0,8	18,03	18,01	6,5	0,044
0,9	17,78	17,77	7,0	0,038
1,0	17,53	17,53	7,5	0,035
1,1	17,30	17,30	8,0	0,03
1,2	17,08	17,08	8,5	0,029
1,3	16,87	16,87	9,0	0,026
1,4	16,67	16,67	9,5	0,023
1,5	16,46	16,46	10,0	0,02
1,6	16,27	16,27	15,0	0,01
1,7	16,10	16,10		
1,8	15,91	15,91		
1,9	15,73	15,73		
2,0	15,58	15,58		

où :

$\left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{hb}}$  est le spectre des électrons venant de l'hémisphère supérieur et

$\left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{bh}}$  est le spectre des électrons venant de l'hémisphère inférieur.

Pour le calcul du flux des photons qui viennent de l'hémisphère supérieur, nous avons fait intervenir quatre processus différents de production d'électrons, c'est-à-dire

$$\left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{hb}} = \left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\pi^\pm} + \left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\pi^0} + \left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{KN}} + \left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{AR}}, \quad (11)$$

où :

$\left(\frac{dJ}{dE}\right)$  = est le spectre des électrons d'albédo réentrant (en provenance de la région magnétiquement conjuguée),

$\left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\pi^0}$  = est le spectre des électrons produits par  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow e'$ ,

$\left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\pi^\pm}$  = est le spectre des électrons produits par  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ ,

$\left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{KN}}$  = est le spectre des électrons "KNOCK-ON"

Pour les spectres  $(dJ/dE)_{\pi^\pm}$  et  $(dJ/dE)_{\pi^0}$ , nous avons considéré le calcul de (PEROLA et SCARSI)<sup>3</sup> entre 10 MeV et 20 GeV, pour une période de minimum solaire. Ce travail donne également les spectres d'électrons à 4 mb et à 4,5 GV, 10 GV et 16 GV de coupure géomagnétique (PEROLA et SCARSI)<sup>3</sup>, Figure 6.

Pour le spectre d'électrons produits par des interactions avec choc de front (KNOCK-ON) des rayonnements cosmiques primaires dans l'atmosphère, il a été utilisé le calcul numérique développé par BEUER-MANN<sup>5</sup>. Ce calcul donne, à 4,5 GV, les spectres.

$$(3-20) \text{ MeV} \left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{KN}} = 0,12 E^{-2,0} \text{ électrons/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}, \quad (12)$$

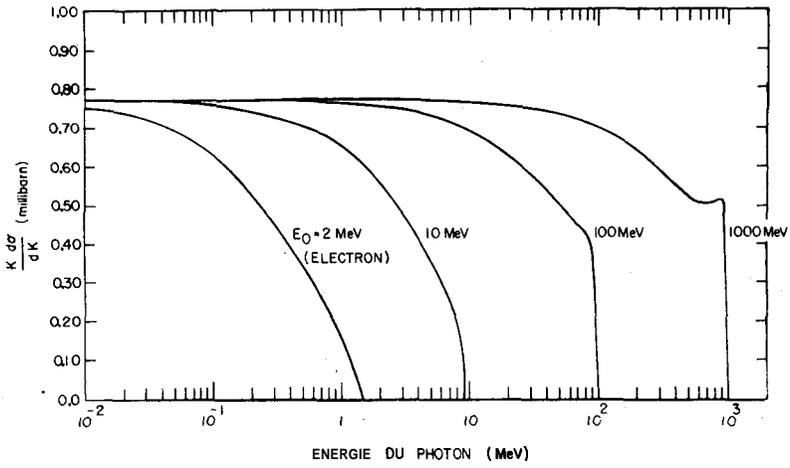


Fig. 5 – Section efficace de rayonnement de freinage.

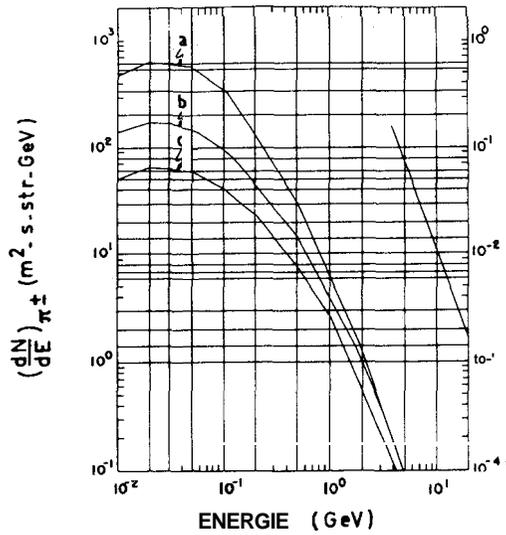


Fig. 6 – Spectre des électrons créés dans l'atmosphère pour trois rigidités de coupures: 4,5 GV(a); 10 GV(b); et 16 GV(c).

$$(20-1000)\text{MeV} \left( \frac{dJ}{dE} \right)_{\text{KN}} = 0,82 E^{-2,7} \text{ électrons/cm}^2.\text{s.MeV} \quad (13)$$

Pour le spectre des électrons d'albédo réentrant (cf. Figure 3) sont utilisées les mesures de VERMA<sup>4</sup>, de (SCHMOKER et EARL)<sup>27</sup>, de (Mc DONALD et WEBBER)<sup>28</sup>, corrigées par ISRAEL<sup>21</sup>. Ces mesures ont été effectuées a des latitudes correspondant a 0,5 GV et 4,5 GV et avec des détecteurs de nature différente (scintillateur plastique et NaI formant un télescope, compteur CERENKOV, chambres a étincelles).

Dans le domaine d'énergie 10 MeV – 1 GeV, ce spectre est donné par:

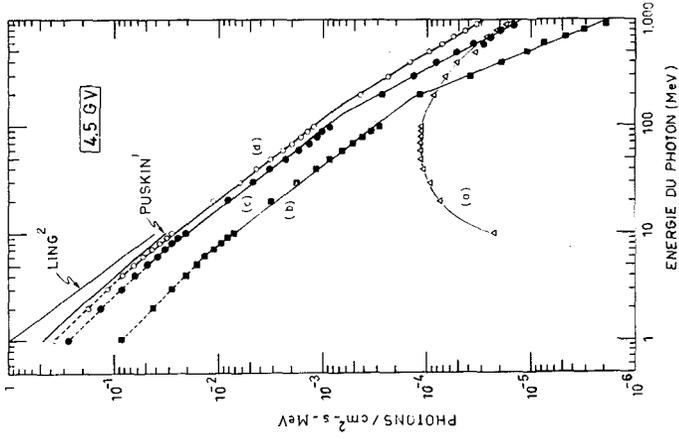
$$\left( \frac{dJ}{dE} \right)_{\text{AR}} = 2,4 \times 10^2 E^{-1,4} \text{ électrons/m}^2.\text{s.sr.MeV} \quad (14)$$

Dans le cas des électrons venant de l'hemisphere inférieur ( $dJ/dE$ )<sup>bh</sup> nous avons retenu le spectre mesuré par VERMA et corrigé par ISRAEL a 4,5 GV (VERMA<sup>4</sup>, ISRAEL<sup>21</sup>). Dans la région de 10 MeV a 1 GeV ce spectre peut être représenté par:

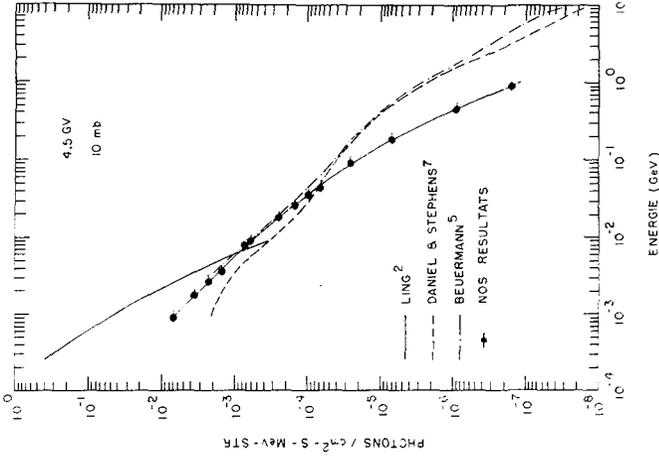
$$\left( \frac{dJ}{dE} \right)_{\text{bh}} = 2,1 \times 10^2 E^{-1,3} \text{ électrons/m}^2.\text{s.sr.MeV}. \quad (15)$$

Ayant défini les différentes fonctions qui interviennent dans l'équation 6 (section efficace différentielle-spectre des électrons) nous avons calculé, numériquement, a l'aide d'un ordinateur BOURROUGHS-6700-INPE-Brésil, les flux des photons émis par rayonnement de freinage des électrons vers le haut,  $(dN/dK)$ <sup>bh</sup>, et vers le bas,  $(dN/dK)$ <sup>hb</sup>. A titre d'exemple, la Figure 7 montre le spectre calculé pour les photons  $\gamma$  venant du haut vers le bas. Ce spectre est comparé a ceux obtenus par différents auteurs pour une profondeur atmosphérique de 10 mb (PUSKIN', BEUERMANN<sup>5</sup>), (DANIEL et STEPHENS)<sup>7</sup>, LING<sup>2</sup>. La composante des photons produits directement par désintégration des mésons  $\pi^0$ ,  $(dN/dK)_{\pi^0}$ , est donnée par (PEROLA et SCARSI)<sup>3</sup>.

Les spectres de photons  $\gamma$  correspondant a la somme de ces différentes contributions ainsi que les résultats de PUSKIN<sup>1</sup> et de LING<sup>2</sup> sont présentés dans la Figure 8: (KLUMPAR *et al.*)<sup>9</sup> entre 1 et 10 MeV, (FICHEL *et al.*)<sup>11</sup> entre 30 et 200 MeV et par (STAIB *et al.*)<sup>17</sup> entre 50 et 1 000 MeV. Cette comparaison avec les résultats experimentaux



**Fig. 8** – Spectres de photons  $\gamma$  atmosphériques obtenus à 4 mb :  
 (a)  $(dN/dK)_{\pi^0}$ ; (b)  $(dN/dK)_{\text{br}}$ ; (c)  $(dN/dK)_{\text{hb}}$ ; (d)  $(dN/dK)$ .



**Fig. 7** – Spectres des photons  $\gamma$  calculé à 10 mb dans l'hémisphère supérieur.

et les prévisions théoriques ont permis de tester le programme de calcul proposé. Le bon accord obtenu justifie l'utilisation de cette méthode pour des rigidités de 10 GV et 16 GV où les résultats expérimentaux concernant les distributions de photons  $\gamma$  et d'électrons d'albédo réentrant sont très peu nombreux.

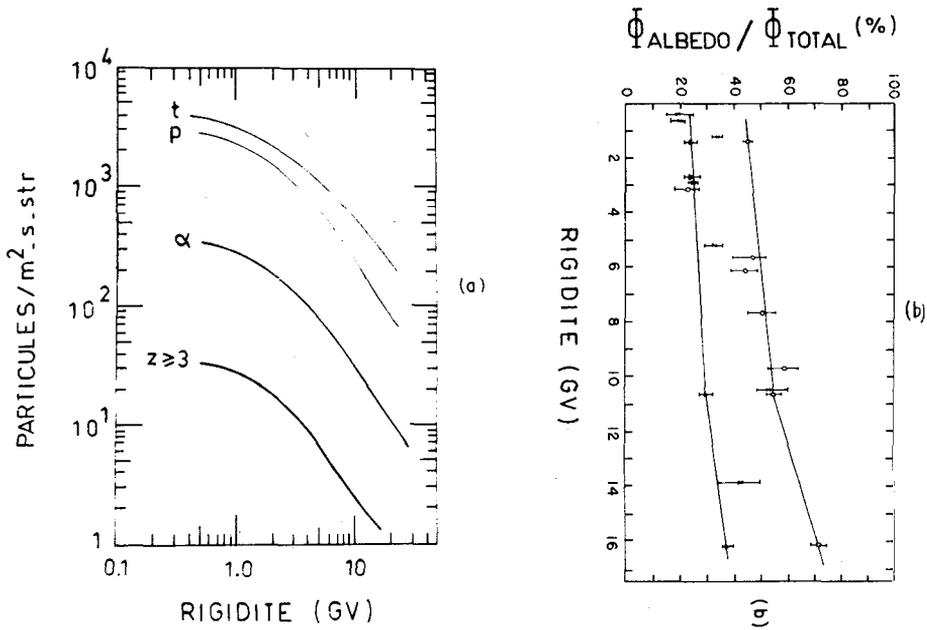
#### 4. Calcul du Spectre de Photons Gamma entre 1 et 1000 MeV, a Rigidite de Coupure de 10 GV et 16 GV

Le calcul utilise les mêmes relations que celles du paragraphe précédent, mais en changeant les spectres des électrons injectés pour tenir compte des nouvelles rigidités de 10 GV et 16 GV.

Pour le spectre des électrons,  $(dJ/dE)_{\pi^{\pm}}$  et  $(dJ/dE)_{\pi^0}$ , et des photons  $\gamma$ ,  $(dN/dK)_{\pi^0}$ , sont encore utilisés les résultats de (PEROLA et SCARSI)<sup>3</sup>.

Pour ce qui est des spectres des électrons "KNOCK-ON, des électrons produits dans l'hémisphère inférieur ainsi que des électrons de l'albédo réentrant, a 10 GV et a 16 GV, il n'existe a l'heure actuelle ni estimations théoriques ni données expérimentales. Par contre, le flux du rayonnement cosmique secondaire est connu en fonction de la coupure géomagnétique. Le flux d'albédo local  $(dJ/dE)^{bh}$  et d'albédo réentrant de ces particules par rapport au flux global mesuré ont été également déterminé (KONIG *et al.*)<sup>29</sup>, Figure 9. D'autre part, les mesures du rayonnement  $\gamma$ , soit en satellite OSO-1 (PETERSON *et al.*)<sup>30</sup>, soit en ballons, permettent de connaître le rapport des flux entre 4,5 GV et 10 GV, mais aussi entre 4,5 GV et 16 GV. Pour avoir le rapport du flux de photons  $\gamma$  entre 4,5 GV et 12 GV, nous avons profité des mesures récentes effectuées avec le même ensemble de détection et dans les mêmes conditions expérimentales entre 300 KeV et 8 MeV, et entre 50 MeV et 1000 MeV par ALBERNHE<sup>30</sup>, (AGRINIER *et al.*)<sup>15</sup>, (SHARE *et al.*)<sup>16</sup>, (STAIB *et al.*)<sup>17</sup>.

A partir de ces mesures, nous supposons que les électrons produits dans l'atmosphère, varient en fonction de la rigidité dans le même rapport que les photons  $\gamma$  et le flux intégré des particules secondaires. D'après les mesures expérimentales, le rapport est donné par  $(2,0 \pm 0,3)$  entre 4,5 GV et 10 GV et par  $(2,8 \pm 0,2)$  entre 4,5 GV et 16 GV. Ce rapport est utilisé pour préciser les spectres des électrons a 10 GV et a 16 GV.



**Fig. 9** – Flux du rayonnement cosmique secondaire en fonction de la coupure géomagnétique (König *et al.*)<sup>29</sup>.

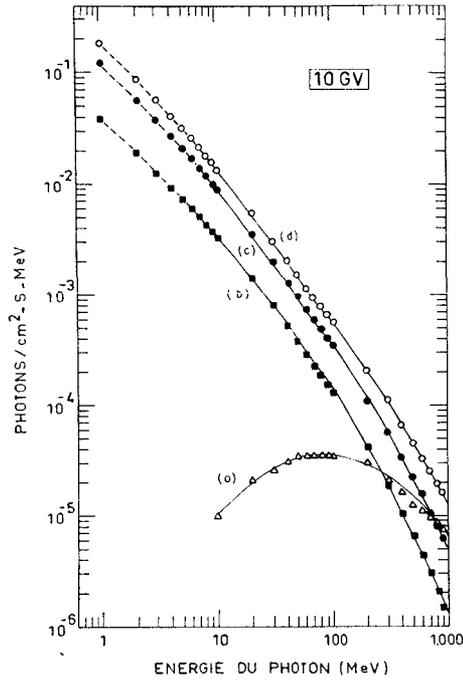
A ces différentes rigidités, ces spectres sont de la forme:

$$\left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{KN}(10 \text{ GV})} = \left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{KN}(4,5 \text{ GV})} / (2,0 \pm 0,3), \quad (16)$$

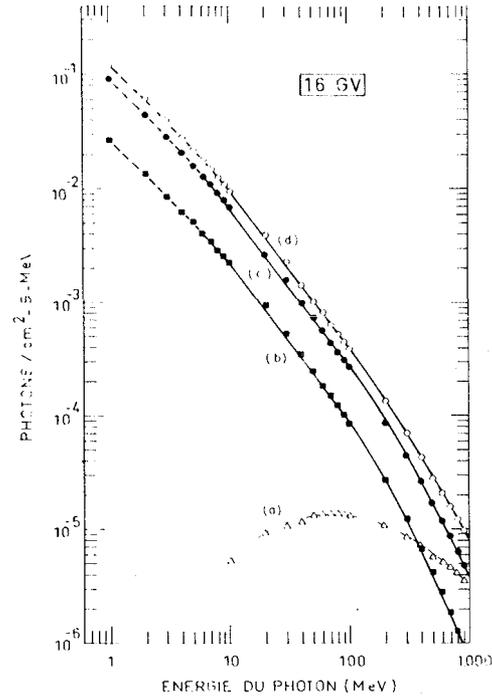
$$\left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{KN}(16 \text{ GV})} = \left(\frac{dJ}{dE}\right)_{\text{KN}(4,5 \text{ GV})} / (2,8 \pm 0,2). \quad (17)$$

Pour préciser, à ces rigidités, les spectres des électrons  $(dJ/dE)_{\text{hb}}$ ,  $(dJ/dE)_{\text{hb}}$  et  $(dJ/dE)_{\text{AR}}$ , il a été adopté le même rapport du flux donné par les relations 16 et 17. En utilisant le calcul que nous venons de présenter, mais pour les spectres d'électrons qui viennent d'être définis, nous avons obtenu à 10 GV et 16 GV les spectres des photons  $\gamma$  atmosphériques présents (Figures 10 et 11).

A partir des flux calculés dans chacun des deux hémisphères, il est possible, par simple addition, d'obtenir le flux totale des photons  $\gamma$



**Fig. 10** – Spectres des photons  $\gamma$  atmosphériques obtenus à 4 mb et à 10 GV: (a)  $(dN/dK)_{\pi_0}$ ; (b)  $(dN/dK)_{hb}$ ; (c)  $(dN/dK)_{bh}$ ; (d)  $(dN/dK)$ .



**Fig. 11** – Spectres des photons  $\gamma$  atmosphériques obtenus à 4 mb et à 16 GV: (a)  $(dN/dK)_{\pi_0}$ ; (b)  $(dN/dK)_{hb}$ ; (c)  $(dN/dK)_{bh}$ ; (d)  $(dN/dK)$ .

atmosphériques a différentes latitudes. La Figure 12 reporte ces résultats et les mesures qui ont été effectués pour une région qui correspond a une coupure de 4,5 GV.

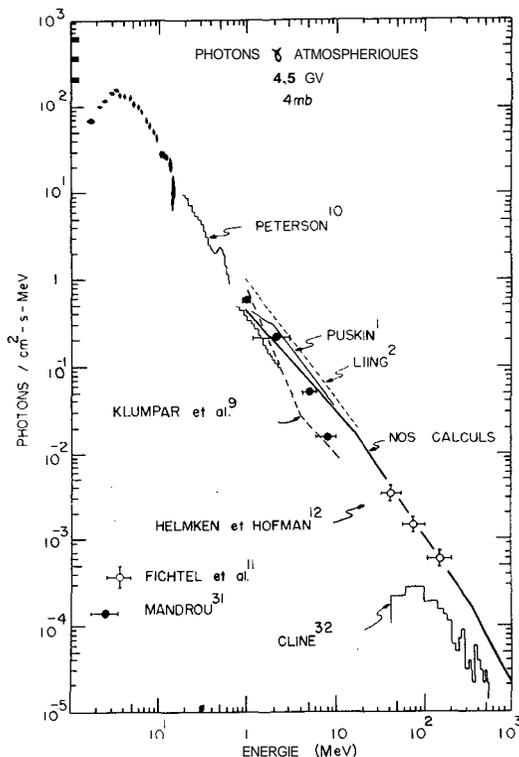


Fig. 12 – Spectre des photons  $\gamma$  atmosphériques.

#### 4. Conclusion

Nous pouvons affirmer que les photons  $\gamma$  d'origine atmosphérique sont produits, dans sa majorité, par la désintégration des mésons neutres ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ) et par rayonnement de freinage des électrons secondaires avec les noyaux de l'air. Seulement une fraction d'environ 5% du flux global sont originés par desexcitation nucléaire et d'autres phénomènes présents dans l'atmosphère. Avec un calcul assez simple, nous avons pu estimer le spectre du fond continu du rayonnement gamma d'origine atmosphérique entre 1 et 1000 MeV et dans différentes régions de coupure géomagnétique.

Les auteurs expriment sa gratitude, a Dr. F. de Mendonça et D. L.G. Meira Jr., pour avoir appuyé ce domaine de recherche.

### **Bibliographie**

1. J.S. Puskin, SAO Special Report n.º 318 (1970).
2. J.C. Ling, Ph.D. Thesis, University of California, San Diego (1974).
3. G.C. Perola et L. Scarsi, *Nuovo Cimento*, **46**, 718 (1966).
4. S.D. Verma, J.G.R., **72**, 915 (1967).
5. K.P. Beuermann, J.G.R., **76**, 4291 (1971).
6. D.J. Thompson, NASA X-662-73-179 (1973).
7. R.R. Daniel et S.A. Stephens, TIFR Report n.º CR/NE-73-5 (1973).
8. G. Vedrenne, F. Albernhe, I.M. Martin et R. Talon, *Astr. and Sp. Sci.*, 15, 50 (1971).
9. D.M. Klumpar, J.A. Lockwood, R.N. St Onge et L.A. Friling, J.G.R., 78, 7959 (1973).
10. L.E. Peterson, D.A. Schwartz et J.C. Ling. J.G.R., 78, 7942 (1973).
11. C.E. Fichtel, D.A. Kniffen et H.Z. Ogelman. *Ap. J.*, **158**, 193 (1969).
12. H. F. Helmken et J. A. Hoffman. 12<sup>h</sup> Int. Conf. Cosmic Rays, Hobart, Tasmania (1971).
13. G. G. Fazio, H. F. Helmken, S. J. Cavrak Jr. et D. R. Hearn, *Can. J. Phys.*, 46, S427 (1968).
14. A. Claverie, M. Niel et G. Vedrenne, *Nucl. Intr. and Methods*, **87**, 161 (1971).
15. B. Agrinier, M. Fornichon, J. P. Leray, B. Pârlier, T. Montmerle, G. Boella. L. Marashi, B. Sacco, L. Scarsi, J. M. da Costa et R. A. R. Palmeira, 13<sup>h</sup> Cosmic Ray Conference, Denver, USA (1973).
16. G. H. Share, R. L. Kinzer et N. Seeman, 13<sup>h</sup> Cosmic Ray Conference, Denver, USA (1973).
17. J. A. Staib, G. M. Frye et A. D. Zych, *J. G. R.*, **79**, 929 (1974).
18. K. A. Anderson, *Phys. Rev.*, **123**, 4 (1961).
19. F. C. Jones, *J. G. R.*, **66**, 2029 (1961).
20. L. E. Peterson, NASA CR-64398 (1965).
21. R. Rocchia, *Proc. 9th Int. Conf. Cosmic Rays*, 1, 423 (1965).
22. F. Makino, *Astroph. Sp. Sci.*, 8, 251 (1970).
23. Moretti et E. Horstman, *Nature Phys. Science*, **229**, (1971).
24. A. Danjo, *J. Phys. Soc., Japan*, 33, 890 (1972).
25. M.H. Israel, J.G.R., **74**, 4701 (1969).
26. H. Koch et J. Motz, *Rev. Mod. Phys.*, 31, 920 (1959).
27. J.W. Schmoker et J.A. Earl, *Phys. Rev.*, 138, 300 (1965).
28. F.B. Mc Donald et W.R. Webber, J.G.R., **72**, 5949 (1968).
29. P.J. Koning, J.P. Maree, P.H. Stoker et A.J. van der Walt, J.G.R., **75**, 1172 (1970).
30. F. Albernhe, G. Vedrenne, R. Talon et I.M. Martin, *Proceeding IAU Symposium*, 55, Madrid (1973).
31. P. Mandrou, *Communication Privée* n.º 74-450 (1974).
32. T.L. Cline, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 109 (1961).