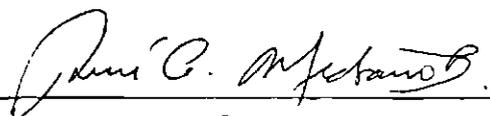


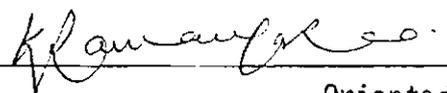
|  |                               |  |
|--|-------------------------------|--|
| 1. Classificação <i>INPE-COM.1/TDL</i><br><i>C.D.U.: 523.03</i>  | 2. Período                    | 4. Distribuição<br><br>interna <input type="checkbox"/><br><br>externa <input checked="" type="checkbox"/> |
| 3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor)<br><br><i>COMPONENTE DIFUSA</i><br><i>RADIAÇÃO GAMA</i>   |                               |  |
| 5. Relatório nº<br><i>INPE-2013-TDL/047</i>  | 6. Data<br><i>Março, 1981</i> | 7. Revisado por<br><i>K.R. Rao</i><br><i>K.R. Rao</i>  |
| 8. Título e Sub-Título<br><br><i>VARIAÇÃO LATITUDINAL DA COMPONENTE DIFUSA DA</i><br><i>RADIAÇÃO GAMA DE MÉDIA ENERGIA</i>   |                               | 9. Autorizado por<br><br><i>Nelson de Jesus Parada</i><br><i>Nelson de Jesus Parada</i><br><i>Diretor</i>  |
| 10. Setor <i>DAS</i>   | Código                        | 11. Nº de cópias <i>09</i>   |
| 12. Autoria <i>Clóvis Monteiro do Espírito Santo</i>   |                               | 14. Nº de páginas <i>128</i>   |
| 13. Assinatura Responsável <i>Clóvis Monteiro do Espírito Santo</i>  |                               | 15. Preço  |
| 16. Sumário/Notas<br><br><i>Para determinar a componente difusa da radiação gama no intervalo de 15 a 75 MeV, proveniente das proximidades do centro galáctico, uma câmara de centelhas digitalizada foi lançada a bordo de dois balões em Resende, Brasil, a 19 de novembro e 3 de dezembro de 1975. Em cada um dos vôos o detector alcançou uma altitude de 2,2 g.cm<sup>-2</sup>. Baseando-se nesses dados, obteve-se para os raios gama de origem difusa, um fluxo de 6,0 x 10<sup>-5</sup>; 2,0 x 10<sup>-5</sup>; 4,6 x 10<sup>-6</sup> e 1,3 x 10<sup>-6</sup> fótons/cm<sup>2</sup>.s.sterad. MeV para energias de 21, 36, 52 e 67 MeV respectivamente. Estes valores dão um espectro do tipo "lei de potências" com um índice espectral igual a -3,3. Também foi obtida a dependência desta radiação com a latitude e longitude galáctica no intervalo -50° ≤ b<sup>II</sup> ≤ 350° e 3250° ≤ l<sup>II</sup> ≤ 3750°. Finalmente, compara-se estes resultados com aqueles obtidos por outros pesquisadores.</i> |                               |  |
| 17. Observações <i>Tese de Mestrado em Ciência Espacial, aprovado em 10 de setembro de 1980.</i>   |                               |  |

Aprovada pela Banca Examinadora  
em cumprimento dos requisitos exigidos  
para a obtenção do Título de Mestre em  
Ciência Espacial

Dr. Renê Adalid Medrano-Balboa

  
\_\_\_\_\_  
Presidente da Banca

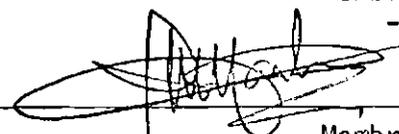
Dr. Kalvala Ramanuja Rao

  
\_\_\_\_\_  
Orientador

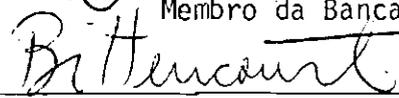
Dr. Rodolpho Vilhena de Moraes

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca  
-convidado-

Dr. Inacio Malmonge Martin

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca

Dr. José Augusto Bittencourt

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca

Clóvis Monteiro do Espírito Santo

  
\_\_\_\_\_  
Candidato

São José dos Campos, 10 de setembro de 1980

## ÍNDICE

|   | <u>Pág.</u> |
|---|-------------|
| ABSTRACT .....  | <i>vi</i>   |
| LISTA DE SÍMBOLOS .....   | <i>vii</i>  |
| LISTA DE FIGURAS .....  | <i>xii</i>  |
| <u>CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO</u> .....  | 1           |
| <u>CAPÍTULO II - PROCESSOS DE PRODUÇÃO DE RADIAÇÃO GAMA</u> .....                     | 5           |
| 2.1 - Processo de radiação "bremsstrahlung" .....                                     | 6           |
| 2.2 - Efeito Compton inverso .....  | 9           |
| 2.3 - Decaimento dos m̄s̄ons $\pi$ neutro .....                                       | 14          |
| 2.3.1 - Cinemática do decaimento de m̄eson $\pi$ neutro .....                         | 15          |
| 2.3.2 - Expectro de raios gama resultantes de decaimento de m̄e<br>sons $\pi^0$ ..... | 19          |
| <u>CAPÍTULO III - PROCESSOS DE ABSORÇÃO DA RADIAÇÃO GAMA PELA MATÉ<br/>RIA</u> .....  | 21          |
| 3.1 - Introdução .....  | 21          |
| 3.2 - Absorção fotoelétrica .....   | 22          |
| 3.3 - Espalhamento Compton .....  | 23          |
| 3.4 - Produção de pares .....   | 25          |
| <u>CAPÍTULO IV - A RADIAÇÃO GAMA ESTRATERRESTRE</u> .....                             | 31          |
| 4.1 - Introdução .....  | 31          |
| 4.2 - Componente atmosférica .....  | 31          |
| 4.3 - Componente oriunda de fontes localizadas .....                                  | 33          |
| 4.4 - Componente difusa .....   | 34          |
| <u>CAPÍTULO V - MÉTODO DE OBTENÇÃO DE DADOS</u> .....                                 | 37          |
| 5.1 - Vôo do balão .....  | 37          |
| 5.2 - Registros dos dados .....   | 37          |
| <u>CAPÍTULO VI - O DETECTOR</u> .....   | 41          |
| 6.1 - Introdução .....  | 41          |
| 6.2 - Descrição do detector .....   | 44          |

|   |     |
|---|-----|
| <u>CAPÍTULO VII - MÉTODO DE ANÁLISE DE DADOS</u> .....  | 51  |
| 7.1 - Escolha dos eventos .....   | 51  |
| 7.2 - Medida do ângulo de abertura formado pelo par .....   | 54  |
| <u>CAPÍTULO VIII - DETERMINAÇÃO DA ENERGIA DO FÔTON BASEADO NO ÂNGULO DE ABERTURA DO PAR FORMADO</u> .....                                | 57  |
| 8.1 - Difusão múltipla coulombiana .....  | 57  |
| 8.2 - Métodos utilizados para o cálculo da energia do fóton ..  | 58  |
| 8.3 - Desenvolvimento teórico das equações utilizadas para a determinação da energia do fóton, baseado no ângulo de abertura do par ..... | 61  |
| <u>CAPÍTULO IX - RESULTADOS EXPERIMENTAIS</u> .....   | 69  |
| 9.1 - Introdução .....  | 69  |
| 9.2 - Distribuição de energias dos fótons detectados .....  | 74  |
| 9.3 - Variação do número de fótons gama detectados em função do tempo .....   | 75  |
| 9.4 - Variação da altitude do balão em função do tempo .....  | 76  |
| 9.5 - Curvas de ascensão .....  | 83  |
| 9.6 - Determinação da componente difusa da radiação gama .....  | 84  |
| 9.6.1 - Variação da componente atmosférica com a altura .....   | 84  |
| 9.6.2 - Determinação da componente atmosférica no teto do balão   |     |
| 9.6.3 - Cálculo do número de fótons gama de origem difusa de tectados por segundo .....   | 85  |
| 9.7 - Espectro de energia da componente difusa da radiação gama .....   | 88  |
| 9.8 - Dependência da componente difusa da radiação gama com a longitude e latitude galáctica .....  | 94  |
| 9.8.1 - Determinação da trajetória do balão .....   | 95  |
| 9.8.2 - Variação do número de fótons gama de origem difusa, com a longitude galáctica .....   | 97  |
| 9.8.3 - Espectro da radiação gama difusa em função da latitude galáctica .....  | 98  |
| <u>CAPÍTULO X - DISCUSSÃO E INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS</u> .....  | 101 |
| 10.1 - Espectro de energias da componente difusa da radiação gama .....   | 101 |

|  |     |
|--|-----|
| 10.2 - Dependência longitudinal da componente difusa da radiação gama de média energia ..... | 103 |
| 10.3 - Espectro da radiação gama de origem difusa em função da latitude galáctica .....      | 105 |
| <u>CAPÍTULO XI - CONCLUSÕES</u> .....  | 105 |
| AGRADECIMENTOS .....   | 111 |
| BIBLIOGRAFIA .....   | 113 |

### ABSTRACT

For determining the diffuse component of gamma ray in the 15 to 75 MeV range arriving from near the galactic center, a digitized spark chamber was launched aboard two balloons from Resende, Brazil on 19 November and 3 December 1975. In each flight the detector reached an altitude of  $2,2 \text{ g.cm}^{-2}$ . Based on these data, we obtained a diffuse gamma ray flux  $6,0 \times 10^{-5}$ ,  $2,0 \times 10^{-5}$ ,  $4,6 \times 10^{-6}$  and  $1,3 \times 10^{-6}$  photons/cm<sup>2</sup>.s.sterad.MeV at energies of 21, 36, 52 and 67 MeV respectively. These values give a power law spectrum with spectral index equal to  $-3,3$ . The dependence of this radiation with the galactic latitude and longitude in the interval  $-5^\circ \leq b^{\text{II}} \leq 35^\circ$  and  $325^\circ \leq l^{\text{II}} \leq 375^\circ$  was also obtained. Finally, our results were compared with other experimenters' results.

## LISTA DE SÍMBOLOS

- a - distância entre as placas de alumínio utilizadas na câmara de cen  
telhas.
- A - azimute do balão; massa atômica.
- B(x) - parâmetro proporcional ao número de colisões sofridas por uma  
partícula ao atravessar uma distância x de um material.
- $b^{II}$  - latitude galáctica
- c - velocidade da luz no vácuo
- d - espessura das placas de alumínio utilizadas na câmara de centelhas;  
distância angular subentendida entre a estação de observação e o ba  
lão.
- e - carga elétrica elementar; base dos logaritmos neperianos.
- $E_e$ , K,  $T_-$  - energia cinética do elétron
- $E_q$  - energia total do elétron ou do pósitron
- $\bar{E}$  - energia média do fóton gama
- $E_\gamma$ , k, k',  $\epsilon$ ,  $\epsilon'$  - energia do fóton medida no sistema de laboratório.
- $E_+$  - energia total do pósitron
- E,  $E_-$ , U - energia total do elétron
- f - frequência da radiação eletromagnética
- G(E) - fator geométrico do detector
- h - constante de Planck
- $\hbar$  - constante de Planck dividida por  $2\pi$

$h(E, x, \phi, \psi)$  - função de distribuição dos elétrons e pósitrons em um meio heterogêneo.

$I_e(E_e)$  - intensidade dos elétrons cósmicos de energia  $E_e$ .

$I$  - intensidade da radiação gama determinada a uma altura qualquer.

$I_{2,2}$  - intensidade da radiação gama determinada a altura de  $2,2 \text{ g.cm}^{-2}$

$J(E)$  - intensidade da radiação gama de origem difusa com energia  $E$ .

$K_{\text{rad}}(K)$  - energia média da radiação emitida pelo processo "bremsstrahlung", por um elétron de energia cinética  $K$ .

$K_n$  - largura da função de distribuição  $h(E, x, \phi, \psi)$

$\ell^{\text{II}}$  - longitude galáctica

$m_0$  - massa de repouso do elétron

$N_0$  - número de Avogadro

$N$  - densidade numérica de átomos em um material

$n$  - número de placas atravessadas, no interior da câmara de centelhas, pelo elétron e pelo pósitron

$N_{\text{difusa}}$  - número de fótons gama de origem difusa.

$p_0, p_r$  - momentos de recuo inicial e final do núcleo alvo.

$p_+, p_-$  - momentos do pósitron e do elétron em unidades  $m_0 c^2$

$p$  - momento de uma partícula

$P$  - pressão atmosférica

$q(\epsilon')$  - taxa de produção de fótons gama de energia  $\epsilon'$ , pelo processo Compton inverso.

$r_e$  - raio clássico do elétron

$r$  - erro associado a uma grandeza devido a flutuações estatísticas.

$R$  - erro total calculado para uma dada grandeza; leitura dada pelo sensor de pressão.

$T_+$  - energia cinética do pósitron.

$T_0, T_r$  - energia cinética do núcleo alvo antes e após a interação

$t$  - ângulo horário; instante de tempo

$v$  - velocidade da partícula

$x, y, z$  - coordenadas cartesianas dos pontos no interior da câmara de centelhas.

$W_0$  - energia de ligação do elétron.

$Z$  - número atômico

$\alpha$  - constante de estrutura fina; ângulo de abertura do detector; ascensão reta do balão.

$\alpha_+, \alpha_-, \alpha_r$  - ângulo formado entre a direção de propagação do fóton e a direção de  $p_+, p_-$  e  $p_r$ , respectivamente.

$\beta$  - razão entre a velocidade da partícula e a velocidade da luz no vácuo.

$\beta_+, \beta_-$  - razão entre as velocidades do pósitron e do elétron e a velocidade da luz no vácuo.

$\beta_n$  - "diferença segunda" do espalhamento sofrido por uma partícula carregada, considerando-se 3 placas consecutivas.

$\gamma$  - parâmetro de blindagem

$\gamma = (1 + \beta^2)^{-1/2}$

$\Gamma$  - índice espectral; função gama.

$\delta$  - largura da função de distribuição  $\rho(\phi)$ ; declinação do balão.

$\epsilon^*$ ,  $\epsilon'^*$  - energia do fóton no sistema em repouso com a partícula que o emitiu.

$\epsilon_{\text{máxima}}$ ,  $\epsilon_{\text{mínima}}$  - energia máxima (mínima) possível para um fóton originado pelo decaimento de um méson  $\pi^0$  animado de velocidade  $v$ .

$\epsilon(E, \theta)$  - eficiência do detector  $\times$  área do detector

$\epsilon'(E, \theta)$  - eficiência efetiva do detector

$\theta$  - ângulo aparente de abertura do par elétron-pósitron; ângulo entre as direções dos momentos do elétron ( $p_-$ ) e do pósitron ( $p_+$ ); ângulo de abertura do cone de emissão da radiação Cerenkov; ângulo de incidência do fóton sobre o detector

$\lambda$  - comprimento de onda da radiação eletromagnética

$\xi_n$  - parâmetro de espalhamento

$\pi^0$  - mésons  $\pi$  neutros

$\pi^\pm$  - mésons  $\pi$  carregados positiva ou negativamente

$\rho(\phi)$  - função de distribuição por unidade de distância dos elétrons e dos pósitrons em um meio homogêneo

$\rho$  - densidade do material onde os elétrons e os pósitrons são espalhados

$\phi_T$  - secção de choque para o espalhamento Thompson

$\frac{d^2\phi}{dE_+ dW}$  - secção de choque diferencial para o processo de produção de pares.

$\Phi_{\text{rad}}(K, k)$  - parâmetro relacionado com a probabilidade de um elétron com energia cinética  $K$ , emitir radiação eletromagnética com energia  $k$ .

$\phi$  - ângulo azimutal

$\chi_a^2$  - ângulo limite de efeito de blindagem.

$\chi_c^2$  - ângulo mínimo de espalhamento coulombiano sofrido por uma partícula em uma única colisão elástica.

$\Omega, \Omega^*$  - ângulo sólido

$\omega_+, \omega_-, \omega_r$  - ângulo azimutal do pósitron, elétron e núcleo de recuo medidos em um plano ortogonal à direção da propagação do fóton que sofreu a materialização.

## LISTA DE FIGURAS

|        |  |    |
|--------|--|----|
| II.1   | - Espectro esperado de raios gama com energia acima de 100 MeV para $\ell_{II} = 335^{\circ}$ , $b_{II} = 0^{\circ}$ .....   | 9  |
| II.2   | - Sistema de laborat3rio e de repouso com o eletron ..   | 11 |
| II.3   | - Sistema de coordenadas fixo ao m3eson $\pi^0$ . $\vec{v}$ 3 a velocidade do m3eson no sistema de laborat3rio .....   | 16 |
| II.4   | - Espectro de radia33o gama produzido pelo decaimento dos m3esons $\pi$ neutros. Colocando-se $\log \epsilon$ como abcissa, a curva com rela33o a $\epsilon^*$ 3 sim3trica ..... | 18 |
| III.1  | - Coeficiente de atenua33o de massa para f3tons no alum3nio .....  | 22 |
| III.2  | - Espalhamento de radia33o por um el3tron fracamente ligado (ou livre) .....   | 24 |
| III.3  | - Diagrama mostrando a semelhan3a entre os dois processos sugerindo fundamentos te3ricos id3nticos para am3bos .....   | 26 |
| III.4  | - Representa33o dos vetores momento para o f3ton, o p3sitron e o el3tron nos sistemas de laborat3rio e centro de massa .....   | 27 |
| IV.1   | - Espectros de energias de algumas fontes de raios X e gama .....  | 35 |
| VI.1   | - Esquema simplificado do funcionamento de uma blindagem utilizando o sistema de anticoincid3ncia .....  | 43 |
| VI.2   | - Esbo3o de uma rede utilizada na c3mara de centelhas mostrando os dois planos paralelos com os fios de um, ortogonais aos fios do outro .....                                   | 46 |
| VI.3   | - Cone de emiss3o da radia33o Cerenkov .....   | 48 |
| VI.4   | - Esquema do detector de radia33o gama de m3dia energia  | 50 |
| VII.1  | - Representa33o do registro de um evento em microfilme.  | 52 |
| VII.2  | - Trajet3rias do el3tron e do p3sitron e suas proje33es ortogonais .....   | 54 |
| VIII.1 | - Sistema de coordenadas utilizado para o c3lculo das "diferen3as segundas" $\beta_n$ .....  | 58 |
| VIII.2 | - Representa33o esquem3tica da combina33o dos 3ngulos de cria33o de pares $\theta'$ e de difus3o m3ltipla $\psi_-$ e $\psi_+$ , produzindo o 3ngulo de abertura $\theta$ .....   | 60 |
| VIII.3 | - Sistema de coordenadas utilizado no estudo do espalhamento de uma part3cula carregada ao atravessar um meio material .....   | 62 |
| VIII.4 | - Sistema de coordenadas utilizado para a c3mara de centelhas .....  | 65 |

|   |     |
|---|-----|
| IX.1 - Reta representando a Equação ajustada IX.15 e pontos obtidos através da Equação exata IX.4 .....   | 72  |
| IX.2 - Dependência da energia do fóton com o ângulo de abertura do par formado .....  | 74  |
| IX.3 - Histograma do número de fótons gama detectados em função de suas energias .....  | 75  |
| IX.4 - Histograma do número de fótons gama x tempo .....  | 76  |
| IX.5 - Ascensão do balão em função do tempo .....   | 77  |
| IX.6 - Curva de ascensão e componente atmosférica para fótons gama com energias entre 15 e 30 MeV .....   | 80  |
| IX.7 - Curva de ascensão e componente atmosférica para fótons gama com energia entre 30 e 45 MeV .....  | 81  |
| IX.8 - Curva de ascensão e componente atmosférica para fótons gama com energias entre 45 e 60 MeV .....   | 82  |
| IX.9 - Curva de ascensão e componente atmosférica para fótons gama com energias entre 60 e 75 MeV .....   | 82  |
| IX.10 - Curvas de ascensão para fótons atmosféricos com energias de 0,51 MeV (pontos) e para partículas carregadas secundárias (cruzes), baseadas em Damle et al (1971), p.475 .....  | 85  |
| IX.11 - Produto da área efetiva do detector pela sua eficiência em função do ângulo de incidência dos fótons, baseado em Kniffen et al (1978), p. 25 .....  | 90  |
| IX.12 - Fator geométrico do detector em função da energia do fóton incidente .....  | 91  |
| IX.13 - Espectro de energia dos fótons gama de origem difusa .....  | 94  |
| IX.14 - Triângulo esférico utilizado para determinar a ascensão reta e a declinação do balão .....  | 96  |
| IX.15 - Trajetória do balão no sistema de coordenadas galáctica. Os valores apresentados junto à trajetória são as ascensões retas do balão .....   | 97  |
| IX.16 - Distribuição da componente difusa da radiação gama em função da longitude galáctica .....   | 98  |
| IX.17 - Espectro de energia da radiação gama difusa. As curvas a, b, c e d referem-se aos intervalos - $5^{\circ} \leq b_{II} \leq 5^{\circ}$ , $5^{\circ} \leq b_{II} \leq 15^{\circ}$ , $15^{\circ} \leq b_{II} \leq 25^{\circ}$ e $25^{\circ} \leq b_{II} \leq 35^{\circ}$ , respectivamente ..... | 100 |
| X.1 - Espectro de energias da radiação gama de origem difusa mostrando resultados obtidos nesta e em outras experiências .....  | 102 |

|  |     |
|--|-----|
| X.2 - Dependência da radiação gama de origem difusa em função da longitude galáctica .....                       | 104 |
| X.3 - Variação da inclinação da curva espectral da radiação gama de origem difusa com a latitude galáctica ..... | 107 |

## CAPÍTULO I

### INTRODUÇÃO

A radiação gama tem-se mostrado muito útil na pesquisa dos processos físicos que ocorrem no meio galáctico ou intergaláctico. A importância dada à radiação gama, na obtenção de informações no campo da astrofísica, reside no fato dos fótons gama apresentarem uma seção de choque de absorção bastante baixa. Esta característica dos raios gama associada à ausência de carga elétrica nos mesmos, permite que eles passem, praticamente inalterados, através do gás interestelar, bem como dos campos elétricos e magnéticos aí existentes.

Atualmente, sabe-se que a componente nucleônica dos raios cósmicos são responsáveis pela produção da radiação gama secundária de alta energia, e que os raios gama de baixa e média energia são produzidos principalmente pelos elétrons cósmicos relativísticos. Assim sendo, o estudo da radiação gama de origem cósmica pode fornecer informações acerca do espectro, distribuição e constituição dos raios cósmicos.

O conhecimento em detalhes da radiação gama de origem cósmica, com energias abaixo de 70 MeV, é de importância fundamental para o conhecimento da componente "eletrônica" dos raios cósmicos. Isto porque a modulação sofrida por esses elétrons nas vizinhanças do Sol altera as suas características originais, exigindo, então, medidas indiretas e sem atenuações.

Este trabalho tem por objetivo a determinação do espectro contínuo de energia da radiação gama de origem cósmica, no intervalo de 15 MeV a 75 MeV (média energia), bem como a sua variação com a latitude e longitude galáctica. Com o termo espectro contínuo, deseja-se salientar a ausência de linhas nucleares, muito encontradas quando se trata de fótons com energias abaixo de 10 MeV. A faixa de média energia

dispõe de poucas medidas já realizadas devido, principalmente, à baixa eficiência dos detectores e à baixa intensidade da radiação recebida.

O Capítulo II trata dos processos físicos mais importantes na produção de raios gama de média e alta energia e do seu relacionamento com parâmetros astrofísicos, tais como, densidade do gás, densidade de fótons e espectro de energia dos elétrons de origem cósmica. Apresentam-se também, alguns resultados recentes acerca do espectro teórico de raios gama na faixa de média energia.

Os processos através dos quais a radiação gama interage com a matéria, bem como a dependência desses processos com a energia dos fótons, são discutidos no Capítulo III. Ênfase especial é dada ao processo físico mais importante para a absorção de fótons de média energia.

O Capítulo IV apresenta uma descrição resumida dos conhecimentos atuais referentes à radiação gama extraterrestre. Atenção especial é dada à componente difusa desta radiação.

Detalhes sobre o voo do balão e a forma utilizada para obter os dados estão descritos no Capítulo V.

O Capítulo VI trata da escolha e dos detalhes do detector utilizado nesta experiência. Estes detalhes incluem a sua constituição e o seu funcionamento.

O Capítulo VII descreve o método utilizado para analisar os dados, não estando incluída a etapa inicial da redução dos dados que consiste na colocação dos mesmos, inicialmente gravados em fitas magnéticas, em microfílm.

O Capítulo VIII apresenta, de forma mais ou menos detalhada, a teoria envolvida na determinação da energia dos fótons considerados.

O procedimento utilizado e os cálculos efetuados para se parar e determinar os espectros da radiação gama de média energia de origem cósmica, são apresentados detalhadamente no Capítulo IX. Este capítulo é de grande importância, pois apresenta os resultados alcançados.

Finalmente, os Capítulos X e XI comparamos resultados obtidos com as medidas já realizadas por outros pesquisadores e, de acordo com estas comparações, apresentam algumas conclusões.

Resumindo, os capítulos iniciais tratam de teorias desenvolvidas por outros autores, e que foram importantes para o entendimento deste trabalho. Os três últimos capítulos apresentam a contribuição real deste trabalho, que consiste na obtenção de informações a respeito do espectro de energia da radiação gama difusa em um intervalo de energias onde existe poucos trabalhos já realizados.

## CAPÍTULO II

### PROCESSOS DE PRODUÇÃO DE RADIAÇÃO GAMA

A possibilidade da existência de uma componente secundária da radiação gama de origem cósmica apareceu, inicialmente, de forma acidental em problemas referentes à origem da radiação cósmica primária. Depois de determinar que a componente dominante da radiação cósmica primária, que atinge a atmosfera superior, consiste de prótons de alta energia, Feenberg e Primakoff (1948) tentaram explicar a quantidade bem menor de elétrons na radiação cósmica primária. Com essa finalidade, eles examinaram as diversas interações que os elétrons e prótons poderiam sofrer com os fótons de baixa energia, existentes no espaço interestelar, e acharam que os elétrons poderiam perder efetivamente sua energia, através da interação Compton inversa, em um período bem inferior à idade estimada do Universo.

Neste processo, a energia do elétron seria transferida aos fótons de baixa energia, transformando-os em fótons de radiação X ou gama.

Da mesma forma, Hayakawa (1952), examinando a propagação dos raios cósmicos através do espaço interestelar, evidenciou a importância da produção de mésons em interações nucleares ocorridas entre os raios cósmicos e o gás interestelar. Hayakawa notou que os mésons  $\pi$  neutros produzidos nestas reações decairiam produzindo radiação gama.

Neste mesmo ano, Hutchinson (1952) apresentou um estudo detalhado sobre a produção de raios gama por raios cósmicos, através do processo "bremsstrahlung".

Schwinger em 1949 apresentou uma descrição matemática completa a respeito da emissão de radiação gama por elétrons relativísticos espiralando em um campo magnético - radiação sincrotrônica (Stecker, 1975).

Segundo Stecker (1975), Morrison e mais tarde Felten e Morrison apresentaram dois relevantes trabalhos, onde mostraram que os mecanismos mais importantes para a produção de radiação gama são:

- a) processo bremsstrahlung sofrido por elétrons;
- b) efeito Compton inverso, ocasionado pela interação de elétrons com a radiação eletromagnética da baixa energia, existente no espaço interestelar;
- c) decaimento de mésons  $\pi$  neutros formados por reações nucleares ou por aniquilação da matéria com a antimatéria;
- d) radiação sincrotrônica;
- e) aniquilação elétron-pósitron e deexcitação nuclear.

Nas seções subsequentes apresentar-se-ã apenas uma descrição dos três primeiros processos. Atualmente, sabe-se que a produção de radiação gama pelo processo sincrotrônico é praticamente desprezível em comparação com a produção de fótons gama pelos processos a, b e c. Os processos de aniquilação de pares elétron-pósitron e deexcitação nuclear levam à produção de linhas, que fogem aos interesses deste trabalho.

## 2.1 - PROCESSO DE RADIAÇÃO BREMSSTRAHLUNG

Este processo consiste na produção de radiação eletromagnética pela desaceleração de uma partícula carregada, devido ao campo elétrico intenso existente nas proximidades de um núcleo atômico. A frequência da radiação emitida depende diretamente da magnitude da desaceleração sofrida pela partícula carregada (Tucker, 1975). Em vista da massa do elétron ser muito menor do que a do próton, o processo "bremsstrahlung" para a produção de raios X e gama será importante somente para os elétrons.

A distância do núcleo, na qual ocorre o fenômeno físico de emissão de radiação, é um parâmetro importante para a determinação da emissão de radiação "bremsstrahlung". Se esta distância é grande com parada com o raio atômico, o campo elétrico agindo na partícula carregada, durante o processo de emissão da radiação, pode ser considerado como o campo coulombiano de uma carga puntual  $Ze$ , localizada no centro do núcleo.

Se a distância é da ordem de grandeza do raio atômico, de ve-se levar em consideração a blindagem do campo elétrico do núcleo pe los elétrons atômicos. Se a distância é da ordem de grandeza do raio nu clear, o campo elétrico do núcleo não pode ser considerado como uma car ga puntual (Rossi, 1952).

O efeito de blindagem do campo elétrico do núcleo pelos elétrons atômicos foi calculado por Bethe e Heitler (1934), com base no modelo atômico de Fermi-Thomas. A teoria indica que a blin dagem no processo de emissão de radiação de energia  $k$ , por um elétron de energia cinética  $K$ , é determinada pelo parâmetro:

$$\gamma = 100 \frac{m_0 c^2}{U} \frac{u}{1-u} Z^{-1/3} \quad (\text{II.1})$$

com as condições:

$$U = K + m_0 c^2 = \text{energia total do elétron}$$

$$u = \frac{k}{U}$$

Quanto menor for  $\gamma$ , maior será o efeito da blindagem. Pa ra  $\gamma \gg 1$ , o efeito de blindagem pode ser desprezado e  $\gamma \sim 0$  signifi ca "blindagem completa". Assim, vê-se na Equação II.1 que, se a ener gia do elétron for suficientemente grande, a blindagem pode ser consi derada "completa" para todas as energias dos fótons emitidos.

Seja  $\phi_{\text{rad}}(K, k) dk dx$  a probabilidade de um elétron de energia cinética  $K$  emitir, ao atravessar uma distância  $dx$  de matéria, um fóton com energia entre  $k$  e  $k + dk$ . A expressão teórica para essa probabilidade pode ser escrita, de acordo com Rossi (1952), da seguinte forma:

$$\phi_{\text{rad}}(K, k) dk = 4\alpha \frac{N}{A} Z^2 r_e^2 \frac{dk}{k} F(U, u) \quad (\text{II.2})$$

$Z$ ,  $A$  e  $N$  são o número atômico, a massa atômica e a densidade numérica de átomos do material, respectivamente.

Onde

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$$

$$r_e = \frac{e^2}{m_0 c^2}$$

Para valores de  $U$  muito maiores do que  $m_0 c^2$ , a função  $F(U, u)$  é dada pelas seguintes expressões (Rossi, 1952):

$$\gamma \gg 1$$

$$F(U, u) = \left[ 1 + (1-u)^2 - \frac{2}{3} (1-u) \right] \left[ \ln \left( \frac{2U}{m_0 c^2} \frac{(1-u)}{u} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (\text{II.3})$$

$$\gamma \approx 0$$

$$F(U, u) = \left[ 1 + (1-u)^2 - \frac{2}{3} (1-u) \right] \ln 183 Z^{-1} + \frac{1}{9} (1-u) \quad (\text{II.4})$$

A energia emitida em forma de radiação eletromagnética é igual à energia perdida pelo elétron ao ser defletido pelo núcleo atômico, e a energia média emitida é dada por:

$$K_{\text{rad}}(K) = \int_0^K k \Phi_{\text{rad}}(K, k) dk \quad (\text{II.5})$$

Kniffen et al. (1977) efetuaram os cálculos da produção de radiação gama pelo processo "bremsstrahlung", no meio galáctico para elétrons primários e secundários. Os resultados por eles obtidos são apresentados na Figura II.1.

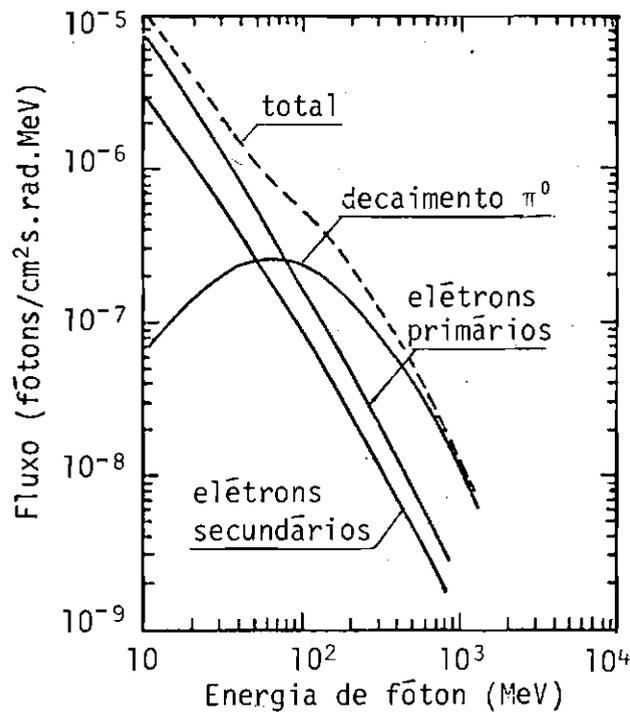


Fig. II.1 - Espectro esperado de raios gama com energias acima de 10 MeV para  $\alpha_{\text{II}} = 335^\circ$ ,  $\beta_{\text{II}} = 0^\circ$ .

FORTE: Kniffen et al (1977), p. 120

## 2.2 - EFEITO COMPTON INVERSO

O efeito Compton  $\bar{e}$ , tradicionalmente, aquele no qual um fóton gama  $\bar{e}$  espalhado por um elétron que se encontra em repouso no sistema de laboratório (Capítulo III). Este processo leva a uma perda de energia do fóton.

Para a produção de radiação X e gama, é de interesse astrofísico o chamado efeito Compton inverso, no qual elétrons relativísticos são espalhados por fótons de baixa energia, existentes no espaço interestelar. Neste processo, os elétrons cedem parte de sua energia cinética aos fótons de baixa energia, transformando-os em fótons de raio-X ou gama.

Considere-se um elétron com energia  $U$  e velocidade  $v$ :

$$U = \gamma m_0 c^2$$

$$v = \beta c \quad (II.6)$$

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Um fóton com energia  $\epsilon$  interage com o elétron, passando a ter uma energia  $\epsilon'$ . Sejam as quantidades no sistema em repouso com o elétron representadas com um asterisco. Considerando-se que o ângulo de espalhamento do fóton seja  $\theta^*$  (Figura II.2), as energias inicial e final do fóton no sistema em repouso com o elétron, de acordo com Stecker (1975), relacionam-se através de:

$$\epsilon'^* = \frac{\epsilon^*}{1 + \frac{\epsilon^*}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta^*)} \quad (II.7)$$

As energias do fóton antes da interação se relacionam nos sistemas de repouso com o elétron e no de laboratório, através de:

$$\epsilon^* = \gamma \epsilon (1 + \beta \cos \alpha) \quad (II.8)$$

E as energias do fôton, após a interação nestes dois sistemas de referência, se relacionam por meio de:

$$\epsilon' = \gamma \epsilon'^* (1 - \beta \cos \alpha'^*) \quad (\text{II.9})$$

Por sua vez, os ângulos formados pelas direções do elétron e do fôton, medido no sistema fixo com o elétron e no de laboratório, estão ligados pela expressão:

$$\text{tg } \alpha^* = \frac{\text{sen } \alpha}{\gamma(\cos \alpha + \beta)} \quad (\text{II.10})$$

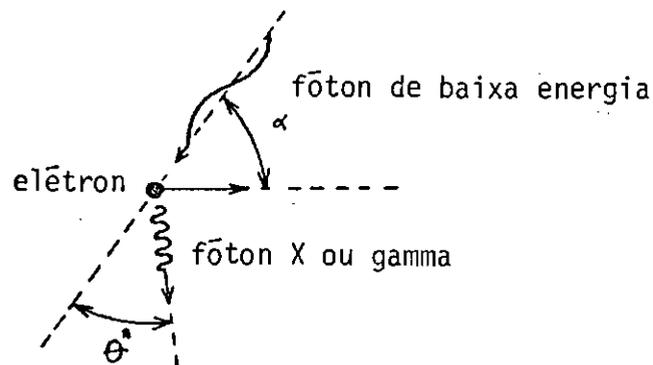


Fig. II.2 - Sistemas de laboratório e de repouso com o elétron.

Utilizando-se as Equações II.7 e II.8, a expressão II.9 pode ser escrita como:

$$\epsilon' = \frac{\gamma^2 \epsilon (1 + \beta \cos \alpha) (1 - \beta \cos \alpha'^*)}{1 + \frac{\gamma \epsilon}{m_0 c^2} (1 + \beta \cos \alpha) (1 - \cos \theta^*)} \quad (\text{II.11})$$

Para elétrons não relativísticos  $\gamma \sim 1$ , e quando a energia do fóton é bem menor do que a energia de repouso do elétron, pode-se, em média, escrever a Equação II.11 na forma aproximada:

$$\epsilon' \sim \gamma^2 \epsilon (1 + \beta \cos \alpha) (1 - \beta \cos \alpha'^*) \quad (\text{II.12})$$

De acordo com Stecker (1975), a Expressão II.12 pode ainda ser escrita simplesmente como:

$$\epsilon' \sim \gamma^2 \epsilon, \quad \epsilon \gg m_0 c^2 \quad (\text{II.13})$$

Nos meios galáctico e intergaláctico, a Equação II.13 é verdadeira quando se considerar os fótons da radiação estelar na faixa das microondas, onde:

$$10^{-2} \text{ eV} \leq \epsilon \ll 0,5 \text{ MeV} \quad (\text{II.14})$$

De acordo com Heitler (1936), a secção de choque de espalhamento para a interação de elétrons relativísticos com esta radiação é igual à secção de choque de espalhamento Thompson. Neste espalhamento, a radiação simplesmente muda a sua direção de propagação, mantendo a sua energia inalterada (Enge et al., 1972). A secção de choque  $\phi_T$  para este espalhamento vale:

$$\phi_T = \frac{8}{3} \pi \left[ \frac{e^2}{m_0 c^2} \right]^2 = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (\text{II.15})$$

Normalmente, em Astrofísica, considera-se que o espectro de energia dos elétrons cósmicos apresenta uma forma de potência de  $E_e$  (Stecker, 1975) ou seja:

$$I_e(E_e) = K E_e^{-\Gamma} \quad (\text{II.16})$$

$I_e$  é a intensidade de elétrons de energia  $E_e$ ,  $\Gamma$  é o chamado índice espectral e  $K$  é uma constante.

Os fótons de baixa energia que apresentam interesse na produção de radiação gama, no espaço interestelar, pelo processo Compton inverso são os da luz estelar na faixa do infravermelho e os da radiação universal de corpo negro a  $2,7^0$  K. Os primeiros apresentam uma densidade de energia  $0,7 \text{ eV.cm}^{-3}$  (Kniffen et al., 1977) e os da radiação universal de corpo negro, uma densidade de energia igual a  $0,25 \text{ eV.cm}^{-3}$  (Stecker, 1975).

Stecker (1975) desenvolveu um formalismo que permite o cálculo da taxa de produção de raios-gama pelo processo Compton inverso, conhecendo-se a densidade de energia da radiação eletromagnética "alvo", a energia média desses fótons e o espectro de energias dos elétrons envolvidos.

Supondo-se para esses elétrons um espectro da Forma II.16 com  $K = 6,8 \times 10^{-3}$  e  $\Gamma = 1,8$  (Kniffen et al., 1977) e utilizando-se os parâmetros astrofísicos dados acima, encontram-se para a taxa de produção de fótons gama, pelo processo Compton inverso, os valores:

a) Espalhamento Compton pela radiação infravermelha das estrelas.

$$q(\epsilon') = 2,7 \times 10^{-21} \epsilon'^{-1,4} \text{ fótons/s.cm}^3$$

b) Espalhamento Compton pela radiação universal de corpo negro a  $2,7^0$  K.

$$q(\epsilon') = 1,1 \times 10^{-21} \epsilon'^{-1,4} \text{ fótons/s.cm}^3$$

O espalhamento Compton inverso é importante para a produção de radiação gama, quando se considera regiões próximas ao centro galáctico, devido ao aglomerado estelar aí existente.

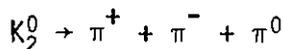
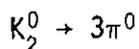
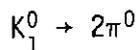
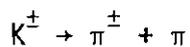
### 2.3 - DECAIMENTO DOS MÊSONS $\pi$ NEUTROS

Os m̄sons s̄o produzidos em interāōes nucleares e, em particular nos meios gal̄ctico e intergal̄ctico em interāōes de raios c̄smicos com o ḡs āi existente. Dos constituintes dos raios c̄smicos, os pr̄tons, n̄utrons e n̄cleos at̄micos s̄o importantes para a prodūo de m̄sons. Dos m̄sons conhecidos at̄ o presente, os m̄sons  $\pi$  s̄o os produzidos com maior freqūncia neste tipo de interāō. Os m̄sons  $\pi$  podem ser neutros ou carregados positiva ou negativamente.

Os m̄sons  $\pi$  neutros apresentam uma vida m̄dia de aproximadamente  $10^{-16}$  segundos, decaindo em dois f̄tons de radiāo gama, cada um com 70 MeV no sistema de centro de massa.

As interāōes nucleares, que ocorrem entre os raios c̄smicos (principalmente a componente nuclēnica), de energias entre alguns d̄cimos de GeV e algumas dezenas de GeV, e o material interestelar, contribuem com a maior parcela na prodūo de radiāo gama de alta energia (f̄tons com energias acima de 100 MeV), (Cavallho e Gould, 1971; Stecker, 1971; Fichtel e Kniffen, 1974).

Os m̄sons  $\pi$  neutros ( $\pi^0$ ) podem ser produzidos pelo decaimento de v̄rios outros m̄sons e h̄perons (Fichtel e Kniffen, 1975) tais como:



Os cálculos detalhados que levam a prever o espectro de energia dos raios gama produzidos, baseados no número médio de mésons  $\pi$  neutros formados numa interação, sua distribuição angular e o espectro de energia resultante, são bastante complexos (Fichtel et al., 1975).

Todavia, alguns aspectos importantes acerca da radiação gama produzida podem ser deduzidos, partindo-se de considerações bastante simples. Como se verá a seguir, estes aspectos importantes referem-se particularmente à forma geral do espectro de energia dos fótons gama, resultantes do decaimento dos mésons  $\pi$  neutros. (Fichtel et al., 1975).

### 2.3.1 - CINEMÁTICA DO DECAIMENTO DO MÉSON $\pi$ NEUTRO

O espectro de energia dos raios gama resultantes do decaimento de mésons  $\pi$  neutros é bem diferente daqueles resultantes de outros processos físicos, tais como, "bremsstrahlung", radiação síncrotrônica e efeito Compton inverso. Este espectro particular pode ser obtido por uma forma relativamente simples, como a que se segue.

No sistema de coordenadas em repouso com o méson  $\pi^0$  o decaimento é isotrópico. Assim, a probabilidade de obter um fóton numa direção compreendida entre os ângulos sólidos  $\Omega^*$  e  $\Omega^* + \Delta\Omega^*$ , é:

$$\text{prob}(\Omega^*) \Delta\Omega^* = \frac{1}{4\pi} \Delta\Omega^* \quad (\text{II.17})$$

onde o asterisco significa que a grandeza que o acompanha está representada no sistema em repouso com o méson.

De acordo com a teoria da relatividade (Rosser, 1967) a energia  $\epsilon$  e um fóton, no sistema de laboratório, relaciona-se à energia  $\epsilon^*$ , no sistema em repouso com o méson, através da relação:

$$\epsilon = \frac{\epsilon^* + \beta\epsilon^* \cos \theta^*}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \quad (\text{II.18})$$

onde  $\theta^*$  é o ângulo formado pelas direções da velocidade do mēson  $\pi^0$  e da velocidade do raio gama emitido (Figura II.3). Como já foi visto na secção precedente,  $\epsilon^*$  apresenta um valor constante e igual a 70 MeV.

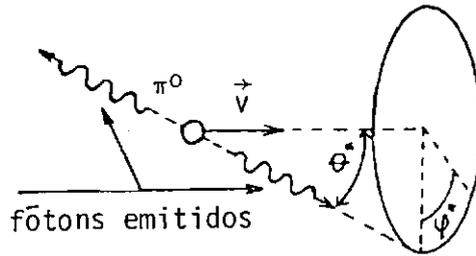


Fig. II.3 - Sistema de coordenadas fixo ao mēson  $\pi^0$ .

-  $\vec{v}$  é a velocidade do mēson no sistema de laboratório.

Diferenciando-se a Equação II.18, tem-se:

$$d\epsilon = \frac{\epsilon^* \beta d(\cos \theta^*)}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \quad (II.19)$$

Da definição do ângulo  $\theta^*$  segue-se que o processo de decaimento será simétrico com relação ao ângulo azimutal. Assim:

$$d\Omega^* = \sin \theta^* d\theta^* d\phi^* = 2\pi \sin \theta^* d\theta^* = -2\pi d(\cos \theta^*) \quad (II.20)$$

A Expressão II.19 mostra que  $\epsilon$  é função somente de  $d(\cos \theta^*)$  e usando-se a Equação II.17 pode-se escrever:

$$\text{prob}(\epsilon) d\epsilon = \text{prob}(\Omega^*) d\Omega^* = \frac{d(\cos \theta^*)}{2} \quad (II.21)$$

Consequentemente,

$$\text{prob}(\epsilon) = \frac{1}{2} \frac{d(\cos \theta^*)}{d\epsilon} \quad (\text{II.22})$$

Combinando-se as Equações II.19 e II.20 chega-se a:

$$\text{prob}(\epsilon) = \frac{1}{2} \frac{d(\cos \theta^*)}{\epsilon^* \beta d(\cos \theta^*)} (1 - \beta^2)^{1/2} = \frac{1}{2} \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{\epsilon^* \beta} \quad (\text{II.23})$$

De acordo com esta equação, a probabilidade de obter um fóton gama de energia  $\epsilon$  é uma constante, cujo valor depende somente da velocidade do méson original no sistema de laboratório. Certamente, há um valor máximo e um mínimo possível para a energia  $\epsilon$  do fóton. Estes valores são obtidos a partir da Equação II.18, tomando-se os valores máximos e mínimos possíveis para  $\cos \theta^*$ .

$$\epsilon_{\text{máxima}} = \frac{\epsilon^* (1 + \beta)}{(1 - \beta^2)^{1/2}} = \epsilon^* \left[ \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta)} \right]^{1/2} \quad (\text{II.24})$$

$$\epsilon_{\text{mínima}} = \frac{\epsilon^* (1 - \beta)}{(1 - \beta^2)^{1/2}} = \epsilon^* \left[ \frac{(1 - \beta)}{(1 + \beta)} \right]^{1/2} \quad (\text{II.25})$$

A probabilidade de obter um fóton, com energia contida no intervalo dado pelas equações acima, é constante e dada pela expressão II.23, e é zero se o fóton apresentar uma energia fora deste intervalo.

Quanto maior for a velocidade do méson, maior será o intervalo entre os dois limites  $\epsilon_{\text{máximo}}$  e  $\epsilon_{\text{mínimo}}$ , mas a energia  $\epsilon^*$  estará sempre contida neste intervalo. Em condições reais, os gamas observados foram produzidos por mésons  $\pi^0$  que apresentavam valores de velocidade distribuídos em um amplo intervalo.

Assim sendo, o espectro de raios gama obtido através do processo de decaimento de m̄sons  $\pi^0$  apresentar̄ um pico para a energia  $\epsilon = 70$  MeV, j̄ que este valor de energia ẽ sempre possıvel, independentemente da energia do m̄son original. Este espectro ser̄ sim̄trico com rela~ao a  $\epsilon^*$  quando  $\beta = 0$ , e para todos os outros casos ele se estender̄ mais para o lado das energias maiores, do que para o das menores, pois:

$$\epsilon_{\text{m̄xima}} - \epsilon^* > \epsilon^* - \epsilon_{\text{m̄nima}}$$

A Figura II.4 mostra esse aspecto particular do espectro.

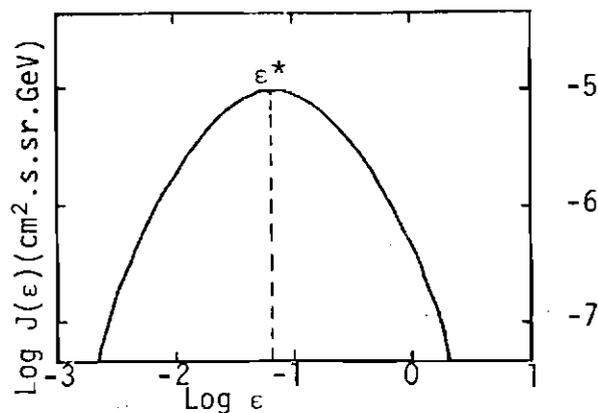


Fig. II.4 - Espectro de radia~ao gama produzido pelo decaimento de m̄sons  $\pi$  neutros.

FONTE. Fichtel et al. (1974), p.434.

- Colocando-se  $\log \epsilon$  como abcissa, a curva ẽ sim̄trica com rela~ao a  $\epsilon^*$ .

A forma exata e a largura do espectro de raios gama, re-presentando a soma de contribui~oes de uma distribu~ao de energias de m̄sons  $\pi^0$ , dependem do espectro de energia dos raios cõsmicos e dos detalhes do processo de intera~ao, mas a forma geral deste espectro ẽ resultante apenas da cinem̄tica do processo de decaimento que se acabou de ver.

### 2.3.2 - ESPECTRO DE RAIOS GAMA RESULTANTES DO DECAIMENTO DE MÊSONS $\pi^0$

O espectro de energia dos raios c3smicos se estende at3 energias muito altas e a teoria sobre a produ33o de diversos m3sons ainda n3o foi confirmada experimentalmente em detalhes.

Todavia, desde que o n3mero de p3ons produzidos cresce vagarosamente com a energia dos raios c3smicos que os originam (aproximadamente com a energia dos raios c3smicos prim3rios elevada 3 pot3ncia 1/4), e desde que o espectro de energia dos raios c3smicos prim3rios decresce rapidamente com aumento da energia (aproximadamente com a energia total dos raios c3smicos elevada 3 pot3ncia - 5/2), um c3lculo mais ou menos exato da produ33o esperada de  $\pi^0$  tem sido feito para raios c3smicos interagindo com o hidrog3nio interestelar (Stecker, 1971). As teorias geralmente incluem os efeitos de colis3es de pr3tons e part3culas alfa com o hidrog3nio, mas ignoram a pequena contribui33o devido 3s rar3ssimas intera33es envolvendo n3cleos pesados.

Conhecendo-se o n3mero m3dio de f3tons gama formados em cada intera33o, em fun33o da energia dos raios c3smicos prim3rios, pode-se fazer um c3lculo do n3mero de f3tons-gama resultante das intera33es que ocorrem no espa3o interestelar; em um c3lculo desse tipo, a densidade do hidrog3nio at3mico e molecular 3 o par3metro de menor confiabilidade (Stecker, 1975).

Supondo-se que o espa3o c3smico apresente uma densidade de 1,04 pr3tons/cm<sup>3</sup>, 0,10 3tomos de h3lio/cm<sup>3</sup> e 0,01 n3cleos pesados/cm<sup>3</sup>, Kniffen et al. (1977) estenderam os c3lculos j3 efetuados para raios gama de alta energia (Cavallo and Gould, 1971; Stecker, 1971), para a faixa de energias abaixo de 100 MeV. Os resultados obtidos em ambas as faixas de energias s3o apresentados na Figura II.1. Esta figura tamb3m mostra o espectro total esperado dos processos de decaimento dos m3sons  $\pi$  neutros e "bremsstrahlung", para uma regi3o no equador gal3ctico e a uma longitude de 335<sup>o</sup>. A contribui33o do espalhamento Compton in

verso pode alterar este espectro total, quando for considerada uma re  
gião bastante próxima do centro galáctico.

## CAPÍTULO III

### PROCESSOS DE ABSORÇÃO DA RADIAÇÃO GAMA PELA MATÉRIA

#### 3.1 - INTRODUÇÃO

Hã três tipos principais de fenômenos físicos responsáveis pela absorção da radiação gama num meio material. São eles.

- a) Absorção fotoelétrica.
- b) Espalhamento Compton.
- c) Produção de pares.

A Figura III.1 mostra a contribuição, para o coeficiente de absorção, de cada um desses processos para o alumínio.

De forma aproximada, para um fóton de frequência  $f$  e energia  $hf$  que está sendo absorvido por um material de número atômico  $Z$ , as probabilidades de ocorrência dos processos de absorção fotoelétrica e espalhamento Compton variam com  $Z^4/(hf)^3$  e  $Z/hf$  respectivamente, e a probabilidade de ocorrência do processo de produção de pares é proporcional a  $Z^2$  vezes uma função de  $hf$ , que cresce rapidamente a partir de um mínimo igual a  $2 m_0 c^2 \sim 1 \text{ MeV}$  e tende a uma constante para energias de fótons acima de  $1 \text{ GeV}$  (Perkins, 1972).

Os efeitos fotoelétrico e de produção de pares resultam em absorção catastrófica de radiação gama, ao passo que no espalhamento Compton o fóton é apenas espalhado com perda de energia; o coeficiente de absorção se refere, então, a atenuação do número de fótons com a energia inicial.

Como indicado na Figura III.1, o efeito fotoelétrico é de pouca importância para fótons com energias acima de  $1 \text{ MeV}$ , que é a faixa de nosso interesse e, portanto, pouco será discutido sobre este processo.

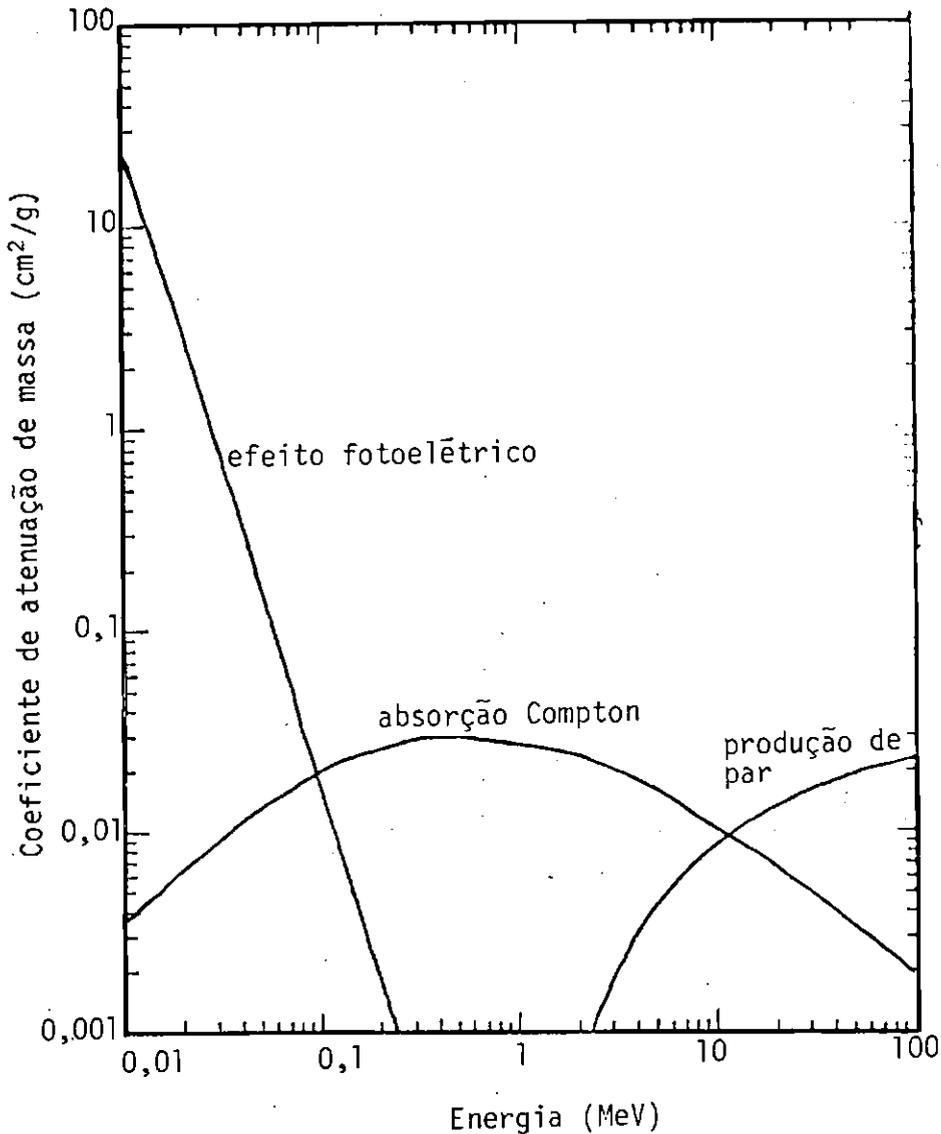


Fig. III.1 - Coeficiente de atenuação de massa para fótons no alumínio.

FONTE: Evans (1955), p.715

O fenômeno de produção de um par elétron-pósitron por um fóton gama no campo elétrico de um núcleo ou elétron está intimamente relacionado à produção de radiação "bremsstrahlung", causada por elétrons relativísticos em um campo coulombiano.

### 3.2 - ABSORÇÃO FOTOELÉTRICA

Este fenômeno consiste na emissão de um elétron ligado a um átomo, após este último haver absorvido um fóton de frequência apro

priada. A energia cinética máxima  $K_{\text{máx}}$  do elétron liberado depende da frequência da radiação incidente e do material emissor do elétron, e é dada por:

$$K_{\text{máx}} = hf - W_0 \quad (\text{III.1})$$

onde  $K_{\text{máx}}$  é a energia cinética do elétron emitido,  $f$  é a frequência da radiação incidente,  $h$  é a constante de Planck e  $W_0$  é a energia necessária para libertar o elétron ligado.

A energia do fóton é parcialmente utilizada para libertar o elétron do átomo, sendo o restante transferida ao elétron na forma de energia cinética. Todavia, este processo bastante eficiente na absorção de radiação é importante apenas para energias abaixo de 1 MeV sendo, portanto, desprezível no caso de absorção de radiação gama de média e alta energia.

### 3.3 - ESPALHAMENTO COMPTON

Este fenômeno consiste no espalhamento de radiação eletromagnética por elétrons livres ou ligados e foi descoberto e interpretado independentemente e simultaneamente por Compton e Debye em 1923 (Enge et al., 1972).

O processo de espalhamento Compton evidencia a natureza corpuscular da radiação eletromagnética, pois a radiação espalhada pelo elétron apresenta um deslocamento de frequência que não pode ser explicado classicamente. De acordo com a teoria clássica que considera apenas o aspecto ondulatório da radiação, o espalhamento pelo elétron originaria uma onda com a mesma frequência de oscilação do elétron e conseqüentemente as radiações incidente e espalhada apresentariam a mesma frequência.

Considerando-se a natureza corpuscular da radiação eletromagnética, o espalhamento Compton pode ser explicado associando-se

a esta radiação, de frequência  $f$ , fótons com energia  $hf$ . Estes fótons colidindo com elétrons perdem parte de suas energias, sendo consequentemente espalhados em energias menores.

A Figura III.2 mostra dois métodos pelos quais elétrons não ligados ou livres podem espalhar a radiação. O termo "elétrons livres" refere-se também aos elétrons que, embora ligados a algum átomo, apresentam uma energia de ligação bem inferior à da radiação incidente.

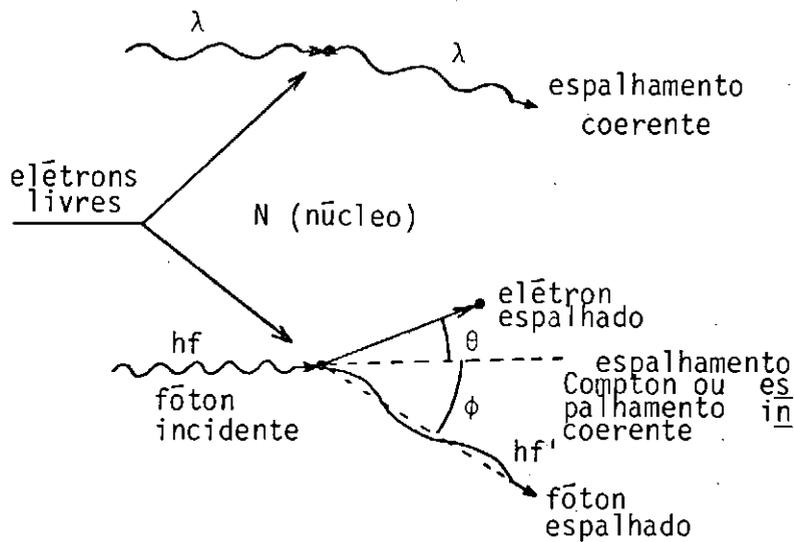


Fig. III.2 - Espalhamento de radiação por um elétron fracamente ligado ou livre.

FONTE: Johns (1974), p.154.

A interação apresentada na parte superior da Figura III.2 é chamada de espalhamento coerente ou clássico. A onda eletromagnética, com comprimento de onda  $\lambda$ , passando próxima ao elétron, faz com que este vibre e cause a emissão da radiação na mesma frequência que a onda incidente. Neste caso, as radiações incidente e espalhada apresentam a mesma frequência, sendo que este processo pode ser explicado classicamente.

Quando a energia do fóton incidente é pequena, o elétron não sofre recuo e, conseqüentemente, não perde energia. Todavia à medida que a energia do fóton aumenta, o recuo do elétron começa a tornar-se importante e a energia do fóton espalhado será menor do que a do fóton incidente. Neste tipo de espalhamento ou espalhamento Compton, o elétron recua ao longo de uma direção que forma um ângulo  $\theta$  com a direção do fóton incidente, e esta direção forma um ângulo  $\phi$  com a direção do fóton espalhado (Figura III.2).

### 3.4 - PRODUÇÃO DE PARES

Quando um fóton passa próximo ao núcleo de um átomo e é submetido a um forte campo elétrico, ele pode desaparecer subitamente dando origem a um elétron e a um pósitron. A produção de pares é um excelente exemplo de conversão de energia de radiação em massa de repouso e energia cinética, e desde que a massa de repouso de cada uma das partículas formadas é 0,511 MeV, a energia mínima do fóton para que este processo seja possível é 1,02 MeV. Se o fóton apresenta uma energia maior do que 1,02 MeV, o excesso de energia é dividido entre o elétron e o pósitron, aparecendo como suas energias cinéticas  $T_-$  e  $T_+$ , respectivamente.

O processo de criação de pares elétron-pósitron possui um fundamento teórico idêntico àquele da radiação de freiamento ("bremsstrahlung"). A semelhança entre os fundamentos teóricos dos dois processos é sugerida na Figura III.3, onde os dois processos diferem apenas pelo sinal de carga e momentos de uma partícula e do fóton envolvido.

Os primeiros cálculos relativos à criação de pares dentro do campo elétrico de um núcleo, realizados em 1923, ocorreram pouco tempo após a descoberta do pósitron. A teoria de Dirac prediz o estado de partículas com energia negativa (Claverie, 1970). Estes estados de energia negativa foram interpretados dentro da "teoria do buraco

co". Nesta teoria, supõe-se que os "buracos" constituem as novas partículas: antielétron, com a mesma massa que o elétron, mas com carga oposta  $+e$ .

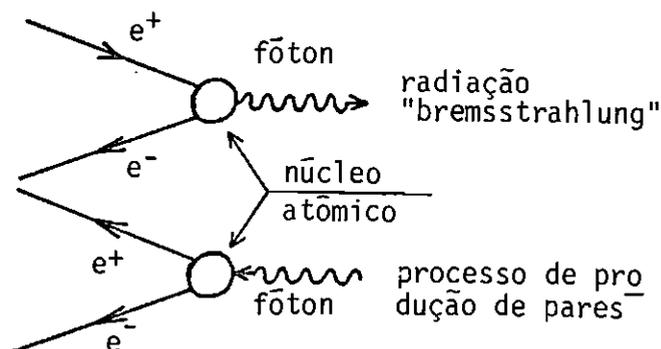


Fig. III.3 - Diagrama mostrando a semelhança entre os dois processos, sugerindo fundamentos teóricos idênticos para ambos.

FONTE: Perkins (1972), p.39.

A Figura III.4 apresenta os vetores momento nos sistemas de laboratório e de centro de massa do sistema núcleo-fóton, com a seguinte notação:

$k$  = energia inicial do fóton em unidades  $m_0 c^2$

$p_0, p_r$  = momentos de recuo inicial e final da partícula alvo. No sistema de laboratório  $p_0 = 0$  e  $p_r = q$ .

$p_+, p_-$  = momentos do pósitron e do elétron em unidade  $m_0 c^2$

$\alpha_+, \alpha_-, \alpha_r$  = ângulo formado entre  $k$  e  $p_+, p_-$  e  $q$ , respectivamente.

$\theta$  = ângulo entre  $p_+$  e  $p_-$

$\omega_+, \omega_-, \omega_r$  = ângulo azimutal do pósitron, elétron e núcleo de recuo medidos em um plano ortogonal a  $k$ .

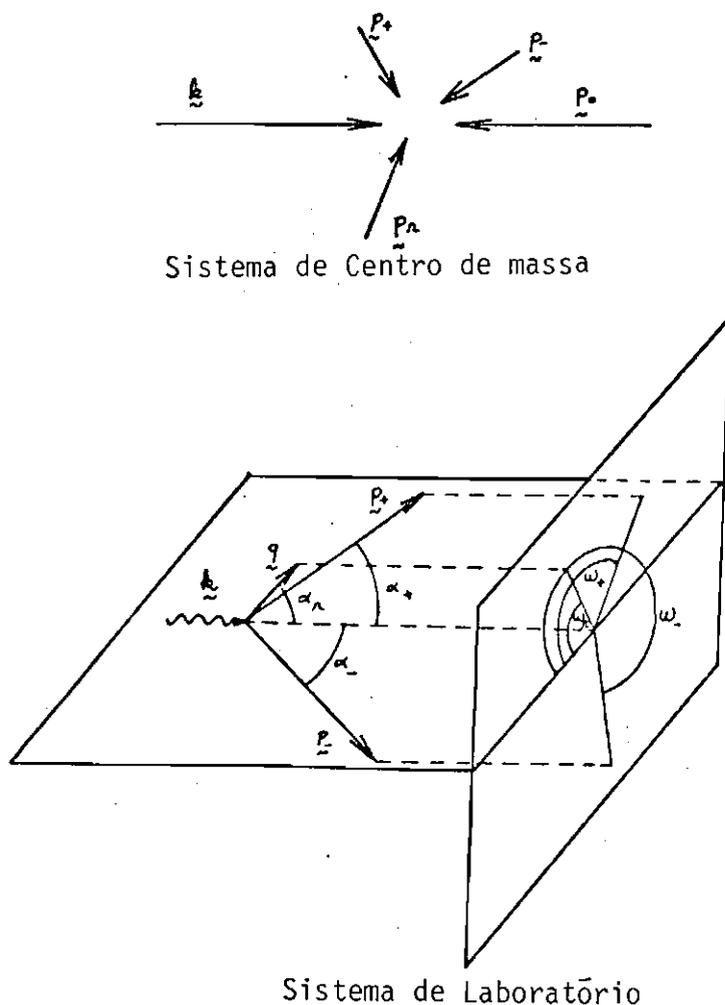


Fig. III.4 - Representação dos vetores momento para o fóton, o pósitron e o elétron nos sistemas de laboratório e de centro de massa.

FONTE: Claverie (1970), p.46.

Sendo  $T_+$ ,  $T_-$ ,  $T_0$ ,  $T_r$  as energias cinéticas do pósitron, do elétron e do núcleo alvo antes e depois da interação em unidade  $m_0c^2$ , pode-se escrever :

$$k = (T_+ + 1) + (T_- + 1) + T_r + T_0 \quad (\text{III.2})$$

para o sistema de centro de massa.

Considerando-se que a partícula alvo se encontra em repouso neste sistema,  $T_0 = 0$  e

$$k = T_+ + T_- + T_r + 2 \quad (\text{III.3})$$

O processo de produção de pares, embora muito menos frequente, também pode ocorrer no campo elétrico de um elétron e, nesse caso, a energia mínima do fóton necessária para a produção do par é de  $4 m_0 c^2$ .

A secção de choque do processo de produção de pares é bastante conhecida, e Motz (1969) apresentou uma dedução detalhada das secções total e diferencial. O que interessa é a equipartição de energia entre o elétron e o pósitron e, segundo Olsen (1963), a secção de choque diferencial, nesse caso vale:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_+ dW} = \frac{4\alpha Z^2 r_e^2}{k} \frac{W}{(1+W^2)^2} \left\{ (\mu + \ln 2) \left[ 1 + \frac{2W^2}{(1+W^2)^2} \right] - \left[ \frac{1}{4} + \frac{3W^2}{(1+W^2)^2} \right] - \frac{\nu}{4 \sinh \nu} (3 + 2W^2) \right\} \quad (\text{III.4})$$

$$E_+ = E_- = \frac{k}{2}$$

$$W = \left( \frac{E_+ E_-}{k} \right) \theta = \frac{k\theta}{4}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$$

$$r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} \text{ (raio clássico do elétron)}$$

$Z$  = número atômico do núcleo alvo

$$\cosh \left( \frac{v}{2} \right) = \sqrt{1 + W^2}$$

$$\mu = \ln \frac{k}{2} + \Gamma \left[ \frac{2}{k} (1 + W^2) \right]$$

$\Gamma$  é a função gama.

$\Gamma \left[ \frac{2}{k} (1 + W) \right]$  é a função de correção do efeito de blindagem devido aos elétrons atômicos.

$\frac{d^2\sigma}{dE_+ dW}$  dá a fração do número de raios gama que se convertem em um par, apresentando as seguintes características: o elétron e o pósitron apresentam a mesma energia  $k/2$  e se movem em direções que satisfaçam a relação:

$$W = \frac{k\theta}{4}$$

A Expressão III.4 é válida sob as seguintes condições:

a) primeira aproximação de Born

$$\frac{\alpha Z}{\beta_+} = \frac{\alpha Z}{\beta_-} \ll 1$$

b) energias relativísticas

$$k \gg 1$$

c) momento de recuo do núcleo desprezível

d) pequenos ângulos de abertura do par

Para a produção de pares, o ângulo médio formado entre as direções de emissão do elétron ou pósitron criados e a direção inicial do gama valem  $m_0 c^2/k$ . Assim, quanto maior for a energia do fóton menor será o ângulo formado pelas partículas do par resultante e vice-versa.

## CAPÍTULO IV

### A RADIAÇÃO GAMA EXTRATERRESTRE

#### 4.1 - INTRODUÇÃO

Entende-se por radiação gama extraterrestre toda a radiação gama que atinge o planeta Terra e que não tenha sido produzida em seu interior ou em sua superfície. Baseando-se nesta definição, pode-se dizer que a radiação gama extraterrestre é constituída de três componentes, a saber:

- 1) componente atmosférica;
- 2) componente oriunda de fontes localizadas;
- 3) componente difusa.

Como o nome já está dizendo, a componente atmosférica da radiação gama é constituída por fótons secundários que originaram-se na própria atmosfera. Algumas vezes, porém, esta radiação é considerada como sendo de origem terrestre.

A separação desta componente atmosférica da radiação gama total de origem extraterrestre contribui para a radiação cósmica. Por sua vez, esta radiação cósmica, também chamada de radiação difusa, é constituída por uma parcela devido a fontes localizadas, sobreposta a um "background".

A seguir, far-se-á uma breve discussão acerca de cada uma dessas componentes da radiação gama extraterrestre.

#### 4.2 - COMPONENTE ATMOSFÉRICA

Os raios gama de origem atmosférica são criados pela interação da radiação cósmica primária com os átomos da atmosfera. Esta

radiação é quase que totalmente constituída de prótons de alta energia, seguindo-se as partículas  $\alpha$  (núcleos de hélio) e núcleos pesados de elementos como carbono, oxigênio e nitrogênio. Além dessas componentes nucleônicas, essa radiação primária também contém elétrons e pósitrons. Para uma dada energia, a intensidade dos prótons é cem vezes maior do que a dos elétrons, que por sua vez apresenta uma intensidade bastante superior à dos pósitrons.

Da interação da radiação cósmica primária com os átomos da atmosfera, origina-se a radiação secundária, que é constituída de três componentes principais:

- 1) componente fotoeletrônica constituída por elétrons, pósitrons e raios gama.
- 2) componente mesônica, formada por mésons e píons; e
- 3) componente nucleônica, consistindo de prótons e neutrons.

O processo de multiplicação na atmosfera, das componentes 1 e 3, é chamado de cascata eletromagnética e cascata nuclear respectivamente.

Vários estudos teóricos já foram realizados com o objetivo de separar a radiação gama de origem estritamente atmosférica daquela de origem extraterrestre (Verma, 1967; Beuermann, 1971; Daniel e Stephens, 1974).

O espectro contínuo de raios gama atmosféricos origina-se em vários processos que envolvem interações nucleares e eletromagnéticas. As reações do tipo próton-próton, originando mésons  $\pi$  neutros que decaem em fótons gama, são fontes de raios gama cuja intensidade máxima situa-se em torno de 70 MeV. Mediante o efeito Compton, estes fótons podem gerar raios gama com energias inferiores a 20 MeV. A deexcitação de núcleos como  $O^{16}$  e  $N^{14}$  levam à produção, na atmosfera, de linhas de radiação gama com energias abaixo de 10 MeV.

O freamento de elétrons no campo elétrico dos núcleos dos átomos atmosféricos também é uma fonte importante de produção de raios gama com energias acima de 10 MeV. Estes elétrons podem ser primários ou secundários e, neste caso, eles podem ser produzidos na atmosfera, pelo decaimento de mésons  $\pi$  carregados ( $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ ), mésons  $\pi$  neutros ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow 2e^\pm$ ) ou por interações de choque (chamados elétrons de "knock-on").

#### 4.3 - COMPONENTE ORIUNDA DE FONTES LOCALIZADAS

A radiação gama proveniente de fontes localizadas tem sido extensivamente estudada, apesar das dificuldades em detectar e, principalmente, resolver tal radiação. As maiores contribuições na localização e identificação de fontes de raios gama, provêm de dados dos satélites UHURU, em baixas energias, e COS-B, em altas energias (Schonfelder, 1979).

Com relação aos mecanismos de produção de raios gama em fontes localizadas, vários modelos têm sido propostos (Koga, 1974). Entre esses processos, tem-se:

1. Produção de raios gama devido ao aniquilamento matéria-antimatéria.
2. Produção de raios gama pelo decaimento de mésons  $\pi$  neutros.
3. Produção de raios X e gama por elétrons acelerados pelo intenso campo magnético, existente nas proximidades de uma estrela de nêutrons em rotação.
4. Produção de raios X e gama em um sistema binário devido ao acréscimo de matéria em uma estrela de nêutrons ou anã branca.
5. Produção de raios gama em objetos quasi-estelares (QSO) devido à interação de elétrons por eles ejetados, com ondas de rádio existentes em suas proximidades.

6. Produção de linhas de raios gama através do decaimento de núcleos pesados excitados, sintetizados em supernovas.
7. Produção de raios gama por elétrons relativísticos, acelerados em direção a um buraco negro.

A Figura IV.1 apresenta os espectros de energia de algumas fontes conhecidas no intervalo de  $10^{-3}$  MeV a  $10^4$  MeV. Aí, o fluxo de fótons, colocado nas ordenadas, aparece multiplicado por  $E^2$ , de forma que todo espectro com índice espectral igual a  $-2$  é representado por uma linha reta horizontal.

#### 4.4 - COMPONENTE DIFUSA

A radiação gama de origem difusa é produzida pela interação dos raios cósmicos com o gás interestelar e com o campo de radiação eletromagnética de baixa energia. Este campo de radiação engloba fótons correspondentes ao infravermelho, à luz estelar e à componente universal de corpo negro a  $2,7^0\text{K}$ .

O processo de produção da radiação gama de origem difusa depende essencialmente da energia do fóton originado. Raios gama com energias abaixo de 70 MeV são produzidos, principalmente, pela interação de elétrons relativísticos com o campo elétrico dos núcleos atômicos do gás interestelar (processo bremsstrahlung).

A interação da componente nucleônica dos raios cósmicos com o gás interestelar leva à produção de mésons  $\pi$  neutros que por sua vez decaem dando origem a fótons gama. Este mecanismo de produção é predominante quando se considera a radiação gama de alta energia ( $> 100$  MeV).

Em regiões próximas ao centro galáctico, o efeito Compton inverso, envolvendo elétrons relativísticos e a radiação eletromagnética de baixa energia, torna-se importante para a produção de raios gama.

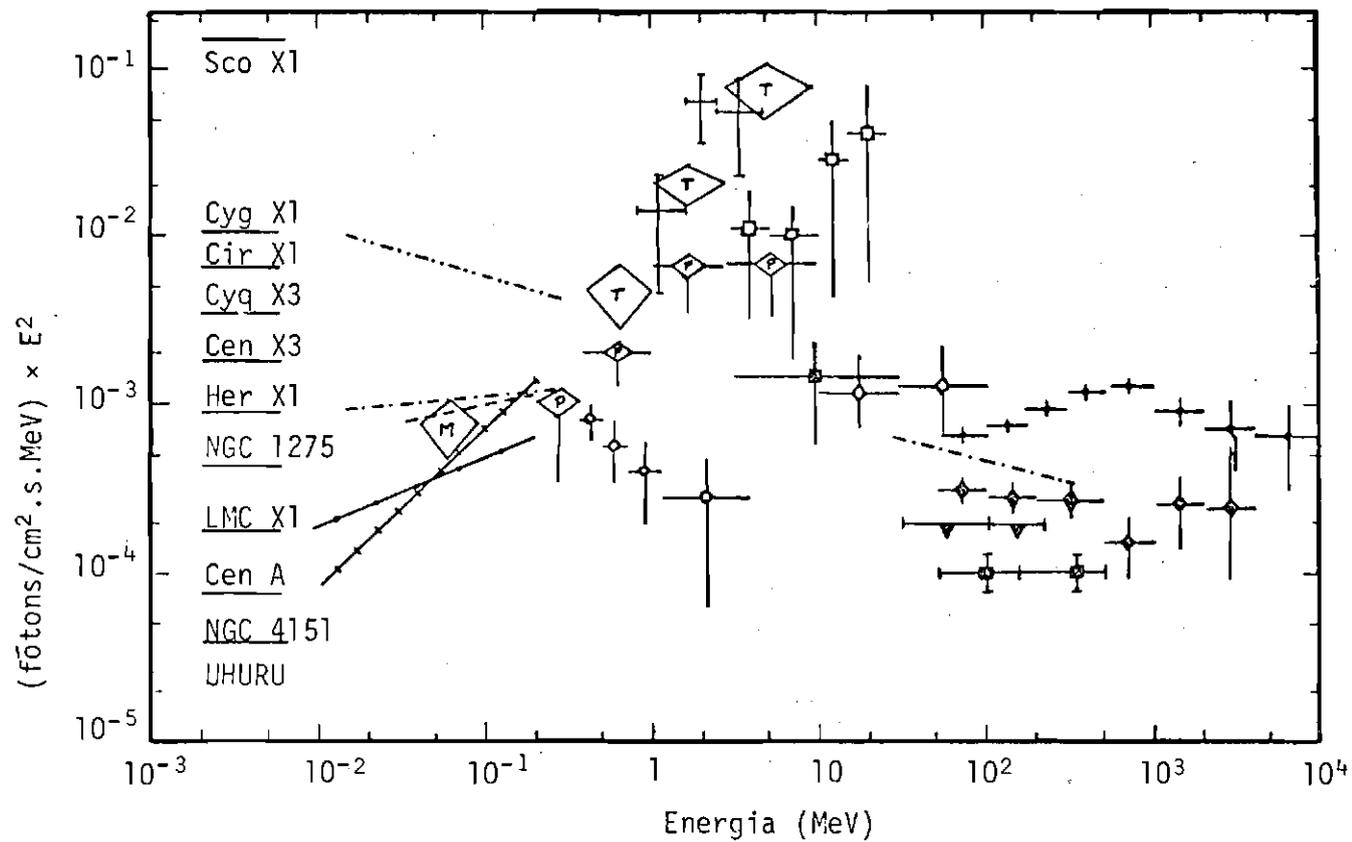


Fig. IV.1 - Espectros de energias de algumas fontes de raios X e gama.

FONTE: Schonfelder (1979), p.12.

Algumas considerações gerais acerca da radiação gama de origem difusa, seu espectro e sua distribuição com relação às coordenadas galácticas, são apresentadas no penúltimo capítulo deste trabalho.

## CAPÍTULO V

### OBTENÇÃO DE DADOS

#### 5.1 - VÔO DO BALÃO

Com o objetivo de estudar a componente difusa da radiação gama de média energia, proveniente das proximidades do centro galáctico, dois vôos de balão foram realizados em fins de 1975. O primeiro ocorreu a 19 de novembro e o segundo a 3 de dezembro.

Os balões foram lançados em Resende, no Brasil, numa região cujas coordenadas geográficas são  $22,3^{\circ}$  de latitude Sul e  $44,7^{\circ}$  de longitude Oeste. Esta região apresenta uma rigidez magnética de corte de 11,2 GV (Shea e Smart, 1975), que favorece a minimização da produção de radiação gama secundária, devido à interação de raios cósmicos com a atmosfera que se encontra acima do balão.

O local escolhido para os lançamentos tinha, na época, o centro galáctico nas proximidades de seu zênite. Desta forma, o detector a bordo do balão, apontado sempre na sua direção zenital, "viu" o centro galáctico se deslocar à medida que a Terra realizava o seu movimento de rotação.

O tempo de duração de cada um dos vôos foi de aproximadamente 8 horas, tendo o primeiro começado às 11:30 horas e o segundo às 9:30 horas (tempo universal). Durante as cinco últimas horas de retirada de dados, os balões mantiveram-se em alturas próximas à altura do teto.

#### 5.2 - REGISTROS DOS DADOS

O balão utilizado em cada um dos vôos apresentava um volume de  $8,75 \times 10^5 \text{ m}^3$  que, inflado com hidrogênio, conseguiu elevar uma carga de 890 kg a uma altura de aproximadamente, 50 km ( $2,2 \text{ g.cm}^{-2}$ ).

Esta carga, colocada em uma gôndola, era constituída basicamente de um detector do tipo câmara de centelhas, uma fonte de tensão, medidores de pressão, dois magnetômetros e um transmissor de ondas de rádio. Um mecanismo eletro-mecânico era responsável pela orientação da gôndola, permitindo que o detector apontasse sempre para o seu zenite.

Para cada evento identificado pelo detector como um fóton gama, foram gravados o instante de sua ocorrência, a pressão atmosférica local, a orientação dos eixos do detector com relação ao campo magnético terrestre local, bem como as coordenadas das centelhas causadas pelo par elétron-pósitron, o que permitiu a reconstrução da trajetória dessas partículas através das placas do detector.

Todos os dados registrados para cada evento durante a experiência foram enviadas a uma estação terrestre, através de um sistema de telemetria operando a uma frequência de 12 kHz. Na estação terrestre, esses dados foram gravados em fitas magnéticas para posterior decodificação. Esta decodificação permitiu a obtenção, em forma digital, de todos os dados referentes a cada um dos eventos.

As medidas da pressão atmosférica na altura do balão durante o vôo foram registradas por três sensores de pressão. Cada um desses sensores era responsável pelas medidas em um intervalo de pressões. Havia, dessa forma, um sensor para baixas altitudes, um para médias e outro para grandes altitudes.

Cada sensor de pressão apresentava sua correspondente curva de calibração, permitindo transformar as indicações dadas por esses sensores em unidades arbitrárias, para unidade milibare.

O medidor para baixas altitudes era sensível a pressões desde  $1000 \text{ g.cm}^{-2}$  (nível do mar) até  $275 \text{ g.cm}^{-2}$ ; o medidor para altitudes médias era sensível a pressões desde  $275 \text{ g.cm}^{-2}$  até  $14 \text{ g.cm}^{-2}$ ; e

o sensor para grandes altitudes apresentava uma sensibilidade a pressões que iam desde  $14 \text{ g.cm}^{-2}$  até  $2,2 \text{ g.cm}^{-2}$  (teto do vôo).

Os magnetômetros ortogonais acoplados ao detector permitiam determinar a orientação deste com relação ao campo magnético terrestre local. O conhecimento da orientação do detector, das coordenadas que definem sua posição e da trajetória do elétron e do pósitron em seu interior, torna possível a determinação da direção de origem do fóton detectado. Assim, possíveis fontes localizadas de radiação gama podem ser procuradas.

Uma antena de rastreamento localizada na estação terrestre deu o ângulo de elevação e o ângulo azimutal do balão. Estes dois ângulos juntamente com o valor da pressão atmosférica medida na altura do balão, permitiram a determinação da trajetória do balão.

## CAPÍTULO VI

### O DETECTOR

#### 6.1 - INTRODUÇÃO

A radiação gama não apresenta nenhuma propriedade que permita sua detecção direta. Assim sendo, para a detecção de tal radiação, deve-se utilizar as radiações secundárias produzidas pelo fóton gama ao interagir com um material apropriado. Materiais com um número atômico relativamente alto apresentam uma alta seção de choque de interação com fótons de radiação gama.

Como visto no Capítulo III, o processo pelo qual a radiação secundária será produzida na interação da radiação gama com o material alvo depende estritamente da energia do fóton incidente. Esta dependência pode ser vista facilmente pela Figura III.1, onde se tem que, para fótons com energias em torno de 1 MeV, a interação mais importante para um alvo de alumínio é o espalhamento Compton. Este processo é dominante até energias em torno de 10 MeV, quando então, a produção de pares elétron-pósitron passa a ser dominante.

Daí vê-se diretamente que a escolha do processo na produção de radiação secundária, e conseqüente escolha do detector, depende sobretudo da faixa de energia que se considera. Com esta idéia em mente, pode-se dividir os detectores de radiação em cinco tipos principais:

- 1) contadores proporcionais;
- 2) detectores de cintilações;
- 3) detectores semicondutores;
- 4) câmaras de centelhas;
- 5) detectores Cerenkov a gás.

Os contadores proporcionais utilizam-se do fato da ionização de um gás por uma partícula carregada depender da energia da par

tícula incidente. Por sua vez, o pulso elétrico medido na saída do detector depende do grau de ionização do gás, ou seja, quanto maior a ionização, maior será a intensidade do pulso medido e vice-versa. Este tipo de detector funciona muito bem para a detecção de raio X de baixa e média energia, o que significa radiação eletromagnética com energias desde alguns KeV até 200 KeV (Price, 1964).

Para fótons com energias acima de 200 KeV e abaixo de 10 MeV, utiliza-se normalmente um contador de cintilações. Através do espalhamento Compton ou efeito fotoelétrico, um fóton interage com o cristal que constitui o detector produzindo cintilações. Estas cintilações são detectadas por uma fotomultiplicadora que produz um pulso de saída com intensidade proporcional ao número de cintilações produzidas no cristal, que por sua vez é proporcional à energia do fóton incidente (Price, 1964).

Atualmente, também utiliza-se para essa faixa de energia os chamados detectores semicondutores. Estes detectores são construídos principalmente de silício ou germânio e o seu funcionamento baseia-se no fenômeno de produção dos pares elétron-buraco, devido à passagem de radiação pelo detector. Estes pares são formados quando um fóton incidindo sobre um elétron da camada de valência do cristal, o faz passar para a camada de condução, formando simultaneamente um buraco. Colocando-se o cristal entre dois eletrodos, pode-se medir um pulso elétrico, resultante da formação dos pares elétron-buraco que é proporcional à energia do fóton incidente (Knoll, 1979)

As câmaras de centelhas se prestam para a detecção de radiação gama de média e alta energia. Devido à faixa de energias envolvida, o processo físico responsável pela absorção da radiação no interior desses detectores é a produção de pares elétron-pósitron. Normalmente, fótons com energias entre 10 MeV e 500 MeV são detectados com o auxílio de câmaras de centelhas (Stecker, 1971).

Quando o fóton a ser detectado apresenta uma energia acima de aproximadamente 500 MeV, utiliza-se normalmente o detector Cerenkov a gás. Neste tipo de detector, o elétron e o pósitron formados pelo fóton produzem radiação Cerenkov, ao atravessar o gás com uma velocidade superior à da luz neste mesmo gás.

A escolha apropriada do material que vai constituir o detector permite a detecção de radiação gama com uma eficiência muito boa. Todavia, outros eventos, como por exemplo partículas carregadas podem ser detectados e não distinguidos da radiação gama que se deseja medir. Este problema é muito sério, visto que a proporção entre as intensidades das partículas carregadas e a dos fótons em alturas típicas de balões é da ordem de  $10^3$  para 1 (Kniffen, 1969)

Esse inconveniente pode ser praticamente eliminado pelo uso de uma blindagem que utilize o princípio de anticoincidência. A Figura VI.1 apresenta, de forma simplificada, como funciona este tipo de blindagem.

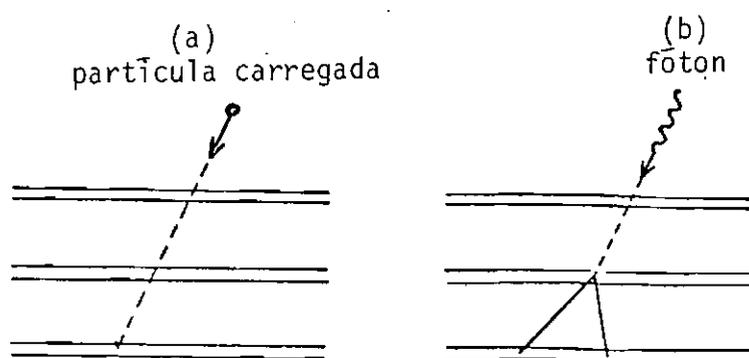


Fig. VI.1 - Esquema simplificado do funcionamento de uma blindagem utilizando o sistema de anticoincidência.

FONTE: Kniffen (1971), p.228.

- A e B são detectores de cintilações e C é uma placa com versora. Conforme o explicado no texto, o evento em (b) é aceito ao contrário do que ocorre em (a).

Os cintiladores A e B estão acoplados de forma a emitir um pulso elétrico sempre que haja formação de um flash, produzido por uma partícula carregada, somente em B. Isto significa que através de A passou um fóton ou uma partícula sem carga, que produziu radiação secundária na sua trajetória entre A e B que, por sua vez, produziu um flash em B. Um evento desse tipo é aceito pelo sistema de anticoincidência.

Caso haja a produção de cintilações em ambos cintiladores, o evento é rejeitado, pois a ocorrência de um flash em A implica em uma partícula carregada entrando no detector.

Além de alta eficiência de detecção de radiação gama e de rejeição de outros tipos de eventos, um detector deve apresentar, também, uma certa resolução em energia e na direção de chegada da radiação.

## 6.2 - DESCRIÇÃO DO DETECTOR

Nesta experiência, o objetivo é detectar a radiação gama com energias dentro do intervalo de 15 a 75 MeV. De acordo com a Figura III.1, o processo mais importante de absorção da radiação gama neste intervalo de energias é a produção de pares. A utilização deste processo físico para a detecção da radiação, aliada à necessidade de uma boa resolução em energias, levou à escolha de uma câmara de centelhas como detector (Kniffen, 1969).

A câmara de centelhas utilizada é constituída de duas partes colocada uma sobre a outra e separadas por um detector plástico de cintilações.

A parte superior da câmara é constituída de 15 placas de alumínio de 50 cm x 50 cm, espessura de 0,0813 cm e separadas uma da outra por uma distância de 1,41 cm. A finalidade destas placas de alumínio é converter um fóton gama, com grande eficiência, em um par elétron-pósitron. A produção desses pares exige que o fóton interaja

com um material de número atômico alto. O material que constitui as placas, a espessura das placas e a distância entre elas foram escolhidos de forma a aumentar a eficiência de detecção na região em torno de 30 MeV.

A parte inferior da câmara é constituída por 3 placas de alumínio com as mesmas dimensões que as placas superiores, mas separadas por uma distância de 5,66 cm. Essas placas, assim como todas as outras localizadas abaixo do ponto de criação do par, servem para espalhar o elétron e o pósitron, permitindo a determinação de suas energias através da medida do espalhamento múltiplo sofrido.

Próximo e paralelamente a cada placa de alumínio existe uma grade constituída de dois planos. Cada um desses planos é formado por 400 fios paralelos. Os dois planos são colocados frontal e paralelamente com os fios de um plano, ortogonais aos do outro (Figura VI.2). Acima das primeiras placas, das partes superior e inferior, também são colocadas essas grades. Uma grade juntamente com a placa de alumínio adjacente constitui um módulo da câmara de centelhas.

Cada uma dessas grades servem como um sistema de coordenadas de duas dimensões, com 400 pontos em cada um dos eixos ortogonais X e Y.

Um dos planos de cada grade se encontra a um potencial zero, enquanto o outro está ligado a uma fonte de alta tensão. A aplicação de uma alta tensão entre os dois planos provoca uma centelha nas regiões ionizadas, pela passagem de uma partícula carregada. Estas regiões ionizadas permitem que haja um fluxo de corrente através dos dois fios ortogonais que aí se cruzam. Um sistema eletrônico grava a posição deste par de fios, dando automaticamente as coordenadas X e Y do ponto em que ocorreu a centelha.

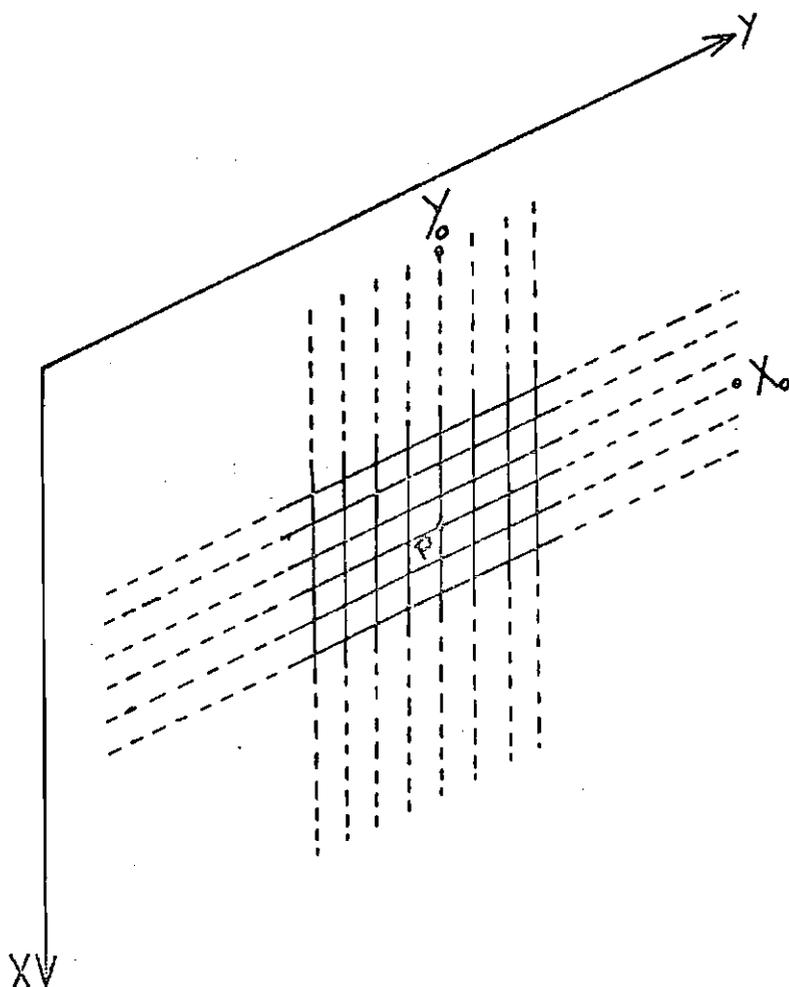


Fig. VI.2 - Esboço de uma rede utilizada na câmara de centelhas, mostrando os dois planos paralelos com os fios de um plano ortogonal aos fios do outro.

- P representa a posição de uma centelha e  $X_0$  e  $Y_0$  suas coordenadas registradas. Os fios ao longo do eixo X são submetidas à alta tensão, enquanto que os fios ao longo do eixo Y estão ligados a um potencial nulo.

Como se dispõe de várias grades paralelas e com espaçamentos conhecidos, toda vez que o sistema de alta tensão é acionado, tem-se o registro das três coordenadas ortogonais de todos os pontos de ionização no interior da câmara, os quais se localizam nas regiões onde se encontram as grades.

No caso em questão, as leituras s̄o devem ser efetuadas quando as ionizaç̄oes no interior da câmara forem causadas por um el̄e tron e um p̄ositron que se originaram de um mesmo raio gama. Portanto, a fonte de alta tens̄ao deve ser acionada, somente nestas ocasīoes.

Para conseguir a discriminaç̄ao entre os eventos dese<sub>j</sub>ã veis e os indesejãveis, utilizou-se um sistema de coincidência e anti coincidência. Este sistema consiste basicamente em dois detectores de cintilaç̄oes e um detector Cerenkov.

Um dos detectores de cintilaç̄oes constitui-se de uma re<sub>l</sub>oma de plãstico A que envolve todo o detector, com exceç̄ao de sua par<sub>t</sub>e inferior. O outro detector de cintilaç̄oes constitui-se de nove blo<sub>c</sub>os quadrados de espessura 0,5 cm, justapostos de maneira a formar uma placa quadrada de aproximadamente 50 cm × 50 cm. Esta placa B é coloca<sub>d</sub>a entre as partes superior e inferior da câmara de centelhas.

Abaixo do ûltimo m̄odulo do detector, nove detectores Cerenkov de espessura de 5 cm s̄ao colocados lado a lado, formando, tam<sub>b</sub>em, um ûnico bloco de aproximadamente 50 cm × 50 cm. Os detectores A, B e o Cerenkov est̄ao acoplados a vãrias fotomultiplicadoras, que regis<sub>t</sub>ram os f̄otons de luz por eles emitidos por ocasīao da passagem de par<sub>t</sub>ículas carregadas.

O detector Cerenkov diferencia-se um pouco dos outros cin<sub>t</sub>iladores quanto ã forma de emitir os f̄otons de luz. A condiç̄ao para que seja emitida luz pelo detector Cerenkov é que a partícula que o atravessa possua velocidade acima da velocidade da luz no meio, ou se<sub>j</sub>a  $v > c/n$ , onde  $v$  é a velocidade da partícula no meio, com índice de refraç̄ao  $n$ , e  $c$  é a velocidade da luz no vãcuo.

Alêm disso, a emissão da luz se faz no sentido do movimen<sub>t</sub>o da partícula e dentro de um cone com v̄ertice na partícula e eixo na direç̄ao do seu movimento. A abertura desse cone (Figura VI.3), depende da velocidade da partícula e do índice de refraç̄ao do meio, atravês da relaç̄ao:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$$

onde  $2\theta$  é o ângulo de abertura do cone e  $\beta$  é a razão entre a velocidade da partícula e a velocidade da luz (kniffen, 1971).

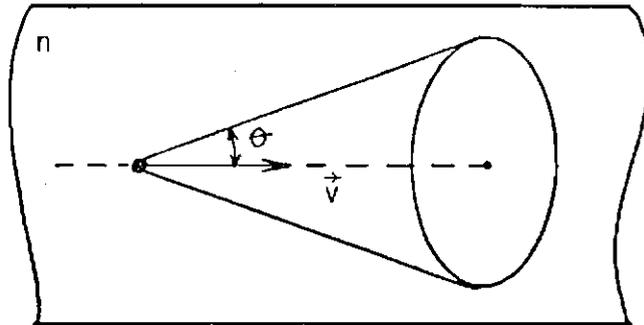


Fig. VI.3 - Cone de emissão da radiação Cerenkov.

Do exposto acima, nota-se que a colocação de uma fotomultiplicadora abaixo do detector Cerenkov assegura dois aspectos importantes com relação à partícula detectada. Primeiro, a partícula deve ser relativística e, segundo, ela deve se dirigir de cima para baixo. Ambos os aspectos são de interesse, visto que os raios gama que se quer medir devem originar partículas relativísticas, movimentando-se de cima para baixo.

Voltando-se à câmara de centelhas, os dois detectores de cintilações mais o detector Cerenkov estão acoplados de forma a constituir o sistema de coincidência e anticoincidência necessários para detectar, sem ambiguidade, fótons de radiações gama.

O sistema de coincidência é constituído pelo detector B mais o detector Cerenkov. Este sistema só é acionado quando há um pulso elétrico na saída de cada um dos dois detectores. O intervalo de tempo entre os dois pulsos deve estar contido em um intervalo calculado, que leva em conta o tempo de voo das partículas entre o cintilador e o detector Cerenkov.

Acionar o sistema de coincidência significa que partículas carregadas, possuindo velocidades relativísticas e se dirigindo de cima para baixo no interior do detector, passaram pelos detectores B e Cerenkov. Este sistema por si só é incapaz de discriminar os eventos devido à radiação gama, daqueles devido a partículas carregadas que entraram na câmara de centelhas. Para tanto, é necessário o uso simultâneo de um sistema de anticoincidência. Este sistema é constituído pelo detector de cintilações A acoplado ao sistema de coincidência, de tal forma que um pulso elétrico seja gerado somente no caso de existir um outro nas saídas dos detectores B e Cerenkov, e ausência de pulso elétrico na saída do cintilador. Para que o sistema de anticoincidência seja disparado, é necessário que se dê a saída de um pulso elétrico do sistema de coincidência após um intervalo mínimo de tempo, com relação ao último sinal detectado pelo cintilador A. Este intervalo de tempo mínimo (alguns nanosegundos) leva em conta o tempo de voo de A até B de uma partícula com velocidade próxima à da luz.

Um pulso elétrico na saída do sistema de anticoincidência é interpretado da seguinte forma: um raio gama ou uma partícula sem carga entra no detector, não produzindo nenhum sinal em A. O sinal na saída do sistema de coincidência é devido à produção de partículas carregadas no interior da câmara de centelhas. Estas partículas carregadas podem ser devido à materialização de um fóton gama no interior da câmara, ou a reações nucleares ocasionadas pela colisão da partícula sem carga (em geral, neutron) que aí entra com os átomos do material do detector. Reações desse tipo são praticamente inexistentes, de forma que se podem associar diretamente a saída de um pulso elétrico do sistema de anticoincidência a um fóton gama, que entra na câmara de centelhas e aí se materializa.

Quando as condições exigidas pelos sistemas de coincidência e anticoincidência são satisfeitas, um complexo eletrônico é acionado, produzindo várias operações.

Inicialmente, a alta tensão é aplicada a cada um dos módulos, permitindo o registro das coordenadas que servirão, mais tarde, para a determinação da trajetória do elétron e do pósitron originados do fóton gama. Simultaneamente, o instante de tempo universal de ocorrência do evento e a pressão atmosférica são registrados. Dois magnetômetros ortogonais, ligados ao detector, registram a sua orientação com relação ao campo magnético local. Durante o intervalo de tempo em que o sistema eletrônico faz registros acerca do evento aceito, o detector fica bloqueado, não aceitando nenhum outro evento.

A Figura VI.4 é um esboço do detector utilizado nesta experiência (Kniffen et al., 1978).

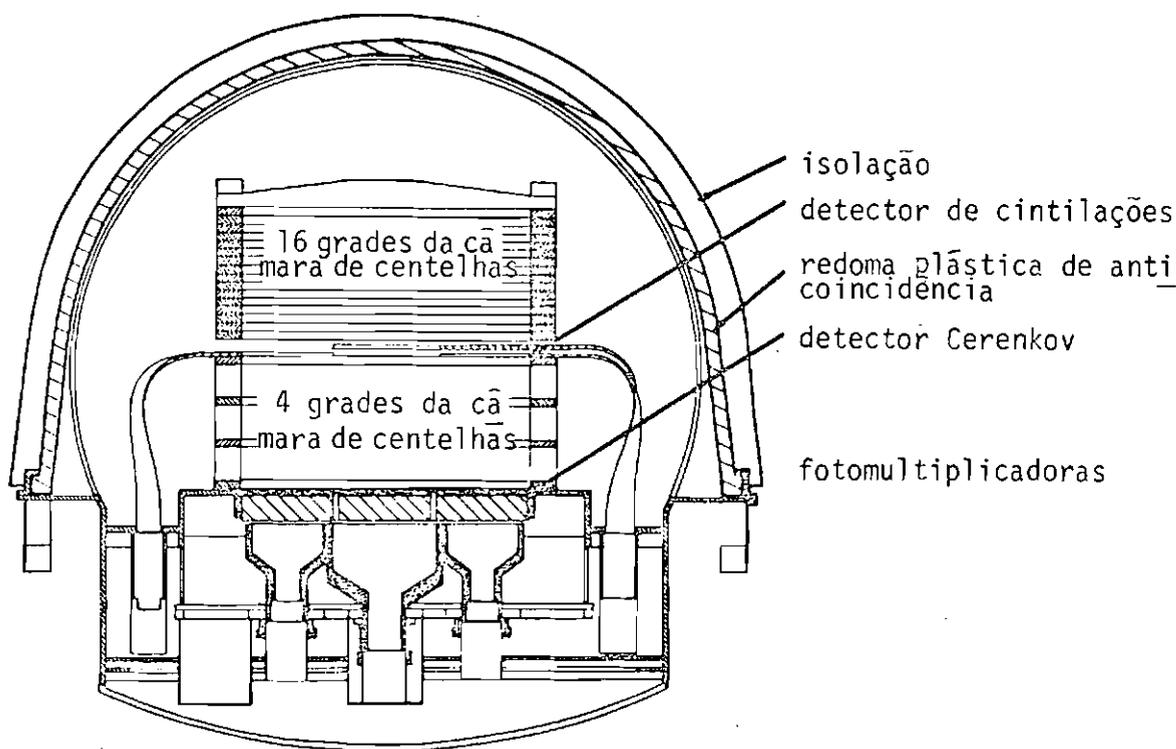


Fig. VI.4 - Esquema do detector de radiação gama de média energia.

## CAPÍTULO VII

### MÉTODO DE ANÁLISE DE DADOS

#### 7.1 - ESCOLHA DOS EVENTOS

Após a decodificação dos eventos gravados em fitas magnéticas, eles se apresentam em microfílm<sup>es</sup> de onde os dados podem ser obtidos mais facilmente.

Cada quadro do microfilme apresenta, separadamente, as projeções ortogonais nos planos x-z e y-z das trajetórias das partículas carregadas, responsáveis pelo disparo do sistema eletrônico que efetuou as medidas, ao lado de outros dados que caracterizam o evento em questão. Estes dados compreendem o instante de tempo em que ocorreu o evento, a pressão atmosférica local e as leituras de dois magnetômetros instalados ortogonalmente e solidários ao detector. Baseando-se na pressão atmosférica medida a bordo do balão pode-se determinar a sua altitude e, conhecendo-se as leituras dos magnetômetros acoplados rigidamente ao detector, pode-se determinar a sua orientação relativa ao campo magnético terrestre local.

A Figura VII.1 representa a maneira como o registro do evento aparece quando o microfilme é ampliado.

Todavia, nem todo evento registrado corresponde realmente a fótons de radiação gama. Registros falsos podem apresentar três fontes principais, a saber:

- 1) Decaimento de alguns múons, cuja vida média ultrapassa o intervalo de tempo gasto pela luz, para viajar entre a redoma plástica (A) que envolve a câmara e o detector Cerenkov (intervalo de anticoincidência). Esses múons produzem elétrons e, uma vez satisfeita a condição acima, o sistema de coincidência e anticoincidência será disparado e o evento registrado.

2) Elétrons que se movem de baixo para cima podem entrar no detector através de sua região inferior e não serem detectados pelo sistema de anticoincidência, já que aquela região não é protegida por este sistema.

Esses elétrons, uma vez dentro do detector, podem, através de espalhamento sofrido, passar a se movimentar de cima para baixo acionando o sistema de coincidência. Novamente, caso não tenha havido nenhum sinal no detector A dentro do intervalo de anticoincidência, este evento será registrado.

3) Partículas neutras, entrando no detector, interagem com o mesmo podendo produzir partículas carregadas ou fótons gama. Estas partículas carregadas ou o par formado por este gama secundário simulam um falso evento e podem ser registrados.

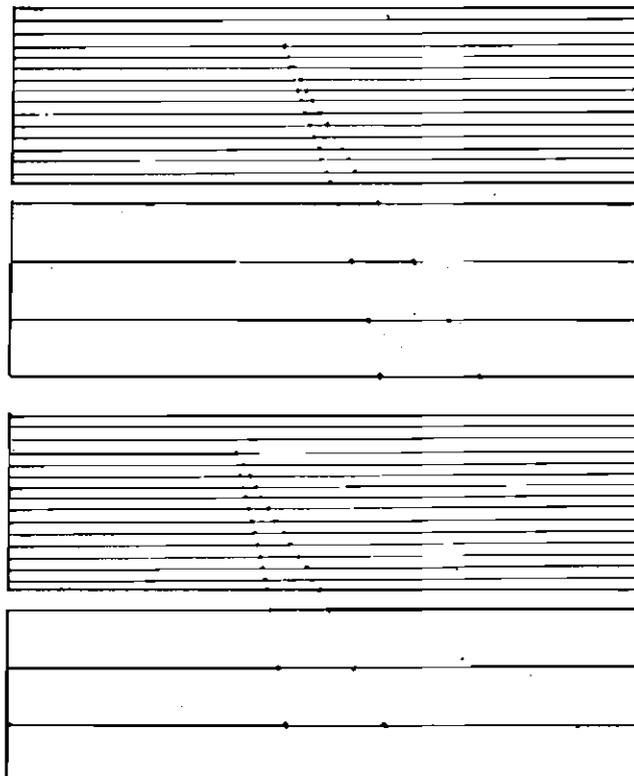


Fig. VII.1 - Representação do registro de um evento em microfilme.

Estes falsos eventos podem ser identificados e eliminados através de uma inspeção da imagem gráfica registrada do evento.

Para a escolha dos eventos que interessavam, examinou-se quadro por quadro e apenas considerou-se como eventos verdadeiros, aqueles que satisfaziam certas condições pré-estabelecidas:

- 1) A imagem gráfica da trajetória do par devia se assemelhar a um V ou Y invertidos em uma ou nas duas projeções ortogonais.
- 2) As centelhas relativas às partículas do par não deviam aparecer na primeira placa da câmara nem em suas paredes laterais. Caso contrário, além de não se ter certeza da origem do par ser ou não um fóton gama, não se terá, em caso afirmativo, como determinar sua energia. Além disso, a primeira centelha produzida pelo par detectado deveria estar numa das placas de câmara superior.
- 3) A bissetriz do ângulo formado pelas trajetórias do elétron e do pósitron deveria estar inclinada, com relação ao eixo do detector, no máximo  $30^{\circ}$ . Esta bissetriz dá, aproximadamente, a direção de chegada do fóton gama e esta condição determina a região do céu "vista" pelo detector. Para incidências de fótons gama sob ângulos maiores do que  $30^{\circ}$ , a eficiência do detector cai muito rapidamente, tornando muito imprecisas as determinações de energia e fluxo, o que levou o autor a desprezã-los.

Para cada evento que obedecia as condições acima, anotou-se o instante de tempo universal em que o evento ocorreu, bem como as medidas que davam a posição e a orientação do detector. Para posterior determinação de energia do fóton, que originou o elétron e o pósitron em cada evento, determinou-se o número de placas atravessadas pelas duas partículas do par e o ângulo de abertura formado entre elas.

7.2 - MEDIDA DO ÂNGULO DE ABERTURA FORMADO PELO PAR ELÉTRON-PÓSITRON

Considere-se as duas projeções ortogonais das trajetórias do elétron e do pósitron formados pelo fóton gama (Figura VII.2).

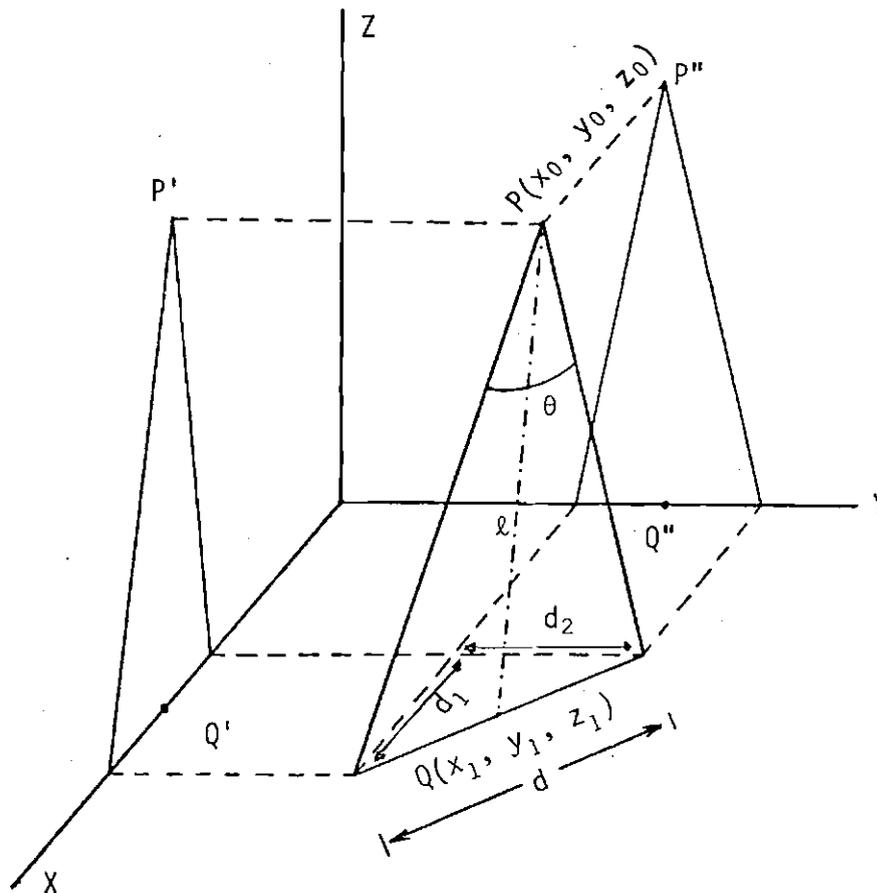


Fig. VII.2 - Trajetórias do elétron e do pósitron e suas projeções ortogonais.

Seja P o ponto de criação do par e Q o ponto médio do segmento, de comprimento d, formado pelo par ao incidir na última placa do detector. P e Q terão as coordenadas  $(x_0, y_0, z_0)$  e  $(x_1, y_1, z_1)$ , respectivamente.

O ângulo  $\theta$  (em radianos), formado pelas trajetórias das partículas do par, será dado aproximadamente por:

$$\theta = \frac{d}{\ell} \quad (\text{ângulos muito pequenos}) \quad (\text{VII.1})$$

onde  $\ell$  é o comprimento do segmento  $\overline{PQ}$  e

$$\ell = \sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2} \quad (\text{VII.2})$$

De acordo com a Figura VII.2 vê-se que os pontos  $P'$  e  $P''$ ,  $Q'$  e  $Q''$  dão as coordenadas  $x_0, y_0, x_1, y_1$  respectivamente, e que as coordenadas  $z_0$  e  $z_1$  são dadas tanto por  $P'$  e  $Q'$ , quanto por  $P''$  e  $Q''$ . Vê-se também nesta figura que, devido às projeções serem ortogonais, o comprimento de segmento  $d$  está relacionado aos comprimentos  $d_1$  e  $d_2$ , pela relação válida para triângulos retângulos, ou seja.

$$d = \sqrt{d_1^2 + d_2^2} \quad (\text{VII.3})$$

Portanto, as Equações VII.1, VII.2 e VII.3 permitem calcular o ângulo  $\theta$  de abertura do par. A Equação VII.1 é aproximada e a diferença entre os ângulos de abertura dada por esta expressão e os valores reais aumenta à medida que a direção de incidência do fóton se afasta do eixo do detector. Todavia, para o caso de incidências sob ângulos de até  $30^\circ$ , o erro cometido, fazendo-se a aproximação expressa pela Equação VII.1, é de no máximo 10%.

O cálculo de  $d$  pode ser feito diretamente pelas medidas de  $d_1$  e  $d_2$  e conhecendo-se o fator de redução na horizontal do quadro observado. Este fator  $f$  é facilmente obtido, uma vez que se sabe o comprimento de uma placa do detector, vista no quadro, e o seu comprimento real.

$$f = \frac{50 \text{ cm}}{20,5 \text{ cm}} \quad (\text{VII.4})$$

A diferença  $(z_0 - z_1)$  é calculada sabendo-se o número de placas  $m$  atravessadas pelo elétron e pelo pósitron na câmara superior. Levando-se em conta que, para os eventos selecionados para análise, as partículas do par atingiram o detector Cerenkov e que a espessura do detector de cintilações, colocado entre as duas partes da câmara de centelhas, é de 0,5 cm, pode-se escrever:

$$(z_0 - z_1) = m D_s + 3 D_i + 0,5 \quad (\text{VII.5})$$

onde  $D_s$  e  $D_i$  referem-se às somas  $a + d$  para as câmaras superiores e inferiores respectivamente, e a constante 0,5 refere-se a espessura do plástico colocado entre as duas câmaras.

## CAPÍTULO VIII

### DETERMINAÇÃO DA ENERGIA DO FÓTON BASEADO NO ÂNGULO DE ABERTURA DO PAR FORMADO

#### 8.1 - DIFUSÃO MÚLTIPLA COULOMBIANA

Antes de descrever os processos geralmente utilizados na determinação da energia de um fóton de radiação gama, far-se-á uma breve introdução ao processo físico que permitiu o desenvolvimento desses métodos.

Quando uma partícula carregada atravessa uma distância finita de matéria, pode-se observar que a direção do seu movimento muda com relação à trajetória inicial. Este desvio é o resultado de um grande número de colisões elásticas no campo coulombiano dos núcleos constituintes do material atravessado. Este fenômeno é conhecido por difusão múltipla coulombiana ou simplesmente difusão múltipla.

O estudo deste processo físico apresenta como ponto de partida a probabilidade de difusão coulombiana única, calculada por Rutherford (Enge et al., 1972).

O objetivo da teoria de difusão múltipla é relacionar o desvio, resultante de todas as interações da partícula com a matéria, às características do material espalhador e da partícula espalhada.

Muitos pesquisadores (Bethe, 1953; Scott, 1952; Moliere, 1947; Goudsmit e Sanderson, 1940) se preocuparam com este fenômeno, sen que as diferenças básicas entre as várias teorias existentes referem-se principalmente à escolha do potencial nuclear, ao método matemático utilizado, ao rigor dos cálculos ou à maneira pela qual se fazem aproximações para ângulos grandes ou pequenos.

Em geral, as teorias desprezam a contribuição de espalhamentos que em uma única interação causam um desvio muito grande ("plural scattering"). Este procedimento é justificável, visto que a contribuição do "plural scattering" para a difusão múltipla é inferior a 10%.

## 8.2 MÉTODOS UTILIZADOS PARA O CÁLCULO DA ENERGIA DO FÓTON

Para estimar a energia do fóton que se materializa em um par elétron-pósitron, é comum escolher um entre dois métodos conhecidos.

Os dois métodos baseiam-se na difusão múltipla coulombiana sofrida por uma partícula ao atravessar um meio material. Os primeiros desenvolvimentos foram feitos inicialmente para emulsões fotográficas, por Fowler (1950), e mais tarde Pinkau (1967) estendeu este método para as câmaras de centelhas. A quantidade medida, que caracteriza o espalhamento da partícula é sua "diferença segunda"  $\beta_n = y_{n+1} - 2y_n + y_{n-1}$ , onde  $y_{n+1}$ ,  $y_n$  e  $y_{n-1}$  representam as abscissas das projeções, sobre um plano, de três centelhas sucessivas e centradas na n-ésima centelha (Figura VIII.1)

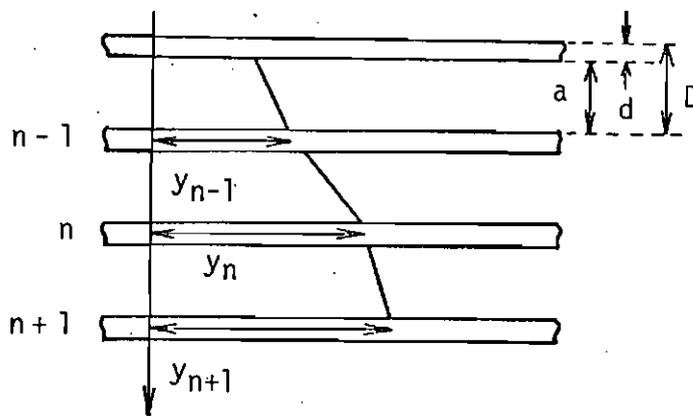


Fig. VIII.1 - Sistema de coordenadas utilizada para o cálculo das "diferenças segundas"  $\beta_n$ .

Este método foi abandonado neste trabalho em vista da pequena quantidade de pares elétron-pósitron, que produziram centelhas sucessivas ao atravessar as placas. É fácil ver que a ausência de uma única centelha causa um sério problema, uma vez que a sua ausência elimina três "diferenças-segunda". Além disso, este método foi utilizado até agora só para câmaras de centelhas com espaçamento constante entre as placas. No caso particular desta experiência, seria necessário um desenvolvimento matemático, que levasse em conta a mudança de espaçamento entre as placas, quando se passa da câmara superior para a câmara inferior.

Como já foi visto no Capítulo VI, um fóton gama que entra na câmara de centelhas materializa-se na sua parte superior, e cada partícula do par formado, se dirige através da câmara atingindo, finalmente, o detector Cerenkov.

Neste caminho através da câmara, as partículas elétron-pósitron sofrerão espalhamento coulombiano em cada uma das placas de alumínio atravessadas. Considerando-se o ponto de materialização do gama incidente e os dois pontos deixados na grade, localizadas logo acima do detector Cerenkov, nota-se que esse três pontos definem um ângulo com vértice no primeiro ponto.

Esse ângulo é o ângulo aparente de abertura do par elétron-pósitron, devido à combinação de dois processos físicos distintos. O primeiro é simplesmente o processo de produção de pares, cujos cálculos cinemáticos (Olsen, 1963) levam à seguinte expressão:

$$k = \frac{1,6}{\theta} \quad (\text{VIII.1})$$

onde  $k$  é a energia do fóton incidente em unidades MeV e  $\theta$  é o ângulo de abertura devido somente a este processo.

O outro é o processo de difusão múltipla coulombiana das partículas pelas placas de alumínio, causando uma deflexão entre as suas direções iniciais (logo após a produção do par) e finais (logo acima do detector Cerenkov).

A Figura VIII.2 representa esquematicamente a combinação dos processos de produção de pares e difusão múltipla coulombiana.

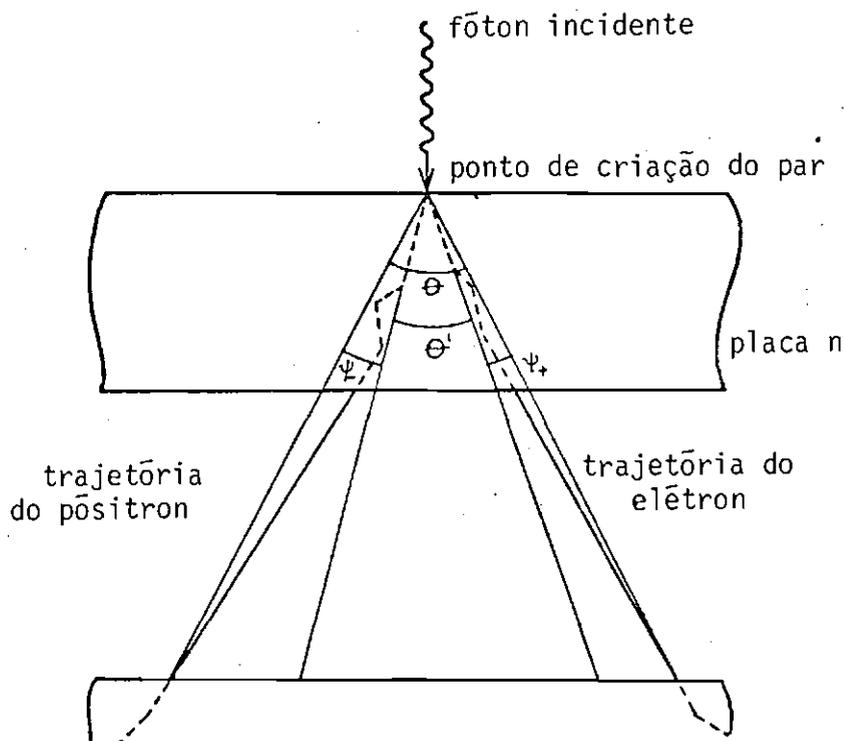


Fig. VIII.2 - Representação esquemática da combinação dos ângulos de criação de pares  $\theta'$  e de difusão múltipla  $\psi_-$  e  $\psi_+$ , produzindo o ângulo de abertura  $\theta$ .

Levando-se em conta os dois processos físicos citados acima, a Expressão VIII.1 deixa de ser válida e deve ser substituída por outra que também leve em conta a difusão múltipla coulombiana.

Como já foi visto anteriormente, existem vários trabalhos que tratam da difusão múltipla em um meio homogêneo, sendo que o empregado neste trabalho utiliza resultados obtidos por Moliere (1947). Moliere desenvolveu uma teoria analítica que apresenta resultados relativamente precisos, sem esforços matemáticos exagerados. Ao contrário, teorias mais exatas apresentam resultados somente sob formas numéricas.

Baseando-se no trabalho de Moliere para um meio homogêneo, Claverie (1970) desenvolveu um método que trata da difusão múltipla dos elétrons em meios heterogêneos.

Uma câmara de centelhas é um caso particular de um meio deste tipo, onde a heterogeneidade é apresentada sob a forma de placas de metal distanciadas uma da outra, tendo ar ou um outro gás entre elas. No caso, deste trabalho, as placas são de alumínio com ar entre elas.

O desenvolvimento efetuado por Claverie considera uma câmara de centelhas constituída por placas de alumínio igualmente espaçadas, mas com as 10 primeiras placas superiores mais espessas do que as restantes. Em virtude do experimento também utilizar uma câmara de centelhas e da relativa simplicidade de cálculo oferecido por este método, é que o mesmo foi escolhido para a análise de dados.

### 8.3 - DESENVOLVIMENTO TEÓRICO DAS EQUAÇÕES UTILIZADAS PARA A DETERMINAÇÃO DA ENERGIA DO FÓTON, BASEADO NO ÂNGULO DE ABERTURA DO PAR

Moliere (1947), utilizando resultados da mecânica quântica, trata o problema da difusão múltipla em um meio homogêneo e, a partir da secção eficaz de difusão única para um potencial de Thomas-Fermi, deduz o ângulo limite de efeito de blindagem  $\chi_a^2$ . Ele também define um ângulo  $\chi_c^2$ , tal que a probabilidade total de difusão única sob um ângulo superior  $\chi_c^2$  seja igual a 1. Utilizando estes dois ângulos, Moliere introduz um parâmetro que mede o número de colisões sofridas por uma partícula ao atravessar uma distância  $x$  do meio e que é dado por:

$$\frac{e^{B(x)}}{B(x)} = \frac{\chi_c^2 x}{\chi_a^2} \quad (\text{VIII.2})$$

Desta forma, a probabilidade por unidade de distância de um elétron, em uma posição definida pelo ângulo  $\phi$ , sofrer uma interação e se desviar de  $d\phi$  é:

$$\rho(\phi) d\phi = \frac{1}{\sqrt{\pi \chi^2 B}} \exp \left\{ -\frac{\phi^2}{\chi^2 B} \right\} + \frac{f^1(\phi)}{B} + \frac{f^2(\phi)}{B^2} + \dots \quad (\text{VIII.3})$$

A Figura VIII.3 apresenta o sistema de coordenadas utilizado para o cálculo da Equação VIII.3.

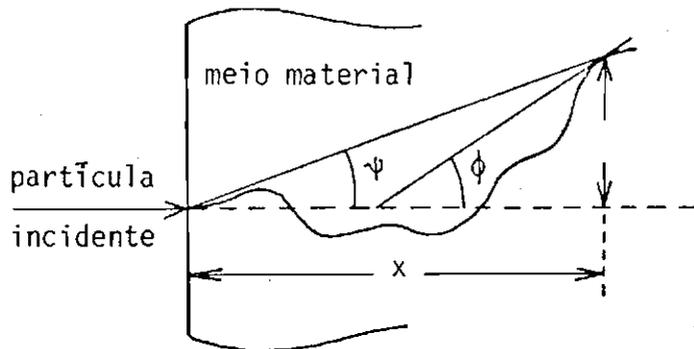


Fig. VIII.3 - Sistema de coordenadas utilizado no estudo do espalhamento de uma partícula carregada, ao atravessar um meio de material.

FONTE: Claverie (1970), p.18.

Por definição,  $\rho(\phi)$  satisfaz às seguintes equações:

$$\rho(\phi) = \rho(-\phi)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho(\phi) d\phi = 1$$

(VIII.4)

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi \rho(\phi) d\phi = 0$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi^2 \rho(\phi) d\phi = \frac{\delta^2}{2}$$

onde  $\delta$  é a largura da função distribuição dada pela Equação VIII.3.

Claverie considera apenas o primeiro termo da Expressão VIII.3 e estima o erro em tal procedimento como sendo inferior a 10%.

$\chi_c^2$  e B são calculados por:

$$\chi_c^2 = \frac{4\pi N e^4 Z(Z+1)}{(pv)^2} \quad (\text{VIII.5})$$

$$\frac{e^{B(x)}}{B(x)} = \frac{6680 (Z+1) Z^{1/3} \rho x}{\beta^2 A \left[ 1 + 3,34 \left( \frac{Z}{137 \beta} \right)^2 \right]} \quad (\text{VIII.6})$$

Z, A,  $\rho$  e N representam o número atômico, o número de massa, a densidade e o número de átomos por unidade do volume do material espalhador.

$p$  é o momento do elétron espalhado, e  $\beta$  é a sua velocidade  $v$ , em unidade de velocidade da luz no vácuo.

$x$  é a espessura do material atravessado,  $e$  é a carga elementar, e as constantes numéricas que aparecem na Expressão VIII.6 são provenientes do cálculo de  $\chi_a^2$  (Bethe, 1953).

De acordo com as Expressões VIII.3 e VIII.4 tem-se que:

$$\delta^2 = \chi_c^2 B(x) \quad (\text{VIII.7})$$

Considerando-se que a energia das partículas incidentes seja suficientemente grande, pode-se escrever para a sua energia total:

$$E = p v \quad (\text{VIII.8})$$

Definindo-se:

$$\gamma^2 = \delta^2 E^2 \quad (\text{VIII.9})$$

Pode-se escrever para a função de distribuição das partículas no meio heterogêneo:

$$h(E, x, \phi, \psi) d\phi d\psi = \frac{2\sqrt{3}^1}{\pi} \frac{E^2}{\gamma^2 x} \exp \left\{ - \frac{4E^2}{\gamma^2 x} \left[ \phi^2 - 3\phi\psi + 3\psi^2 \right] \right\} d\phi d\psi \quad (\text{VIII.10})$$

Aqui,  $h(E, x, \phi, \psi) d\phi d\psi$  é o número de partículas a distância  $x$  que, tendo sofrido um deslocamento  $dy$  na posição  $y$ , se encontram em um intervalo angular entre  $\phi$  e  $\phi + d\phi$ , e  $\psi = y/x$  (Figura VIII.3).

A Figura VIII.4 mostra o sistema heterogêneo em questão e o sistema de coordenadas utilizado.

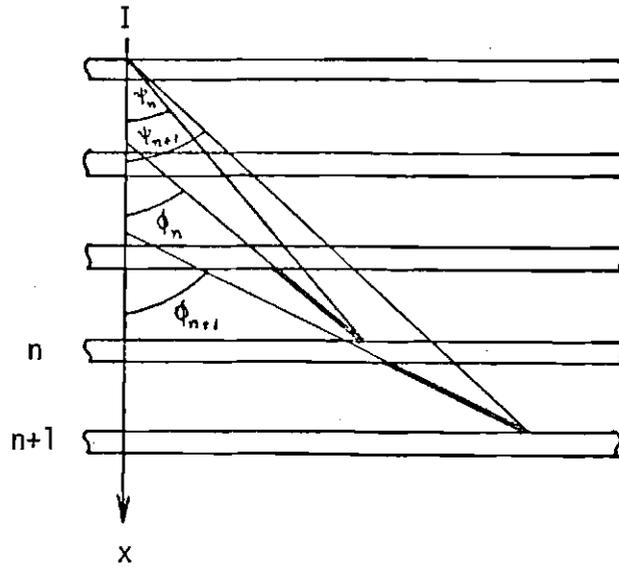


Fig. VIII.4 - Sistema de coordenadas utilizado para a câmara de centelhas.

FONTE: Claverie (1970), p.18

Numa câmara de centelhas, supõem-se que a partícula carregada que a atravessa não sofra nenhuma interação entre as placas, mantendo-se inalterada as direções de saída de uma placa e de incidência na placa seguinte. Os ângulos  $\phi$  e  $\psi$  são projetados em um plano que contenha a direção de incidência.

Claverie calcula as funções de distribuição  $h(E, x, \phi, \psi)$ , a cada distância  $nD$ .

Desse cálculo geral, o resultado que, interessa é a largura da função de distribuição que, como se verá mais adiante, se relaciona diretamente com a energia da partícula espalhada. O parâmetro  $K_n$ , que dá a largura da função de distribuição da partícula no meio heterogêneo, depende das características geométricas da câmara de centelhas, do material que a constitui, da energia da partícula considerada e do número de placas atravessadas desde o ponto de sua criação.

Para uma câmara de centelhas qualquer, na qual as placas sejam constituídas de um mesmo material e igualmente espaçadas,  $K_n$  é dado pela seguinte expressão:

$$K_n = \frac{\gamma^2}{n^2 D^2} \left( \sum_{q=1}^n \frac{A}{E_q^2} + \sum_{q=1}^{n-1} \frac{d C D(n-q) + d D^2(n-q)^2}{E_q^2} \right) \quad (\text{VIII.11})$$

$E_q$  = energia da partícula espalhada

$$A = \left( a^2 + ad + \frac{d^2}{3} \right) d$$

$$C = 2a + d$$

$$D = d + a$$

Considere-se um parâmetro  $\xi_n$  definido por:

$$\xi_n = K_n \left| \frac{k}{8} \right|^2 \quad (\text{VIII.12})$$

onde  $k$  é a energia do fóton em unidades MeV. Considere-se também que haja uma equipartição de energia do fóton para as partículas do par, ou seja:

$$E_+ = E_- = \frac{k}{2}$$

Levando-se em conta a consideração acima, as Expressões VIII.5 e VIII.11 para  $\chi_C^2$  e  $K_n$  respectivamente, podem ser reescritas em função da energia do fóton gama, ao invés da energia da partícula.

$$\chi_C^2 = \frac{16\pi N e^4 Z(Z+1)}{K'^2} \quad (\text{VIII.13})$$

$$K_n = \frac{4\gamma^2}{n^2 D^2} \left( \sum_{q=1}^n \frac{A}{k_q'^2} + \sum_{q=1}^{n-1} \frac{d C D(n-q) + d D^2 (n-q)^2}{k_q'^2} \right) \quad (\text{VIII.14})$$

onde  $k'$  é a energia do fóton gama em unidade do sistema C.G.S (Sistema gaussiano de unidades).

Na avaliação do parâmetro  $K_n$ , considere-se que a espessura das placas da câmara de centelha seja insuficiente para causar uma perda apreciável na energia dos elétrons, podendo-se considerá-la como constante.

Assim,  $k_q'^2$  na Expressão VIII.14 pode ser colocada fora da somatória e igualada a  $k'^2$ ; logo:

$$K_n = \frac{4\gamma^2}{n^2 D^2 k'^2} \left( \sum_{q=1}^n A + \sum_{q=1}^{n-1} d C D(n-q) + d D^2 (n-q)^2 \right) \quad (\text{VIII.15})$$

Levando-se em conta que  $k' = 1,6 \times 10^{-6} k$  e com a ajuda das Expressões VIII.7 e VIII.9, as Expressões VIII.13 e VIII.15 transforma-se em:

$$\chi_c^2 = \frac{6.25 \times 10^2 \pi N e^4 Z(Z+1)}{k^2} \quad (\text{VIII.16})$$

$$K_n = \frac{4 \chi_c^2 B(x)}{n^2 D^2} \left( \sum_{q=1}^n A + \sum_{q=1}^{n-1} d C D(n-q) + d D^2 (n-q)^2 \right) \quad (\text{VIII.17})$$

A Equação VIII.17 pode ser escrita simplificadamente como:

$$K_n = \frac{J_n}{k^2} \quad (\text{VIII.18})$$

Usando-se as Equações VIII.12 e VIII.18, a energia  $k$  do fóton gama pode ser eliminada e o parâmetro  $\xi_n$  pode ser reescrita como:

$$\xi_n = \frac{J_n}{64} \quad (\text{VIII.19})$$

O parâmetro  $\xi_n$  dá uma idéia da capacidade de espalhamento das  $n$  placas atravessadas, ou em outras palavras, ele apenas indica que, para uma dada energia dos elétrons espalhados, quanto maior for a espessura do material atravessado, maior será o espalhamento sofrido por eles.

De acordo com Moliere (1947), a energia do fóton gama em unidades MeV pode ser relacionada com o parâmetros de espalhamento  $\xi_n$ , através da expressão.

$$k = 2 \xi_n^{1/2} [ 1 + (\ln 2\xi_n + 1,29)/4\xi_n ] / \theta \quad (\text{VIII.20})$$

onde  $\theta$  é o ângulo de abertura do par elétron-pósitron. A condição para a validade da Expressão VIII.20 é  $\xi_n \gg 1$ , o que significa simplesmente que o ângulo de abertura é determinado principalmente pelo processo de difusão múltipla.  $\xi_n \geq 3$  já satisfaz a condição  $\xi_n \gg 1$ .

No próximo capítulo, a teoria expostas anteriormente será aplicado à câmara de centelhas para a determinação da energia do fóton gama, conhecendo-se o ângulo de abertura do par originado.

## CAPÍTULO IX

### RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo apresentam-se os detalhes dos cálculos mais importantes efetuados durante a análise dos dados colhidos. Todos os cálculos efetuados apresentavam, como objetivo final, a determinação do espectro de radiação gama difusa no intervalo de energias de 15 até 75 MeV.

Dos dois vôos efetuados, faz-se, somente a análise, dos dados referentes ao segundo vôo, ou seja, aquela cujo lançamento se deu a 3 de dezembro de 1975. Os dados selecionados, referentes ao primeiro vôo, foram desprezados em virtude de se apresentarem insuficientes para uma análise, pelo menos razoável. Além disso, uma primeira análise desses dados mostraram uma dependência da taxa de raios gama detectados em função da altura, em total discordância com as medidas efetuadas por outros pesquisadores (Schonfelder e Lichti, 1973, Daniel et al., 1972; e outros).

#### 9.1 - CÁLCULO DA ENERGIA DOS FÔTONS

A Equação VIII.20, apresentada no capítulo anterior, permite calcular a energia de um fóton gama detectado, conhecendo-se o ângulo de abertura formado pelas direções do par elétron-pósitron e o parâmetro  $\xi_n$ . O primeiro é medido diretamente para cada evento selecionado, de acordo com a Seção 7.2. O parâmetro  $\xi_n$  depende das características específicas do detector, bem como do número  $n$  de placas de alumínio atravessadas pelas partículas formadas por ocasião da materialização do fóton incidente (Equação VIII.19).

As Equações VIII.17, VIII.18 e VIII.19 definem uma grandeza  $J_n$  dada por:

$$J_n = \frac{1,56 \times 10^{12} B(x)}{n^2 D^2} \left[ \sum_{q=1}^n A + \sum_{q=1}^{n-1} d C D (n-q) + d D^2 (n-q) \right] \quad (\text{IX.1})$$

Como visto anteriormente, câmara de centelhas utilizada é constituída de duas partes: uma câmara superior e uma inferior. Para cada uma dessas partes, o espaçamento entre as placas de alumínio é diferente, levando a diferentes valores para A, C e D (Equação VIII.11).

De acordo com os critérios utilizados para a seleção dos eventos e levando-se em conta que o elétron e o pósitron devem alcançar o detector Cerenkov para que o evento seja registrado, conclui-se que o número mínimo de placas de alumínio atravessadas por essas partículas é igual a quatro. Este número mínimo de placas correspondem às três placas de câmara inferior mais uma na câmara superior.

Desta forma, as duas somatórias que aparecem na Equação IX.1 podem ser desdobradas em 4 outras, duas para cada parte da câmara de centelhas. Assim:

$$\frac{1}{D^2} \sum_{q=1}^n A = \frac{1}{D_i^2} \sum_{q=1}^3 A_i + \frac{1}{D_s^2} \sum_{q=4}^n A_s \quad (\text{IX.2})$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{D^2} \sum_{q=1}^{n-1} d C D (n-q) + d D^2 (n-q)^2 &= \frac{1}{D_i^2} \sum_{q=1}^2 d C_i D_i (n-q) + d D_i^2 (n-q)^2 + \\ &+ \frac{1}{D_s^2} \sum_{q=3}^{n-1} d C_s D_s (n-q) + d D_s^2 (n-q)^2 \quad (\text{IX.3}) \end{aligned}$$

onde os índices i e s referem-se às grandezas nas partes inferiores e superiores da câmara, respectivamente.

Com relação ao parâmetro B, sabe-se que a sua variação com a espessura x do material atravessado obedece a uma equação transcendental (Equação VIII.6). Considerando-se que no interior da câmara de centelhas os elétrons e os pósitrons sejam defletidos apenas pelas placas de alumínio (e não entre elas), a espessura x do material atravessado pode ser escrita simplesmente como  $x = nd$ . Esta espessura é facilmente medida, mas o correspondente valor de B exige a resolução da Equação VIII.6 através de um método numérico.

Todavia, esta equação pode ser aproximada a uma equação do tipo  $B = a + b \ln x$ , que é mais facilmente utilizável nos cálculos numéricos do que a equação primitiva.

Utilizando-se os valores numéricos, a Equação VIII.6 é escrita como:

$$\frac{\exp(B(x))}{B(x)} = 16.710.01 x \quad (\text{IX.4})$$

e na forma aproximada, como:

$$B(x) \approx 12,23 + 1,10 \ln x \quad (\text{IX.5})$$

A Figura IX.1 mostra a concordância entre as equações exata e aproximada, dadas acima, para um intervalo de x compatível com esta experiência.

A seguir, considere-se um parâmetro  $S_n$  definido como sendo a soma das parcelas dadas pelas Equações IX.2 e IX.3, ou seja:

$$S_n = \frac{1}{D^2} \sum_{q=1}^n A + \frac{1}{D^2} \sum_{q=1}^{n-1} d C D(n-q) + d D^2(n-q)^2 \quad (\text{IX.6})$$

Desta forma, a Equação VIII.17 pode ser reescrita em termos de  $S_n$  como:

$$K_n = 4 \chi_c^2 B(x) \frac{S_n}{n^2} \quad (\text{IX.7})$$

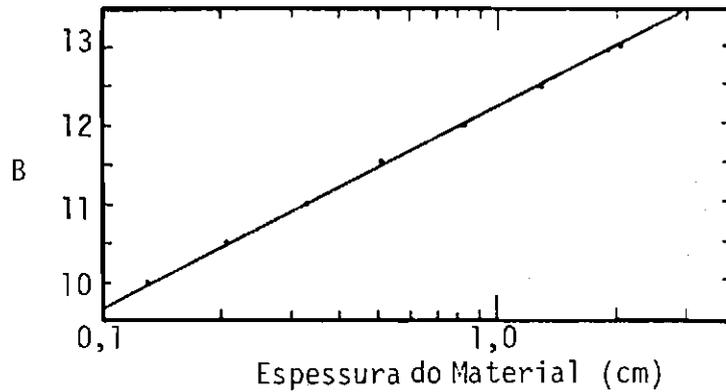


Fig. IX.1 - Retas representando a Equação ajustada IX.5 e pontos obtidos através da Equação exata IX.4.

Comparando-se a Equação IX.7 com a Equação VIII.18 ob  
têm-se:

$$J_n = 4 \chi_c^2 B(x) \frac{S_n}{n^2} k^2 \quad (\text{IX.8})$$

e  $\xi_n$  pode, então, ser reescrito como:

$$\xi_n = \frac{\chi_c^2 k^2 B(x)}{16} \frac{S_n}{n^2} \quad (\text{IX.9})$$

que pode ser simplificado para:

$$\xi_n = 2,843 B(x) \frac{S_n}{n^2} \quad (\text{IX.10})$$

onde  $B(x)$  e  $S_n$  são dados pelas Equações IX.5 e IX.6 respectivamente,  
e  $x = nd$ .

Para o detector utilizado nesta experiência, os valores de  $n$  que interessam variam de um em um, desde quatro até dezoito. A tabela IX.1 dá os parâmetros  $S_n$ ,  $B(x)$  e  $\xi_n$  para este intervalo de variação de  $n$ .

TABELA IX.1

PARÂMETROS  $S_n$ ,  $B(x)$  E  $\xi_n$  EM FUNÇÃO DE  $n$

| $n$ | $S_n$  | $B(x)$ | $\xi_n$ |
|-----|--------|--------|---------|
| 4   | 2,16   | 11,27  | 4,32    |
| 5   | 3,76   | 11,51  | 4,92    |
| 6   | 6,08   | 11,71  | 5,62    |
| 7   | 9,28   | 11,88  | 6,40    |
| 8   | 13,53  | 12,03  | 7,23    |
| 9   | 18,99  | 12,16  | 8,11    |
| 10  | 25,82  | 12,28  | 9,01    |
| 11  | 34,18  | 12,38  | 9,95    |
| 12  | 44,24  | 12,48  | 10,90   |
| 13  | 56,15  | 12,57  | 11,87   |
| 14  | 70,08  | 12,65  | 12,86   |
| 15  | 86,01  | 12,72  | 13,83   |
| 16  | 104,64 | 12,80  | 14,87   |
| 17  | 125,60 | 12,86  | 15,89   |
| 18  | 149,22 | 12,93  | 16,92   |

A Figura IX.2 mostra a energia do fóton em MeV, em função do ângulo  $\theta$ , calculada com o auxílio da Expressão VIII.20, para diversos valores de  $\xi_n$ .

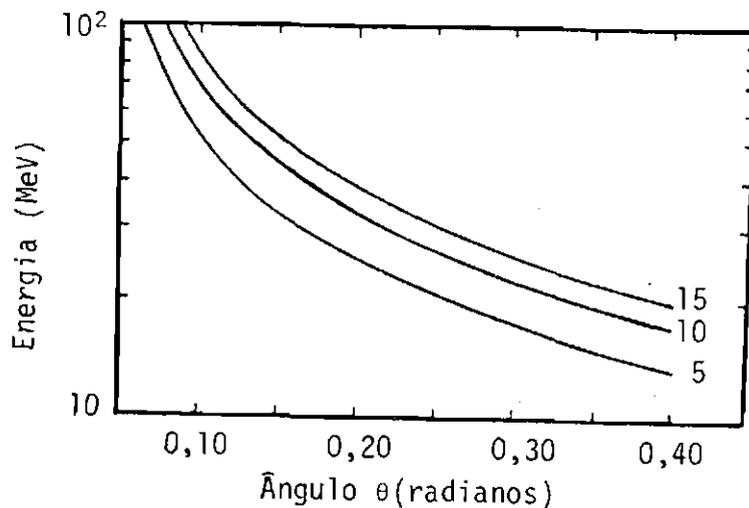


Fig. IX.2 - Dependência da energia do fóton com o ângulo de abertura do par formado.

As curvas apresentadas referem-se a 5, 10 e 15 placas atravessadas.

## 9.2 - DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIAS DOS FÔTONS DETECTADOS

A Figura IX.3 mostra um histograma do número de fótons gama detectados em função de suas energias. Os intervalos de energia utilizados são iguais a 5 MeV e foram considerados apenas os fótons gama cujas energias se encontravam no intervalo de 15 a 75 MeV.

A forma da curva pode ser explicada levando-se em conta que o fluxo da radiação gama extraterrestre decresce (Fichtel et al., 1977) e a sensibilidade do detector cresce (Kniffen et al., 1978) simultaneamente, com o aumento da energia. O aumento da sensibilidade do detector com a energia do fóton apresenta uma taxa diferente daquela encontrada para o decréscimo do fluxo de fótons com as suas energias.

Este comportamento acarreta um pico na distribuição de energia dos  $\gamma$  tons, que no caso presente se encontra no intervalo de 25 a 30 MeV.

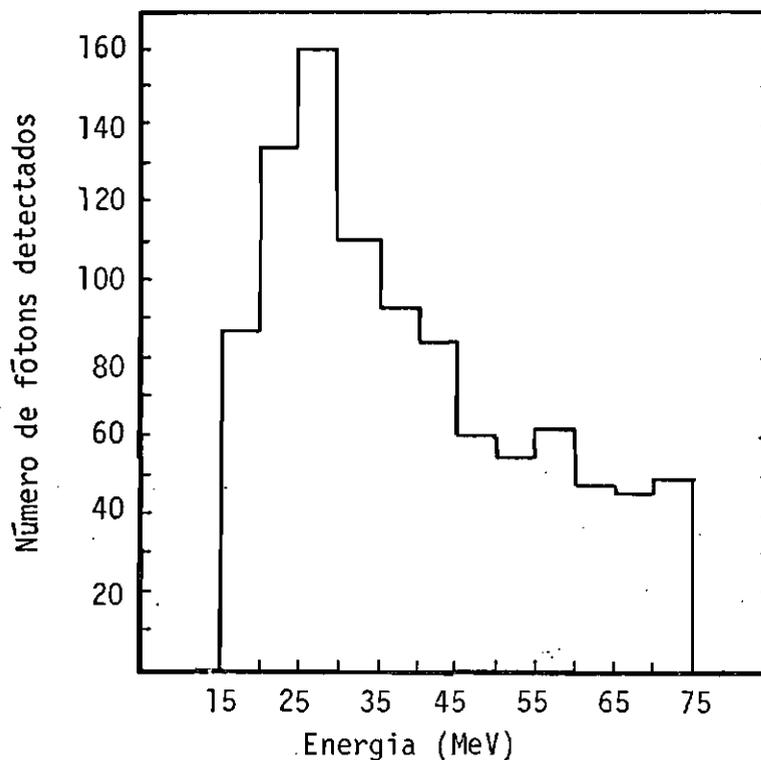


Fig. IX.3 - Histograma do número de fótons gama detectados em função de suas energias.

### 9.3 - VARIAÇÃO DO NÚMERO DE FÓTONS GAMA DETECTADOS EM FUNÇÃO DO TEMPO

A Figura IX.4 mostra um histograma que apresenta, nas ordenadas, o número de fótons gama detectados em cada intervalo de 10 minutos de duração, e nas abcissas, estes intervalos.

As barras mostradas neste histograma referem-se a erros estatísticos decorrentes de cada medida efetuada. A detecção de um  $\gamma$  ton gama é considerado um processo aleatório, uma vez que sua produção tanto primária quanto secundária é um processo aleatório. Os erros estatísticos, aqui referidos, são devido à aleatoriedade deste processo de produção.

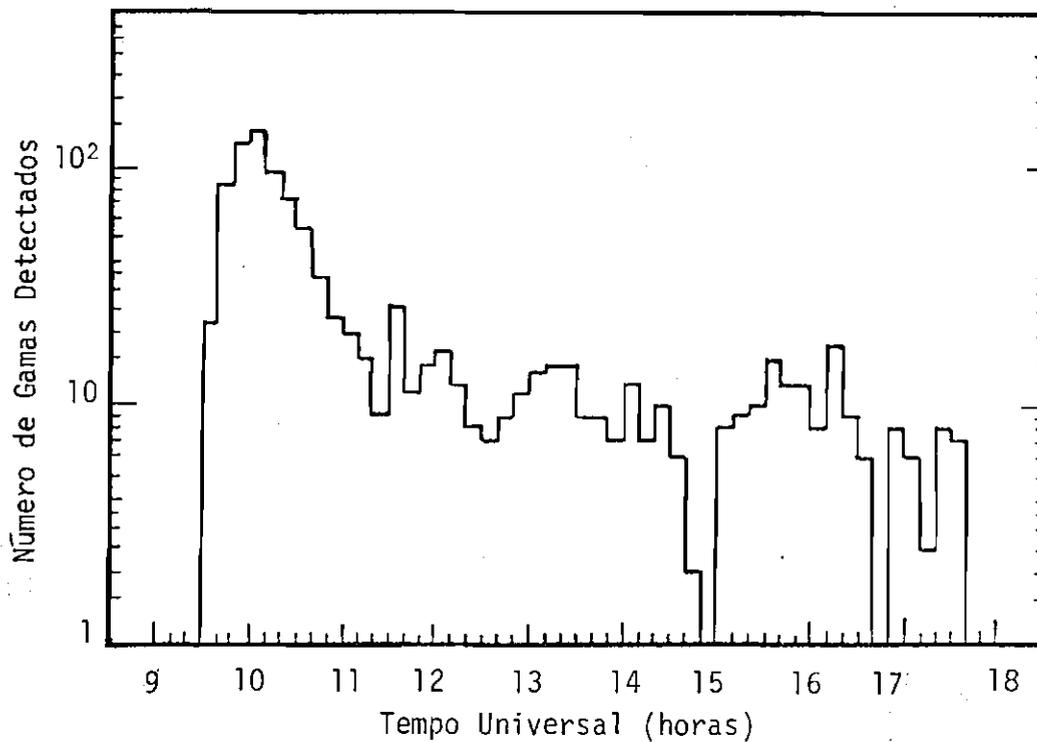


Fig. IX.4 - Histograma do número de fótons gama x tempo

Sendo  $N$  o número de eventos ocorridos num intervalo de tempo  $\Delta t$ , o erro estatístico  $r$  envolvido neste processo aleatório, para cada medida, é dado por:

$$r = \frac{\sqrt{N/\Delta t}}{\sqrt{\Delta t}} \quad (\text{IX.11})$$

#### 9.4 - VARIAÇÃO DA ALTITUDE DO BALÃO EM FUNÇÃO DO TEMPO

A altitude do balão é conhecida através da medida da pressão atmosférica local. Os sensores de pressão utilizados são do tipo Rosemount e apresentam suas curvas de calibração dadas pelas seguintes expressões:

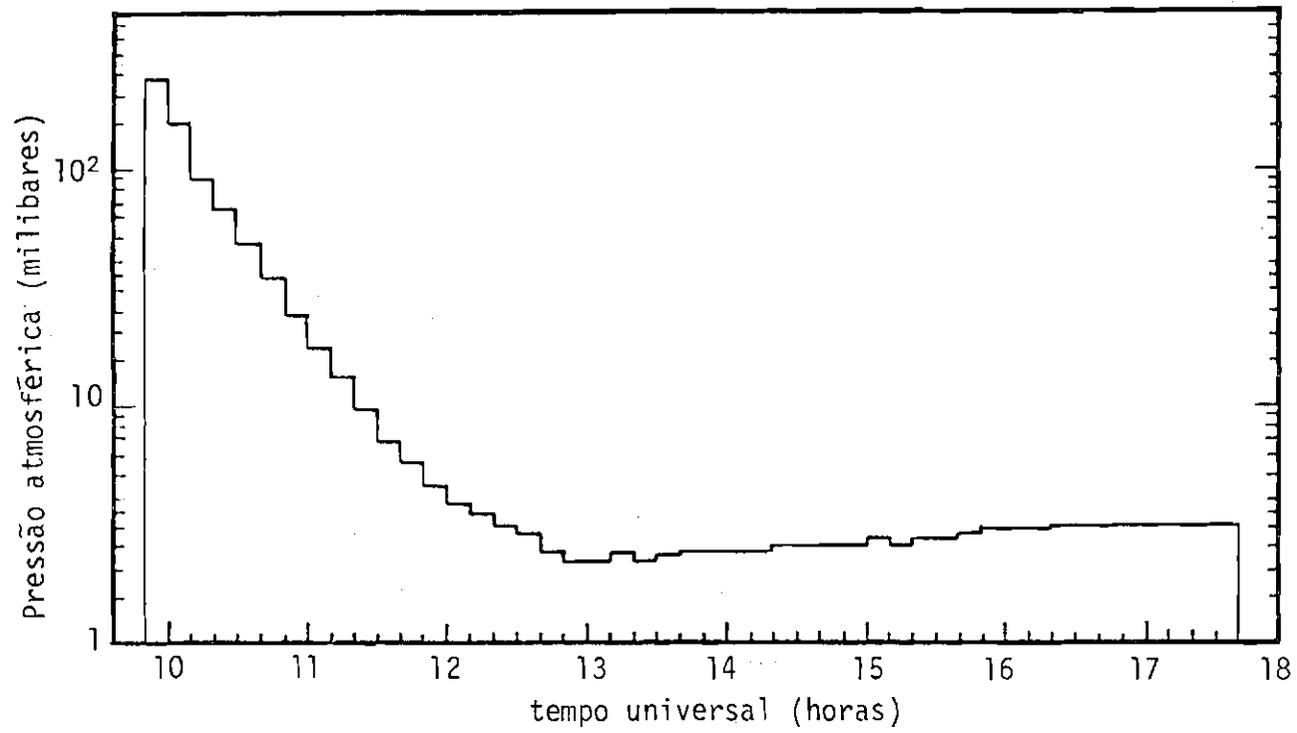


Fig. IX.5 - Ascensão do balão em função do tempo.

a) Altitudes baixas

$$P = 4,6511 (R - 10) \quad (\text{IX.12a})$$

b) Altitudes médias

$$P = 1,072 R + 4,5 \quad (\text{IX.12b})$$

c) Altitudes altas

$$P = 0,05416 R + 0,28 \quad (\text{IX.12c})$$

onde R é um valor dado diretamente pelo sensor de pressão e P é a correspondente pressão em milibares. A primeira dessas curvas é válida para pressões atmosféricas entre 1000 mb e 280 mb; a segunda entre 280 mb e 13 mb, e a terceira entre 13 mb e o topo da atmosfera.

A Figura IX.5 representa a variação da pressão atmosférica na altura do balão em função do tempo. Ne-la, pode-se ver que o balão realizou uma ascensão rápida, atingindo o seu teto em aproximadamente três horas. Aí ele permaneceu por mais ou menos quatro horas e meia, mantendo sua altura praticamente constante. Para pressões superiores a 235 mb, não se dispõe da taxa de subida do balão, em virtude de uma falha no sensor de pressão a baixas altitudes. Esta mesma figura também mostra que a ascensão do balão foi monotonicamente crescente até atingir o teto, apresentando, a partir daí, uma pequena tendência em diminuir sua altitude.

O comportamento dos histogramas, apresentados nas Figuras IX.4 e IX.5, leva à conclusão de que, à medida que o balão sobe, o número de fótons gama detectados cresce até atingir um máximo a uma altura em torno de 150 mb, decrescendo, então, até atingir o teto do balão. Aí, o número de fótons detectados permanece praticamente constante, com pequenas variações não somente estatística e que são devidas à dependência da radiação gama de origem cósmica com a latitude e longitude galáctica.

Este pico encontrado na altura de 150 mb pode ser explicado facilmente, lembrando-se que, para pressões acima de aproximadamente 10 mb, toda a radiação gama pode ser considerada como sendo de origem atmosférica.

De acordo com o que foi visto no Capítulo IV, esta radiação gama atmosférica é produzida principalmente pelos processos "bremsstrahlung" e pelo decaimento de mésons  $\pi$  neutros. Ambos os processos dependem diretamente da intensidade dos raios cósmicos que penetram na atmosfera terrestre, e da densidade numérica dos núcleos atômicos aí existentes.

À profundidades atmosféricas<sup>1</sup> grandes (baixas altitudes), a densidade da atmosfera é alta e a intensidade dos raios cósmicos é muito baixa devido à absorção pela atmosfera. Consequentemente, haverá uma produção de radiação gama bastante pequena nessas altitudes.

À profundidades atmosféricas pequenas (próximo ao topo da atmosfera), a intensidade dos raios cósmicos é muito alta, mas a atmosfera é bastante rarefeita, ocasionando novamente uma produção de fótons bem pequena.

Na altura de ocorrência do pico observado, a intensidade dos raios cósmicos e a densidade atmosférica são tais que maximizam a produção de fótons de radiação gama. Este pico é conhecido como máximo de Pfozter.

---

<sup>1</sup> Profundidade atmosférica em um ponto é definida como sendo a massa de gás existente acima deste ponto, contida em um cilindro com área da base igual a  $1 \text{ cm}^2$ , e com eixo apontando na direção zenital do ponto. No topo da atmosfera a profundidade atmosférica é zero, e ao nível do mar ela é igual a  $1000 \text{ g.cm}^{-2}$

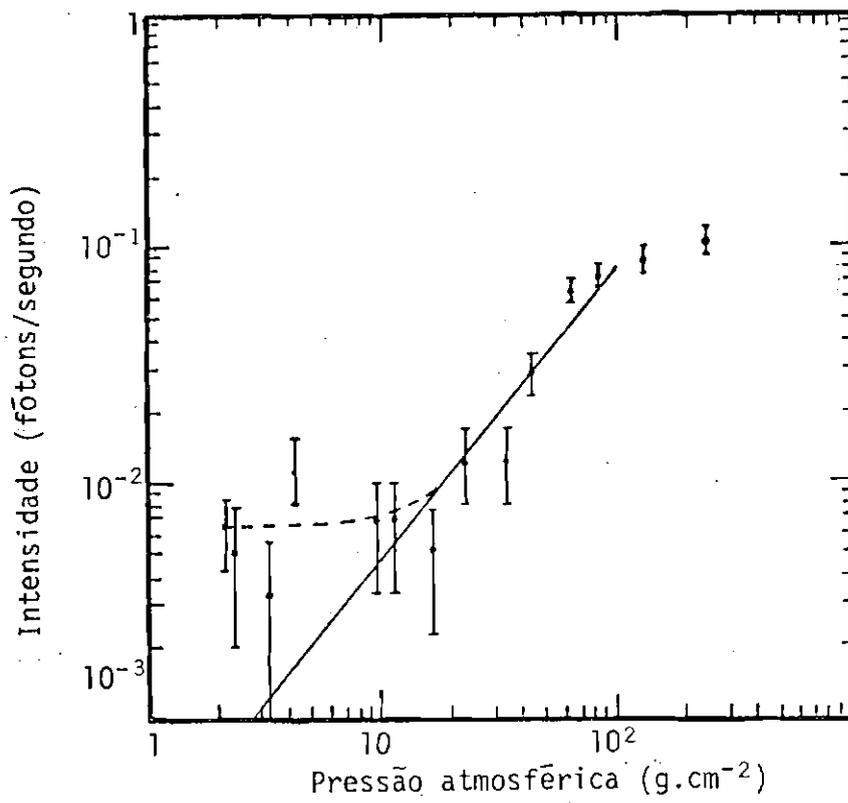


Fig. IX.6 - Curva de ascensão e componente atmosférica para fótons gama de energias entre 15 e 30 MeV.

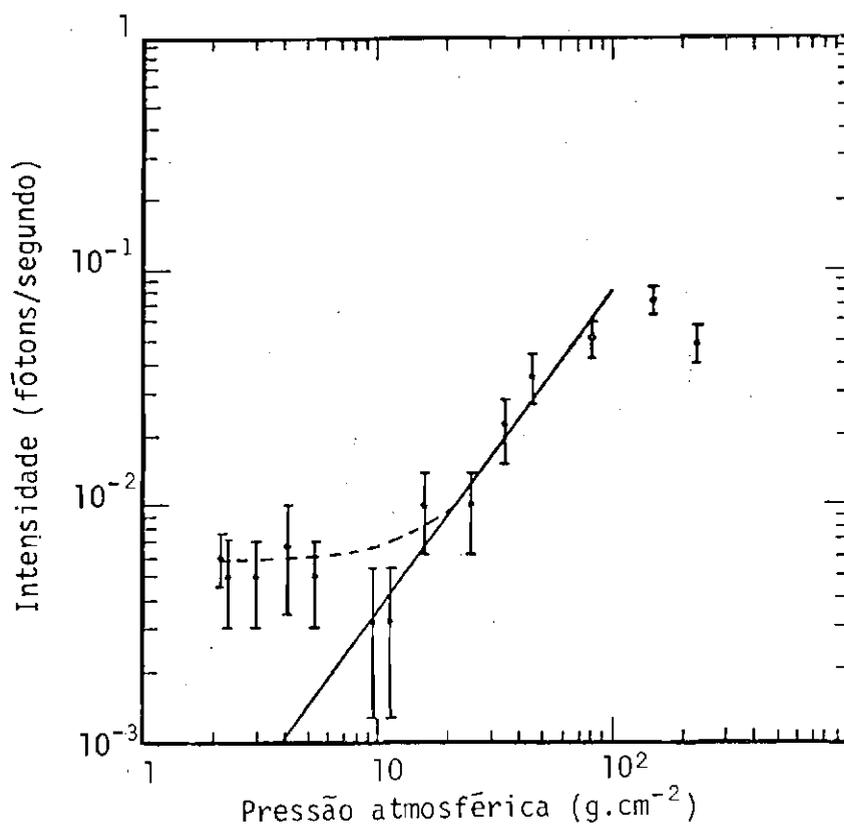


Fig. IX.7 - Curva de ascensão e componente atmosférica para fótons gama com energias entre 30 e 45 MeV.

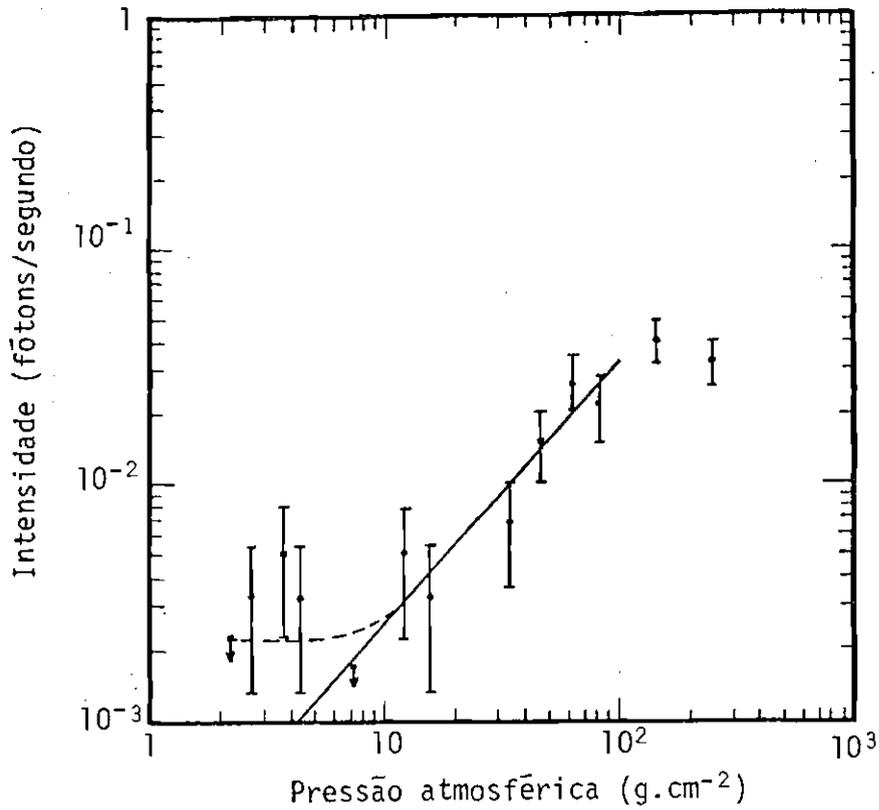


Fig. IX.8 - Curva de ascensão e componente atmosférica para fótons com energias entre 45 e 60 MeV.

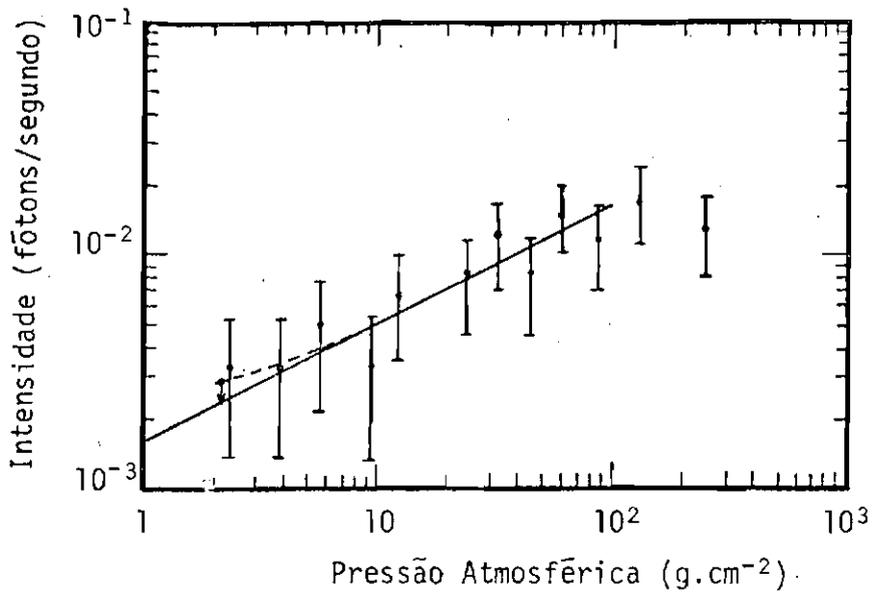


Fig. IX.9 - Curva de ascensão e componente atmosférica para fótons gama com energias entre 60 e 75 MeV.

## 9.5 - CURVAS DE ASCENSÃO

As curvas de ascensão são aquelas que dão a dependência do número de fótons detectados em função da pressão atmosférica local do balão. Portanto, para a construção dessas curvas é necessário o conhecimento da pressão atmosférica na altura do balão, por ocasião da detecção de cada fóton de radiação gama. Na presente experiência, para cada evento escolhido tem-se uma medida dada por um dos sensores de pressão levados junto com o balão. Esta medida é transformada, através da correspondente curva de calibração (Equações IV.12), para um valor com unidade de milibar.

A fim de construir um espectro da componente difusa da radiação gama, construiu-se quatro curvas de ascensão correspondentes aos quatro subintervalos em que foi dividido o intervalo maior de 15 a 75 MeV. Cada um dos quatro intervalos apresenta uma largura de 15 MeV.

As Figuras IX.6 IX.7, IX.8 e IX.9 apresentam, em linha tracejada, as curvas de ascensão para os intervalos de energias de 15 a 30 MeV, 30 a 45 MeV, 45 a 60 MeV e 60 a 75 MeV, respectivamente. Nessas curvas, cada ponto representa uma pressão média calculada em intervalos de tempo iguais a 10 minutos. Somente a pressão na altura do teto do balão foi considerada como média das pressões individuais de cada evento, em um intervalo de 30 minutos. Isto foi feito, para que este ponto tivesse maior peso estatístico ou seja, fôsse de maior confiabilidade.

Novamente, as barras de erro mostradas para cada ponto nas figuras acima, levam em consideração apenas flutuações estatísticas e foram determinadas com o auxílio da Expressão IX.11. Nestas figuras, a pressão atmosférica foi dada em  $\text{g.cm}^{-2}$ . Para transformar pressões dadas em unidade de milibar para unidade de  $\text{g.cm}^{-2}$ , basta multiplicá-las pelo fator constante  $0,987 \text{ g.cm}^{-2}/\text{mb}$ , visto que, por definição,  $1000 \text{ g.cm}^{-2} = 1016 \text{ mb}$ .

## 9.6 - DETERMINAÇÃO DA COMPONENTE DIFUSA DA RADIAÇÃO GAMA

Com já foi visto no Capítulo IV; um fóton gama detectado a uma dada altura pode ter sido originado na atmosfera ou em alguma região fora dela. Na realidade o que interessa é o componente difusa da radiação gama, que pode ser obtida subtraindo-se a componente atmosférica, da radiação total medida. Assim o problema da determinação de radiação gama de origem difusa, resume-se na determinação da componente atmosférica na altura máxima atingida pelo balão.

### 9.6.1 - VARIAÇÃO DA COMPONENTE ATMOSFÉRICA COM A ALTURA

O cálculo da componente atmosférica no teto do voo considera, inicialmente, que a profundidades atmosféricas em torno de  $100 \text{ g.cm}^{-2}$ , toda a radiação gama detectada tem sua origem na atmosfera. Esta suposição é justificada, considerando-se que a intensidade de um feixe de fótons gama de alta energia, ao atravessar uma coluna de ar de  $400 \text{ g.cm}^{-2}$ , decresce um fator de aproximadamente 0,37 (Kniffen, 1969). Considera-se também que esta suposição se mantém verdadeira até uma altura de, aproximadamente,  $10 \text{ g.cm}^{-2}$ .

Em seguida, considera-se que a produção de fótons gama na atmosfera decresce com o aumento da altura. O trabalho teórico de Beuermann (1971) prevê, para altitudes de 4 e  $15 \text{ g.cm}^{-2}$ , uma dependência quase linear entre o logaritmo do fluxo da radiação gama produzida na atmosfera e o logaritmo da profundidade atmosférica. A extensão da validade deste trabalho, para profundidades atmosféricas maiores, é sugerida por Damle et al. (1971), que apresentam algumas evidências experimentais, as quais sugerem, para profundidades atmosféricas de até  $50 \text{ g.cm}^{-2}$ , uma dependência linear entre os logaritmos das variáveis pressão e número de fótons produzidos na atmosfera por segundo.

Uma das evidências refere-se à curva de ascensão, determinada por Peterson (1963), para fótons de energia igual a 0,51 MeV. Esses fótons que são de origem atmosférica, apresentam uma curva de ascensão linear quando se considera o logaritmo do número de fótons produzidos por segundo, e o da pressão (Figura IX.10). Esta mesma figura mostra a dependência do número de partículas carregadas secundárias, detectadas pelo cintilador do sistema de coincidência do detector, em função da pressão atmosférica (Damle et al., 1971).

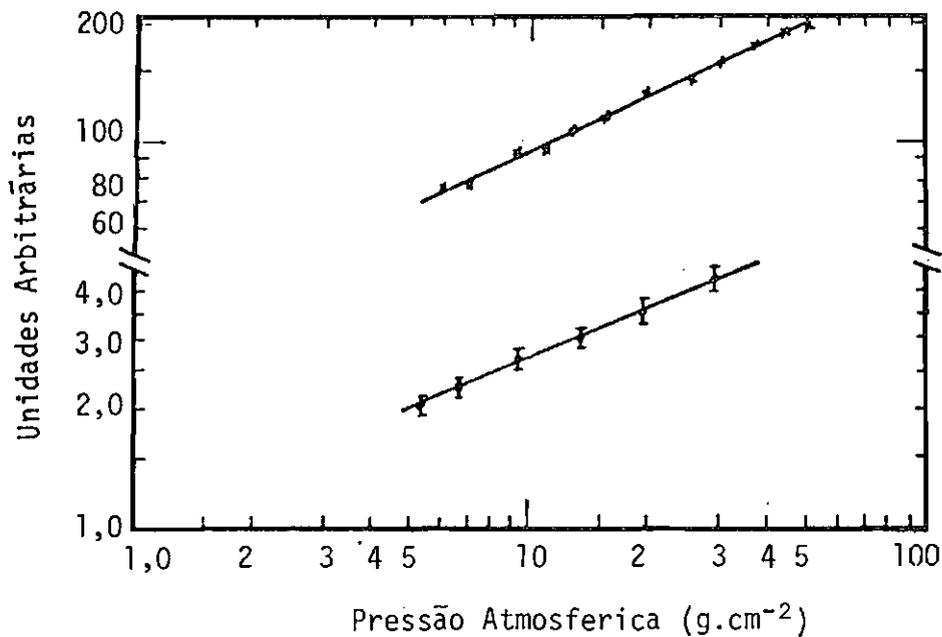


Fig. IX.10 - Curvas de ascensão para fótons atmosféricos com energia de 0,51 MeV (pontos) e para partículas carregadas secundárias (cruzes), baseadas em Damle et al., (1971), p.475.

#### 9.6.2 - DETERMINAÇÃO DA COMPONENTE ATMOSFÉRICA NO TETO DO BALÃO

Considerando-se as curvas de ascensão já construídas na Seção 9.5 e com base nas evidências apresentadas acima, construiu-se, para cada intervalo de energia, uma reta que desse a dependência da produção de fótons gama atmosféricos com a profundidade atmosférica.

Cada uma dessas retas foi construída levando-se em conta os dados referentes a profundidades atmosféricas entre 10 e 100 g.cm<sup>-2</sup>, onde pode-se supor que toda a radiação gama detectada tenha sua origem na atmosfera.

As retas ajustadas aos pontos entre 10 e 100 g.cm<sup>-2</sup>, assim como as respectivas extrapolações para profundidades atmosféricas menores, são apresentadas em linha contínua nas Figuras IX.6, IX.7, IX.8 e IX.9. Sendo N o número de fótons gama detectados por segundo e P a pressão atmosférica medida em g.cm<sup>-2</sup>, as equações dessas retas ajustadas são dadas por:

$$\begin{aligned} \text{a) } 15 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} < 30 \text{ MeV} \\ N = 0,00026 P^{1,24} \end{aligned} \quad (\text{IX.13a})$$

$$\begin{aligned} \text{b) } 30 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} < 45 \text{ MeV} \\ N = 0,00015 P^{1,36} \end{aligned} \quad (\text{IX.13b})$$

$$\begin{aligned} \text{c) } 45 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} < 60 \text{ MeV} \\ N = 0,00020 P^{1,10} \end{aligned} \quad (\text{IX.13c})$$

$$\begin{aligned} \text{d) } 60 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} \leq 75 \text{ MeV} \\ N = 0,0015 P^{0,53} \end{aligned} \quad (\text{IX.13d})$$

A contribuição da radiação gama de origem atmosférica na altura do teto do balão (2,2 g.cm<sup>-2</sup>) pode ser determinada, para cada intervalo de energia, pelas Equações IX.13, substituindo-se aí P por 2,2 g.cm<sup>-2</sup>.

### 9.6.3 - CÁLCULO DO NÚMERO DE FÓTONS GAMA DE ORIGEM DIFUSA DETECTADOS POR SEGUNDO

Considera-se que, à altura de  $2,2 \text{ g.cm}^{-2}$ , a radiação gama existente seja quase toda de origem cósmica (com uma pequena contribuição da radiação gama produzida na atmosfera acima do detector), a componente difusa da radiação gama, em cada intervalo de energia, pode ser obtida subtraindo-se do número de fótons gama detectados experimentalmente por segundo a parcela devido à radiação de origem atmosférica à altura de  $2,2 \text{ g.cm}^{-2}$ .

Desta forma, obteve-se o número de fótons de origem difusa detectados por segundo ( $N_{\text{difusa}}$ ), para cada um dos quatro intervalos de energia:

a)  $15 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} < 30 \text{ MeV}$

$$N_{\text{difusa}} = (0,0058 \pm 0,0018) \text{ fótons/segundo}$$

b)  $30 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} < 45 \text{ MeV}$

$$N_{\text{difusa}} = (0,0055 \pm 0,0017) \text{ fótons/segundo}$$

c)  $45 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} < 60 \text{ MeV}$

$$N_{\text{difusa}} = (0,0018 \pm 0,0010) \text{ fótons/segundo}$$

d)  $60 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} < 75 \text{ MeV}$

$$N_{\text{difusa}} = (0,0006 \pm 0,0006) \text{ fótons/segundo}$$

Os erros associados à determinação de  $N_{\text{difusa}}$  referem-se simplesmente a flutuações estatísticas e foram calculados, também, com o auxílio da Expressão IX.11. A imprecisão na determinação da reta ajustada aos pontos experimentais é uma outra fonte de erro nesta determinação. Todavia, usando-se um método que mede a confiabilidade do ajuste (Chatterjee and Price, 1977), conclui-se que o erro desta última fonte, afeta bem menos os valores calculados do que as flutuações

estatísticas. Conseqüentemente, o erro devido ao ajuste foi considerado como que incluído nos erros estatísticos.

### 9.7 - ESPECTRO DE ENERGIA DA COMPONENTE DIFUSA DA RADIAÇÃO GAMA

Um espectro de energia é expresso normalmente na forma de um fluxo em função da energia. Desta forma, o objetivo desta secção é determinar o fluxo da radiação gama difusa para cada intervalo de energia disponível, a partir do conhecimento do número de fótons detectados desta radiação. Para isto, é necessário levar em conta certas características do detector, como por exemplo, a eficiência com que a radiação de uma certa energia é detectada.

A maneira pela qual estas características particulares de cada detector são levadas em consideração, segundo Agrinier et al., (1973), é expressa pela relação:

$$N_{\text{difusa}} = \int \int J(E) \epsilon(E, \theta) d\Omega dE \quad (\text{IX.14})$$

onde  $J(E)$  é o fluxo da radiação gama difusa medido em unidades fótons/cm<sup>2</sup>.segundo.sterad.MeV,  $\epsilon(E, \theta)$  é a eficiência do detector multiplicado pela área de sua superfície, e  $\Omega$  é o ângulo sólido determinado por um fóton cujo ângulo de incidência, medido em relação a reta normal à superfície do detector, é igual a  $\theta$ .

Levando-se em consideração a forma explícita do diferencial  $d\Omega$ , a equação acima pode ser reescrita como:

$$N_{\text{difusa}} = \int \int J(E) \epsilon(E, \theta) \sin \theta d\theta d\phi dE \quad (\text{IX.15})$$

O produto da área da superfície do detector pelo cosseno do ângulo de incidência do fóton é definido como sendo a área efetiva do detector. O produto da eficiência do detector pela sua área efetiva em função do ângulo de incidência dos fótons é apresentado na Figura IX.11 para alguns valores de energias. As curvas aí apresentadas foram

$$N_{\text{difusa}} = 2\pi J(\bar{E}) \int_{\Delta E} \int_0^{30^\circ} \epsilon'(E, \theta) \sin \theta \, d\theta \, dE \quad (\text{IX.16})$$

A energia média, utilizada na equação acima, foi calculada considerando-se um espectro de radiação gama, com índice espectral igual a -2 (Agrinier, 1973), através da definição de energia média, a saber:

$$\bar{E} = \frac{\int_{\Delta E} E \cdot E^{-2} \, dE}{\int_{\Delta E} E^{-2} \, dE} \quad (\text{IX.17})$$

A função  $\epsilon'(E, \theta)$ , integrada para todos os ângulos dentro do intervalo de interesse, transforma-se em uma função apenas da energia do fóton. Esta função, que é chamada fator geométrico do detector, dá uma característica, particular de cada detector, associada à eficiência de detecção de uma dada radiação, com uma certa energia independente do ângulo de incidência da mesma. O fator geométrico do detector é definido por:

$$G(E) = \int_0^{30^\circ} \epsilon'(E, \theta) \sin \theta \, d\theta \quad (\text{IX.18})$$

e, conseqüentemente, a Equação IX.16 pode ser reescrita como:

$$N_{\text{difusa}} = 2\pi J(\bar{E}) \int_{\Delta E} G(E) \, dE \quad (\text{IX.19})$$

Para calcular  $G(E)$ , integrou-se numericamente a Equação IX.18, usando-se as curvas dadas pela Figura IX.10 e a seguinte aproximação:

$$G(E) \approx \sum_{\theta_i=0^\circ}^{30^\circ} \epsilon''_i(E, \theta_i) \Delta\theta_i \quad (\text{IX.20})$$

determinadas experimentalmente (Kniffen et al., 1978). O ângulo de incidência  $\theta$  varia desde  $0^\circ$  (incidência normal à superfície do detector) até  $30^\circ$  (ângulo de abertura do detector).

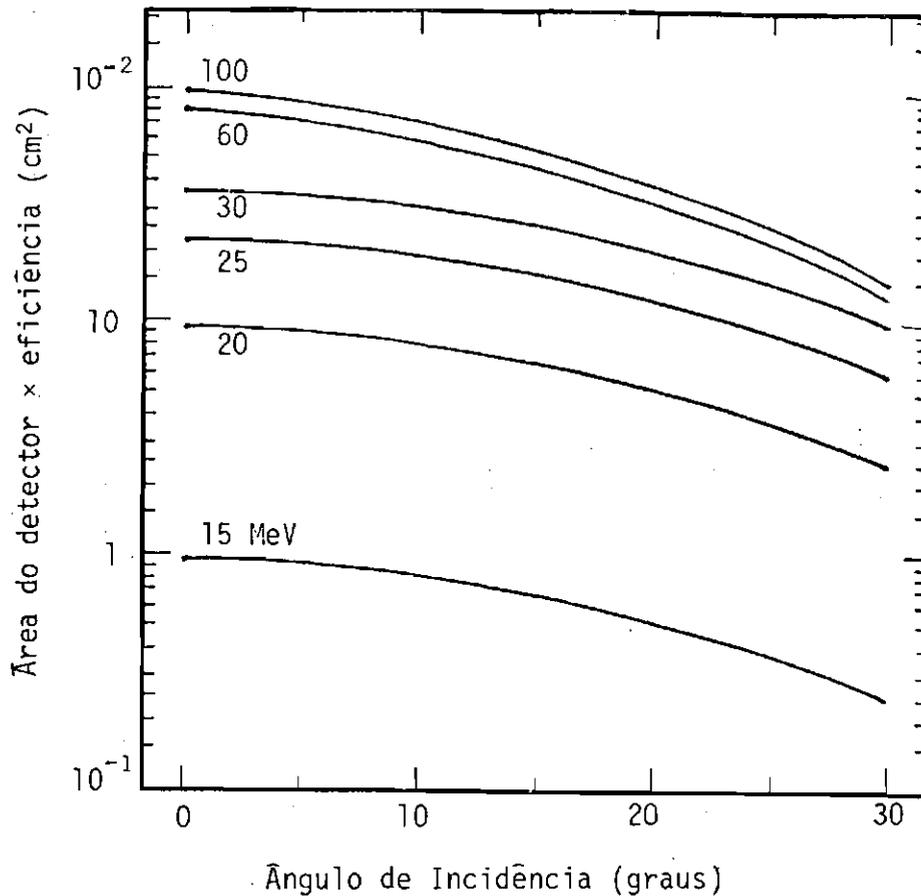


Fig. IX.11 - Produto da área efetiva do detector pela sua eficiência em função do ângulo de incidência dos fótons, baseado em Kniffen et al. (1978), p.25.

Considerando-se os intervalos de energias  $\Delta E$  não muito grandes, a Expressão IX.15 pode ser simplificada, fazendo-se  $J(E)$  constante neste intervalo e igual a  $J(\bar{E})$ , com  $\bar{E}$  igual à energia média dos fótons para esse intervalo. Levando-se também em consideração a definição de área efetiva, dada acima, e a simetria azimutal do detector, pode-se reescrever a Equação IX.15 como:

onde  $\varepsilon''(E, \theta_i)$  é o valor da função  $\varepsilon'(E, \theta)$  sen  $\theta_i$  no ponto médio do intervalo angular  $\Delta\theta_i = 5^\circ$ . Os valores de  $G(E)$  obtidos desta forma, bem como o esboço de uma curva que representa o fator geométrico do detector em função da energia do fóton gama detectado, são mostrados na Figura IX.12. Aí, o fator  $2\pi$  também está incluído.

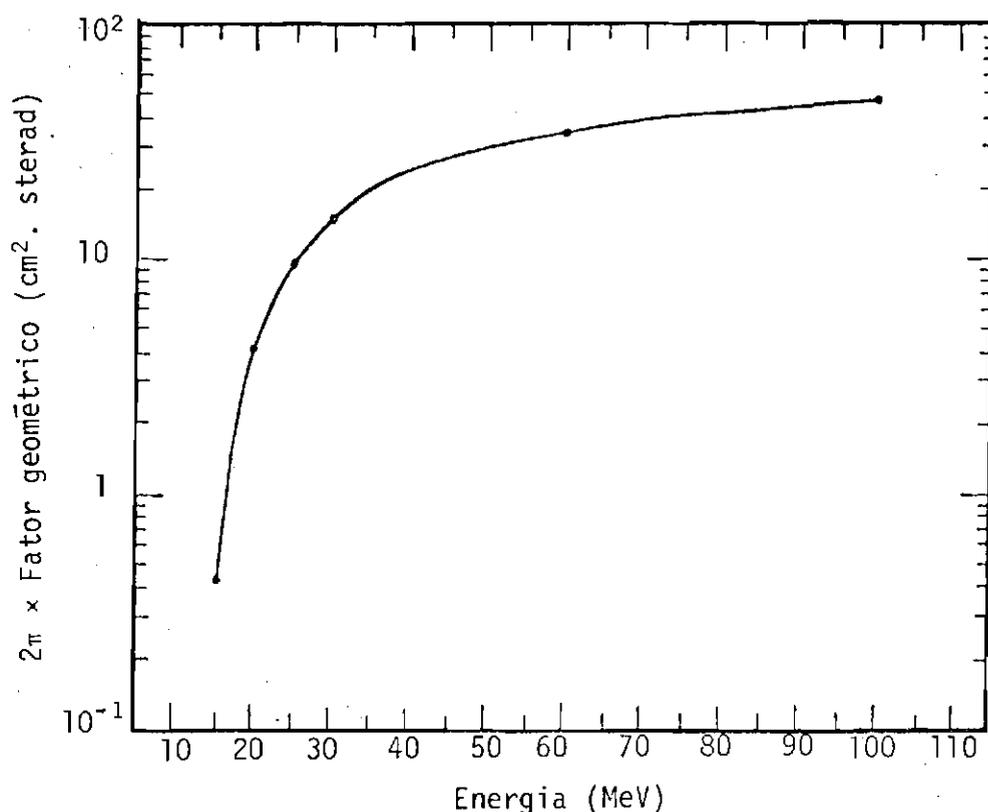


Fig. IX.12 - Fator geométrico do detector em função da energia do fóton incidente.

A Equação IX.19 exige a integração da função  $G(E)$  em relação à energia. De forma análoga ao cálculo do fator geométrico do detector, realizou-se tal integração, numericamente, para os quatro intervalos de energias, obtidos a partir da divisão da faixa de energias de interesse, considerando-se a seguinte aproximação da Equação IX.19:

$$N_{\text{difusa}} = 2\pi J(\bar{E}) \sum_{E_i} G(E_i) \Delta E_i \quad (\text{IX.21})$$

onde  $G(E_i)$  é o valor, obtido graficamente, do fator geométrico do detector, no ponto do intervalo  $\Delta E_i = 5$  MeV. Os valores obtidos foram os seguintes:

$$2\pi \sum_{E_i=15}^{30} G(E_i) \Delta E_i = 116 \text{ cm}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{MeV}$$

$$2\pi \sum_{E_i=30}^{45} G(E_i) \Delta E_i = 331 \text{ cm}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{MeV}$$

(IX.22)

$$2\pi \sum_{E_i=45}^{60} G(E_i) \Delta E_i = 461 \text{ cm}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{MeV}$$

$$2\pi \sum_{E_i=60}^{75} G(E_i) \Delta E_i = 559 \text{ cm}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{MeV}$$

Com o auxílio da Equação IX.19, o fluxo da componente difusa da radiação gama pode ser facilmente obtido, uma vez que se conhece os valores de  $N_{\text{difusa}}$  (determinado experimentalmente) e os das Somatórias IX.22.

Para obtenção do fluxo da radiação detectada por unidade de ângulo sólido, é necessário considerar o ângulo sólido sub-entendido pela região do céu vista pelo detector. Um ângulo de abertura  $\alpha$  determina um ângulo sólido  $\Omega$ , dado por:

$$\Omega = 2\pi (1 - \cos \alpha) \quad (\text{IX.23})$$

O detector utilizado apresenta um ângulo de abertura de  $30^\circ$ , correspondendo a um ângulo sólido de 0,84 sterad.

Este fato pode ser levado facilmente em consideração na Equação IX.19, e o fluxo de radiação gama difusa será dado, então por:

$$J(E) = \frac{N_{\text{difusa}}}{2\pi \times 0,84 \times \int G(E) dE} \text{ f\~{o}tons/cm}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{segundo} \cdot \text{MeV} \quad (\text{IX.24})$$

Efetuando-se os c~{a}lculos, obt~{e}m-se

$$J(21 \text{ MeV}) = (6,0 \pm 2,0) \times 10^{-5} \text{ f\~{o}tons/cm}^2 \cdot \text{s. sterad} \cdot \text{MeV}$$

$$J(36 \text{ MeV}) = (2,0 \pm 0,6) \times 10^{-5} \text{ f\~{o}tons/cm}^2 \cdot \text{s. sterad} \cdot \text{MeV}$$

(IX.25)

$$J(52 \text{ MeV}) = (4,6 \pm 2,6) \times 10^{-6} \text{ f\~{o}tons/cm}^2 \cdot \text{s. sterad} \cdot \text{MeV}$$

$$J(67 \text{ MeV}) = (1,3 \pm 1,3) \times 10^{-6} \text{ f\~{o}tons/cm}^2 \cdot \text{s. sterad} \cdot \text{MeV}$$

Os erros envolvidos nos c~{a}lculos de  $J(\bar{E})$  foram considerados provenientes da determina~{c}~{o} do n~{u}mero de f~{o}tons gama de origem difusa (flutua~{c}~{o}es estat~{i}sticas), e do c~{a}lculo da integral de  $G(E)$  dada pelas Somat~{o}rias IX.22. Considerando-se o erro neste ~{u}ltimo c~{a}lculo a proximadmaente igual a 10%, o erro  $R$  associado a  $J(\bar{E})$ , segundo Evans, (1955), ~{e} dado por:

$$R = J(\bar{E}) \left[ \left( \frac{r}{N_{\text{difusa}}} \right)^2 + \left( \frac{1}{10} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IX.26})$$

onde  $r$  leva em conta as flutua~{c}~{o}es estat~{i}sticas envolvidas no c~{a}lculo de  $N_{\text{difusa}}$ .

Os valores obtidos pela Express~{a}o IX.24 encontram-se na Figura IX.13 com as respectivas barras de erro. A curva espectral que melhor se ajusta a esses pontos, tamb~{e}m se apresenta nesta mesma figura. O ajuste dos pontos a esta curva foi obtido pelo m~{e}todo da regress~{a}o li

near, e, de acordo com este ajuste, o espectro de radiação gama de origem difusa pode ser dado pela seguinte expressão:

$$J(E) = 1,80 E^{-3,3} \quad (IX.27)$$

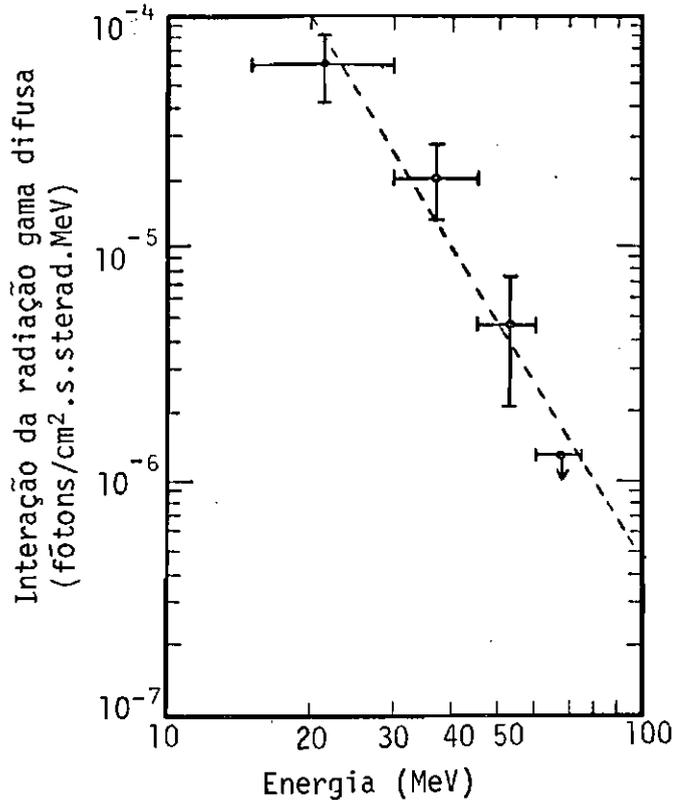


Fig. IX.13 - Espectro de energia dos fótons gama de origem difusa.

### 9.8 - DEPENDÊNCIA DA COMPONENTE DIFUSA DA RÁDIAÇÃO GAMA COM A LONGITUDE E LATITUDE GALÁCTICA

Para verificar uma possível dependência da componente difusa da radiação gama com as coordenadas galácticas, supôs-se que a direção de chegada da radiação no detector coincide com o seu zênite. Como o eixo do detector aponta sempre na sua direção zenital, as coorde

nadas galácticas do ponto de emissão da radiação coincidem com as do detector. Assim sendo para conhecer a direção de chegada de um fóton, basta saber a posição do detector no instante da detecção.

### 9.8.1 - DETERMINAÇÃO DA TRAJETÓRIA DO BALÃO

Para determinar a posição do balão em cada instante de tempo, ou seja a sua trajetória, considere-se um triângulo esférico com vértices no polo Norte e nos zênites do balão e da estação terrestre (Figura IX.14). Nesta figura,  $\delta_0$  e  $\delta$  são as declinações da estação e do balão, respectivamente;  $A$  e  $t$  são o azimute e o ângulo horário local do balão; e  $d$  é a distância angular subtendida entre a estação de observação e o balão. Esta distância é obtida dividindo-se o comprimento de arco, subtendido pela estação e pelo balão e pelo raio Terrestre. Por sua vez, o comprimento desse arco é obtido conhecendo-se o ângulo de visada do balão, com relação a estação terrestre, e a pressão atmosférica local.

A latitude do balão é igual a sua declinação  $\delta$ , e a sua longitude pode ser obtida conhecendo-se o ângulo horário local do balão e a longitude da estação terrestre. As duas incógnitas  $\delta$  e  $t$  podem ser obtidas facilmente considerando-se as relações válidas para o triângulo esférico, dado pela Figura IX.14, segundo Woolard and Clemence (1966), a saber:

$$\cos t = \frac{\cos d - \sin \delta \sin \delta_0}{\cos \delta \cos \delta_0} \quad (\text{IX.27a})$$

$$\sin t = \frac{\sin d \sin A}{\cos \delta} \quad (\text{IX.27b})$$

Baseando-se nas considerações expostas acima e utilizando-se os dados de voo obtidos pela telemetria, desenvolveu-se um programa de computador que calcula a latitude e a longitude geográfica do balão em função do tempo. Por sua vez, o conhecimento da latitude e da longitude do balão, em função do tempo, permitiu o cálculo da ascensão

reta do balão nos instantes de tempo desejados. A latitude geográfica do balão é igual à sua declinação, e esta, juntamente com a ascensão reta do balão, permitiu calcular as coordenadas galácticas do balão durante o vôo. Sendo  $b^{\text{II}}$  e  $\ell^{\text{II}}$ , as latitudes e longitudes galácticas do balão respectivamente, e  $\alpha$  sua ascensão reta, pode-se escrever, de acordo com Lang (1974), as seguintes expressões:

$$\cos b^{\text{II}} \cos (\ell^{\text{II}} - 33^{\circ}) = \cos \delta \cos (\alpha - 282,25^{\circ}) \quad (\text{IX.28a})$$

$$\sin b^{\text{II}} = \sin \delta \cos 62,6^{\circ} - \cos \delta \sin (\alpha - 282,25^{\circ}) \sin 62,6^{\circ} \quad (\text{IX.28b})$$

Durante o vôo, a declinação do balão manteve-se praticamente constante ( $\delta = -22^{\circ}$ ), variando somente sua ascensão reta. A Figura IX.15 é um esboço da trajetória do balão em coordenadas galácticas, durante o tempo em que ele permaneceu na altura do teto. Os valores dados ao longo da trajetória são as ascensões retas do balão.

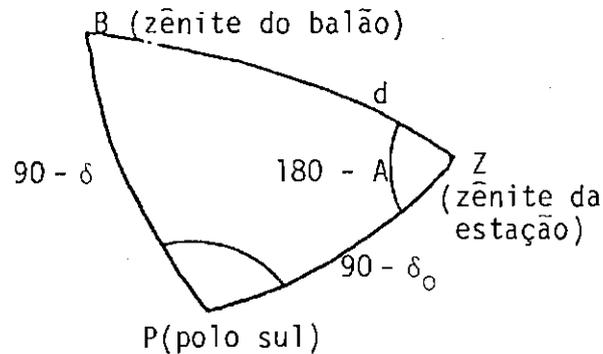


Fig. 14. Triângulo esférico utilizado para determinar a ascensão reta e a declinação do balão

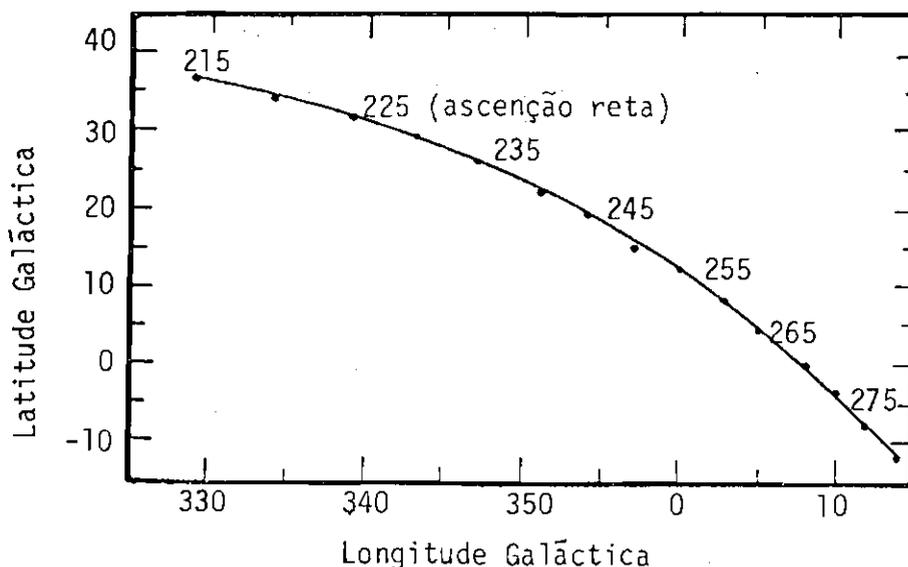


Fig. IX.15 - Trajetória do balão no sistema de coordenadas galáctica.

- Os valores apresentados junto à trajetória são as ascensões retas do balão.

#### 9.8.2 - VARIAÇÃO DO NÚMERO DE FÔTONS GAMA DE ORIGEM DIFUSA, COM A LONGITUDE GALÁCTICA

De acordo com a Figura IX.15, a longitude galáctica do balão variou desde  $325^{\circ}$  até  $15^{\circ}$ , passando pelo centro galáctica em  $360^{\circ}$ . Este intervalo foi dividido em intervalos de  $5^{\circ}$ . Para cada um desses intervalos determinou-se o número de fótons gama, com energias entre 15 e 75 MeV, detectados por segundo. A Figura IX.16 é um histograma contendo, nas abcissas, a longitude galáctica e, nas ordenadas, o número de fótons gama de origem difusa detectados.

As barras apresentadas na Figura IX.16 referem-se a erros estatísticos, calculados com o auxílio da Expressão IX.11.

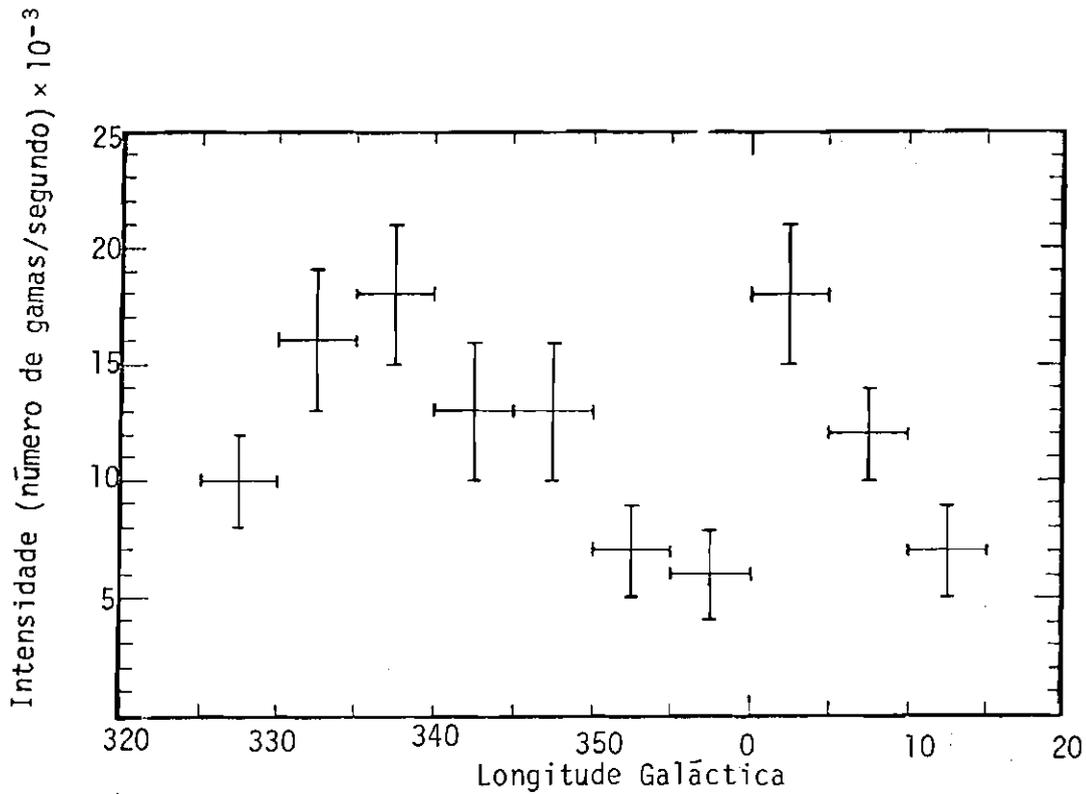


Fig. IX.16 - Distribuição da componente difusa da radiação gama em função da longitude galáctica.

### 9.8.3 - ESPECTRO DA RADIAÇÃO GAMA DIFUSA EM FUNÇÃO DA LATITUDE GALACTICA

De acordo com a Figura IX.5 , o balão atingiu uma altura máxima de  $2,2 \text{ g.cm}^{-2}$ . Depois disso, sua altitude caiu vagarosamente até atingir, no final do vôo, a altitude de  $2,9 \text{ g.cm}^{-2}$

Para considerar os possíveis efeitos causados por esta pequena variação de pressão, os valores calculados das intensidades da radiação gama, em uma dada altura, foram normalizados para a altura máxima atingida pelo balão. Esta normalização foi efetuada através da expressão:

$$I_{2,2} = \frac{I}{P/2,2} \quad (\text{IX.29})$$

onde  $I$  e  $I_{2,2}$  referem-se às intensidades da radiação gama calculada para as altitudes cujas pressões medidas são  $p$  e  $2,2 \text{ g.cm}^{-2}$ , respectivamente.

Com base nesta normalização, considerou-se que o balão manteve-se no teto depois de atingi-lo.

Assim sendo, na altura do teto, o detector percorreu uma região cujas latitudes galácticas variaram de  $35^\circ$  a  $10^\circ$  (Figura IX.15).

A partir de  $35^\circ$ , este intervalo foi dividido de  $10^\circ$  em  $10^\circ$  graus. Para cada um destes intervalos e para cada intervalo de energia já considerado, calculou-se intensidade da radiação gama difusa pelo processo já descrito nas Secções 9.6 e 9.7.

Durante a retirada de dados em cada um dos intervalos de latitude considerado, a ascensão reta do balão variou em média  $15^\circ$ . Desta forma, a região do céu vista pelo detector, em cada um desses intervalos, engloba os ângulos sólidos subentendidos pela abertura do detector e pela variação na sua ascensão reta.

Efetuando-se os cálculos para levar este efeito em consideração, concluiu-se que o fator constante  $0,84 \text{ sterad}$ , que aparece na Equação IX.24, deve ser substituído por  $1,12 \text{ sterad}$ .

A Figura IX.17 apresenta o espectro de radiação gama difusa para cada intervalo de latitude galáctica considerada. Uma das barras mostradas em cada ponto refere-se ao intervalo de energia considerado, e a outra refere-se ao erro envolvido no cálculo da intensidade da radiação. Este erro foi calculado utilizando-se a equação para a propagação de erros dada pela Equação IX.26.

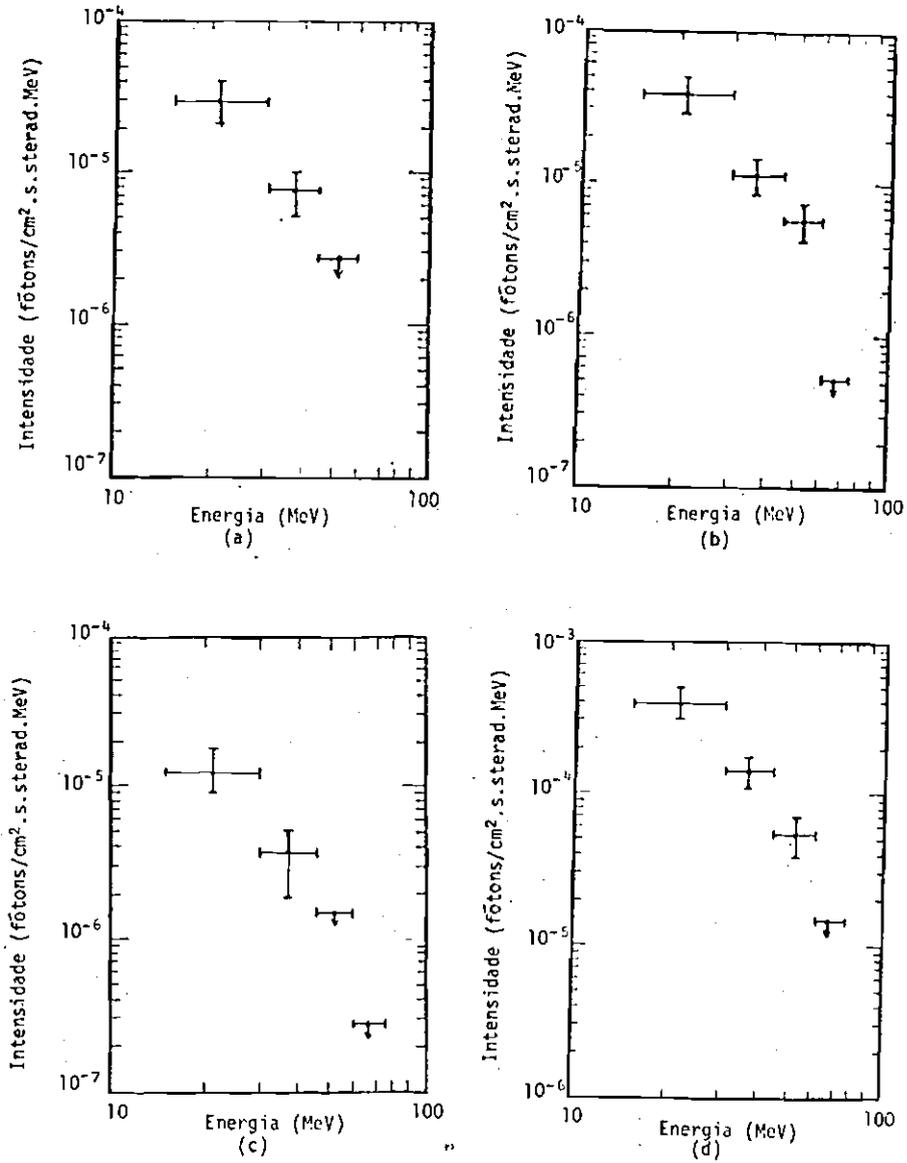


Fig. IX.17 - Espectro de energia da radiação gama difusa.

- As curvas a, b, c e d referem-se aos intervalos  $-50 \leq b_{II} \leq 50$ ,  $50 \leq b_{II} < 150$ ,  $150 \leq b_{II} \leq 250$  e  $250 \leq b_{II} \leq 350$ , respectivamente.

## CAPÍTULO X

### DISCUSSÃO E INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS

#### 10.1 - ESPECTRO DE ENERGIAS DA COMPONENTE DIFUSA DA RADIAÇÃO GAMA DE MÉDIA ENERGIA

A determinação do espectro de energias da radiação gama de origem difusa tem-se mostrado importante para a verificação da validade dos modelos cosmológicos propostos, bem como para determinação da relação existente entre os espectros dos elétrons, e os dos prótons e núcleos que constituem os raios cósmicos. Isto é possível em virtude dos elétrons cósmicos serem responsáveis pela produção da radiação gama de baixa e média energia, ao passo que os prótons e núcleos atômicos de origem cósmica são responsáveis pela produção de raios gama de alta energia.

Como as interações dos raios cósmicos (elétrons, prótons e núcleos atômicos) ocorrem com um único gás, pode-se relacionar diretamente o espectro de elétrons, e os dos prótons e núcleos atômicos aos espectros dos raios gama de médias e altas energias, respectivamente.

Com relação à radiação gama de média energia de origem difusa, a Figura X.1 mostra os resultados obtidos nesta experiência nesta faixa de energias. Também são mostrados alguns resultados obtidos por outros pesquisadores no intervalo de 20 a 150 MeV, bem como a curva espectral que se ajusta aos resultados experimentais obtidos para energias abaixo de 1 MeV e acima de 100 MeV (curva interpolada). Esta curva apresenta um índice espectral igual a -2,3 (Fichtel et al., 1975), ao passo que os resultados experimentais, alcançados nesta experiência mostram um índice espectral igual a -3,3.

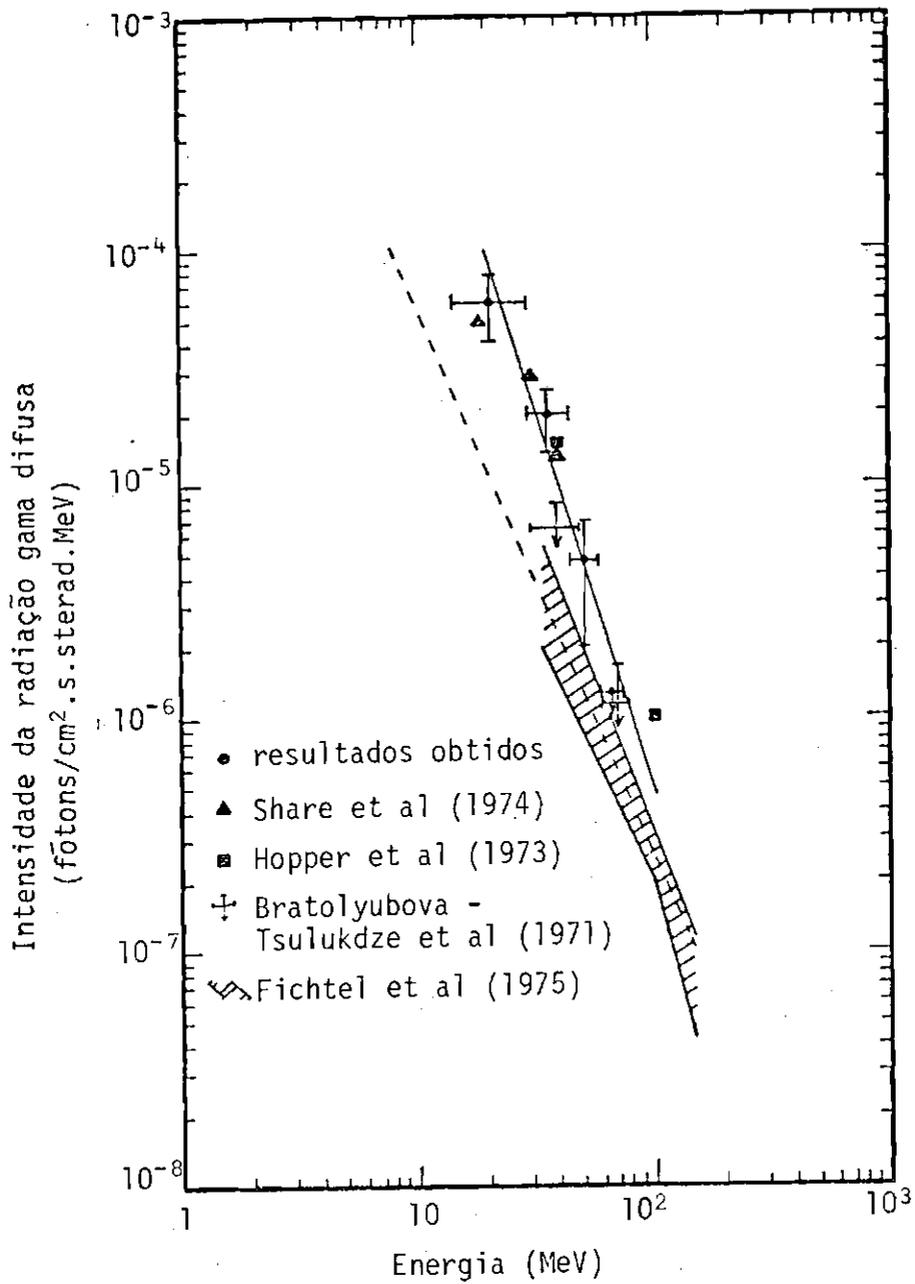


Fig. X.1 - Espectro de energias da radiação gamade origem difusa, mostrando resultados obtidos nesta e em outras experiências.

- A linha contínua representa o melhor ajuste aos pontos experimentais e a linha tracejada representa a curva espectral válida para energias abaixo de 1 MeV e acima de 100 MeV.

Os valores do fluxo da radiação gama de origem difusa, aqui calculados para o intervalo de energias de 15 a 75 MeV, concordam razoavelmente com os valores obtidos, nesta faixa, por outros pesquisadores. Com relação à curva interpolada, nota-se que a intensidade desta radiação, obtida experimentalmente, em torno de 15 MeV é uma ordem de grandeza maior do que o valor dado por aquela curva.

Este fato, mais a discrepância obtida entre os índices espectrais das curvas experimental e extrapolada mostram que a curva, representando o espectro da radiação gama difusa na faixa de médias energias, não pode ser obtida simplesmente pela extrapolação da curva espectral válida para baixas energias.

Stecker (1973) sugeriu que a diminuição na inclinação da curva espectral em torno de 1 MeV e o aumento da sua inclinação em torno de 40 MeV fosse devido ao processo de decaimento dos mésons  $\pi$  neutrons produzidos por interações nucleares entre os raios cósmicos e os núcleos do gás ambiente, ou por aniquilação matéria-antimatéria.

Embora este processo produza fótons gama com energias em torno de 70 MeV (Capítulo II), ele pode contribuir para o espectro medido em energias de até 1 MeV. Este fato é devido à expansão do universo, cujo efeito resultante é a diminuição da energia do fóton produzido inicialmente, em virtude do efeito Doppler.

## 10.2 - DEPENDÊNCIA LONGITUDINAL DA COMPONENTE DIFUSA DA RADIAÇÃO GAMA DE MÉDIA ENERGIA

Com relação à variação da componente difusa da radiação gama com a longitude galáctica, os dados obtidos pelo satélite SAS-2 (Fichtel et al. 1977) para o plano galáctico mostram um máximo de intensidade na direção do centro galáctico, decrescendo à medida que se dirige para o antcentro. Em direções intermediárias, aparecem alguns picos sugerindo a existência de fontes localizadas de radiação gama.

A Figura X.2 é um histograma representando o número de fótons gama de origem difusa, observados em função da longitude galáctica. Além desses valores obtidos nesta experiência, a figura mostra alguns resultados obtidos com o satélite SAS-2 no intervalo de energias entre 35 e 100 MeV.

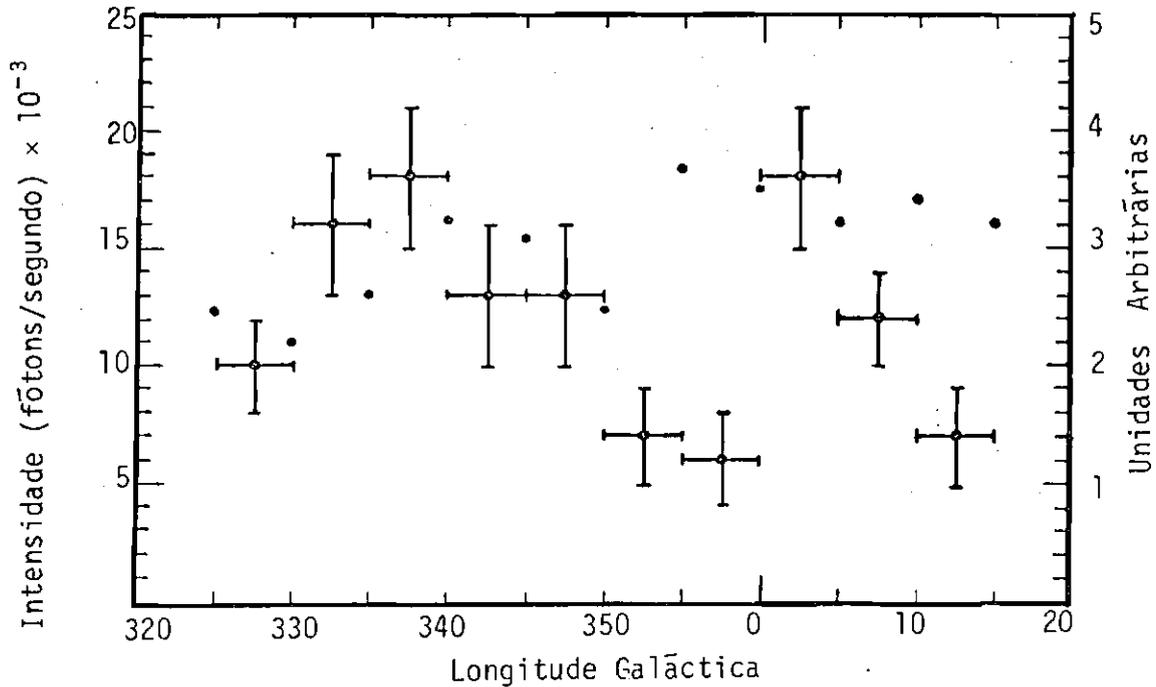


Fig. X.2 - Dependência da radiação gama de origem difusa em função da longitude galáctica.

- Os pontos com as barras de erro são os resultados experimentais medidos em unidades (FÓTONS/S) × 10<sup>-3</sup>, e os pontos isolados referem-se aos dados do satélite SAS-2 medidos em unidades arbitrárias.

Todavia, ambos os resultados não podem ser comparados diretamente por envolverem intervalos diferentes de latitudes galácticas. Nesta experiência o balão deslocou-se, em latitude, no intervalo de 35<sup>o</sup> a -10<sup>o</sup>, ao passo que os dados do SAS-2 foram obtidos para o plano galáctico com as latitudes integradas no intervalo de -10<sup>o</sup> a 10<sup>o</sup>. Em outras palavras, os dados colhidos nesta experiência não são totalmente

provenientes do plano galáctico, como é o caso dos dados do satélite SAS-2. Este fato explica a discrepância encontrada entre os resultados mostrados na Figura X.2 relativos às duas experiências.

Esses resultados mostram um pico na posição com as coordenadas  $b^{\text{II}} \sim 10^{\circ}$  e  $l^{\text{II}} \sim 2^{\circ}$  e um decréscimo em torno desta longitude galáctica. Este pico pode ser explicado pela proximidade desta região com o centro galáctico, de onde se espera um incremento no fluxo da radiação gama. Por outro lado, à medida que se afasta do plano galáctico, a intensidade da radiação gama decresce de um valor máximo até um valor mínimo em  $b^{\text{II}} \sim 45^{\circ}$ . Este comportamento é verificado independentemente do intervalo de longitude considerado, embora os valores máximos das intensidades detectadas sejam diferentes em cada caso.

A ocorrência de um patamar em  $b^{\text{II}} \sim 45^{\circ}$  para a intensidade da radiação gama de origem difusa sugere a existência de duas componentes responsáveis pelo fluxo desta radiação. Uma delas está concentrada ao longo do equador galáctico e é claramente de origem galáctica, e a outra é isotrópica com possível origem extragaláctica (Kraushaar et al., 1972).

Este comportamento observado para a radiação gama difusa não explica o outro pico, verificado nos resultados experimentais, obtido na região com coordenadas  $b^{\text{II}} \sim 35^{\circ}$  e  $l^{\text{II}} \sim 335^{\circ}$ . Este pico, com uma largura considerável, pode ser devido a alguma fonte puntual ou extensa já existente. A impossibilidade de determinar a dimensão angular da possível fonte presente nesta região, reside no fato do ângulo de abertura do detector ser relativamente grande ( $\sim 30^{\circ}$ ).

### 10.3 - ESPECTRO DA RADIAÇÃO GAMA DE ORIGEM DIFUSA EM FUNÇÃO DA LATITUDE GALÁCTICA

Nas Figuras IX.17 apresentam-se os espectros de energia da radiação gama difusa entre 15 e 75 MeV, para quatro intervalos de la

titudes galáctica. Cada um dos intervalos apresenta uma largura de  $10^\circ$ , abrangendo, no total, as latitudes desde  $-5^\circ$  até  $35^\circ$ ,

Para uma dada energia, a intensidade da radiação gama de média energia de origem difusa não varia, acentuadamente, de um intervalo para outro de latitude, com exceção do intervalo  $15^\circ \leq b^{\text{II}} \leq 25^\circ$ . Aí, para uma dada energia, a intensidade desta radiação chega a ser três vezes menor do que aquelas medidas nos outros intervalos. A intensidade relativamente baixa da radiação proveniente desta região pode ser devido à pequena quantidade de material galáctico existente nesta direção.

Considerando-se o espectro da radiação gama difusa como sendo da forma  $J \propto E^{-\Gamma}$ , encontra-se para os intervalos  $5^\circ \leq b^{\text{II}} \leq 15^\circ$ ,  $15^\circ \leq b^{\text{II}} \leq 25^\circ$  e  $25^\circ \leq b^{\text{II}} \leq 35^\circ$  índices espectrais cujos valores são -3,3; -3,1 e -2,7, respectivamente (Figura X.3). Estes resultados sugerem um aumento da inclinação da curva espectral à medida que se aproxima do plano galáctico, ou, em outras palavras, este comportamento significa que a altas latitudes o espectro de radiação gama de origem difusa torna-se um "espectro mole".

O decréscimo observado nesta experiência, da inclinação da curva espectral à medida que se dirige para os polos galácticos, está de acordo com os resultados obtidos por Kraushaar et al. (1972) para energias acima de 50 MeV.

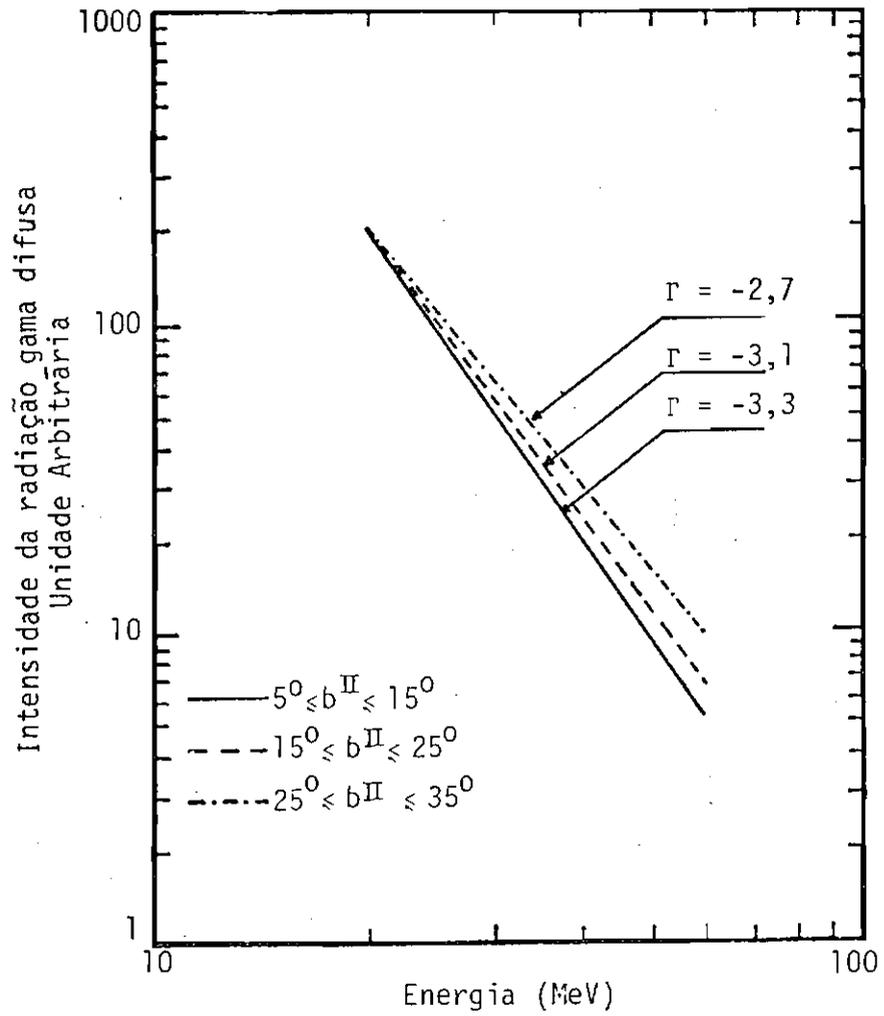


Fig. X.4 - Variação da inclinação da curva espectral da radiação gama de origem difusa com a latitude galáctica.

## CAPÍTULO XI

### CONCLUSÕES

Baseando-se nos resultados obtidos acerca da radiação  $\gamma$  de origem difusa, com energias entre 15 e 75 MeV, pode-se apresentar as seguintes conclusões:

1) O espectro de energias dos raios  $\gamma$  no intervalo de 1 MeV até 150 MeV não pode ser representado por uma lei de potências com um único índice espectral.

2) Considerando-se a interpolação à faixa de médias energias, da curva espectral válida para energias abaixo de 1 MeV e acima de 100 MeV, os resultados aqui obtidos sugerem a existência de um mecanismo que contribui eficazmente para a produção de raios  $\gamma$  com energias em torno de 10 MeV. De acordo com Stecker (1973), este mecanismo consiste no decaimento de mésons  $\pi^0$  produzidos através de reações nucleares, ou por aniquilamento matéria-antimatéria.

3) A intensidade dos raios  $\gamma$  de origem difusa, com energias entre 15 e 75 MeV, apresenta uma dependência com a latitude e longitude galáctica, sendo o centro galáctico a região que emite o maior fluxo desta radiação.

4) A inclinação da curva espectral dos raios  $\gamma$  de origem difusa, com energias entre 15 e 75 MeV, diminui à medida que se afasta do plano galáctico.

5) A existência de alguma possível fonte localizada de radiação  $\gamma$ , no intervalo de energias considerado, não pôde ser confirmada em virtude do ângulo de abertura do detector ser relativamente grande.



## AGRADECIMENTOS

Sinceros agradecimentos a todos aqueles que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

Em particular, ao Dr. Kalvala Ramanuja Rao pela orientação paciente e atenciosa dispensada, sem a qual este trabalho não se realizaria.

Aos doutores Daniel Jean Roger Nordemann, Inácio Malmonge Martin, José Augusto Bittencourt, Renê Adalid Medrano e Rodolpho Vithena de Moraes pelas sugestões apresentadas.

Ao Dr. Donald A. Kniffen, do Goddard Space Flight Center, pela realização do vôo e pelos dados cedidos ao INPE.

À Srta. Regina Lúcia de Souza Bruno, pelo paciente trabalho de datilografia, colagens e organização final.

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

- AGRINIER, B.; FORICHON, M.; LERAY, J.P.; PARLIER, B.; MOTMERLE, T.; BOELLA, G.; MARASCHI, L.; SACCO, B.; SCARSI, L.; DA COSTA, J.M.; PALMEIRA, R. Diffuse cosmic gamma-ray background above 20 MeV. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 13., Denver, CO, 1973. Conference Papers. Denver, CO, University of Denver, 1973, v.1, p. 8-13.
- BETHE, H.A. Moliere's theory of multiple scattering. *Physical Review*, 89 (6): 1256-1266, Mar., 1953.
- BETHE, H.A.; HEITLER, W. ON the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proceeding of Royal Society of London*, A 146: 83-112, Jan., 1934.
- BEUERMANN, K.P. Secondary electrons and photons in the upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 76 (19): 4291-4310, July, 1971.
- BRATOLYUBOVA-TSULUKIDZE, L.S.; GRIGOROV, N.L.; KALINKIN, L.F. MELIORANSKIY, A.S.; PRYAKLIN, Y.A.; SAVENKO, I.A.; YUFARKIN, V.Y. Measurement of high-energy  $\gamma$ - quantum fluxes in primary cosmic rays on the Cosmos-208 satellite. *Geomagnetism and Aeronomy*, 11 (4): 499-502, Mar., 1971.
- CAVALLO, G.; GOULD, R.J. The neutral pion decay and the gamma radiation from our galaxy. *Il Nuovo Cimento*, 2B (1): 77-92, Mar, 1971.
- CHATTERJEE, S.; PRICE, B. Simple linear regression. ———. Regression analysis by example. New York, N.Y., John Wiley & Sons, c 1977. cap.1, p.1 - 10.

- CLAVERIE, A. *Spectrométrie du rayonnement gamma (> 50 MeV). Application au rayonnement d'origine atmosphérique.* Tese de Douto ramento em Ciência Espacial. Toulouse, Faculté des Sciences de l'Université de Toulouse, 1970.
- DAMLE, S.V.; DANIEL, R.R.; JOSEPH, G.; LAVAKARE, P.J. Cosmic flux of low energy gamma-rays. *Astrophysics and Space Science*, 14(1):473-479, Aug., 1971.
- DANIEL, R.R.; JOSEPH, G.; LAVAKARE, P.J. Diffuse cosmic gamma-rays observed at an equatorial balloon altitude. *Astrophysics and Space Science*, 18(1):462-467, July, 1972.
- DANIEL, R.R.; STEPHENS, S.A. Cosmic ray produced electrons and gamma rays in the atmosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 12(2):233-258, May, 1974.
- ENGE, H.A.; WEHR, M.R.W.; RICHARDS, J.A.R. Waves and particles. In: ———. *Introduction to atomic physics.* Massachusetts, Addison-Wesley, C. 1972. Cap.5, p.115-130.
- EVANS, R.D. Statistical fluctuations in nuclear processes. In: ———. *The atomic nucleus.* New York, N.Y., Mc Graw-Hill, c 1955. cap.26, p.746-771.
- FEENBERG, E.; PRIMAKOFF, H. Interaction of cosmic-ray primaries with sunlight and starlight. *Physical Review*, 73(5):449-469, Mar., 1948.
- FELTEN, J.E.; MORRISON, P. Recoil photons from scattering of starlight by relativistic electrons. *Physical Review Letters*, 10(10):453-457. May, 1963.
- FICHEL, C.E.; KNIFFEN, D.A.; HARTMAN, R.C. Celestial diffuse gamma radiation above 30 MeV observed by SAS-2. *The Astrophysical Journal*, 186(3): L 99, Dec., 1973.

FICHTEL, C.E.; KNIFFEN, D.A. Gamma ray astronomy. In: FRANK, B.M.; FICHTEL, C.E. *High energy particles and quanta in astrophysics*. Cambridge, MIT Press, c 1974, cap. 9, p.428-434.

FICHTEL, C.E.; HARTMAN, R.C.; KNIFFEN, D.A.; THOMPSON, D.J.; BIGNAMI, G.F. High energy gamma ray results from the second small astronomy satellite. *The Astrophysical Journal*, 198(1):163-182, May, 1975.

FICHTEL, C.E.; KNIFFEN, D.A.; HARTMANN, R.C.; THOMPSON, D.J.; OGELMAN, H.; OZEL, M.; TUMER, T. Celestial diffuse gamma-ray emission observed by SAS-2 and its interpretation. In: ESLAB SYMPOSIUM ON RECENT ADVANCES IN GAMMA-RAY ASTRONOMY, 12., Frascati, Italy, 1977. Proceedings. Paris, ESA, 1977. p.191-199. (ESA SP124).

FICHTEL, C.E.; KNIFFEN, D.A.; THOMPSON, D.J. SAS-2 gamma-ray results from the galactic plane and their implications for galactic structure and galactic cosmic-ray dynamics. In: ESLAB SYMPOSIUM ON RECENT ADVANCES IN GAMMA-RAY ASTRONOMY, 12., Frascati, Italy, 1977. Proceedings. Paris, ESA, 1977. p.95-104 (ESA SP124).

FICHTEL, C.E.; SIMPSON, G.A.; THOMPSON, D.J. Diffuse gamma radiation. Greenbelt, MD, GSFC, 1977. (GSFC X-662-77-271).

FOWLER, P.H. Nuclear transmutations produced by cosmic-ray particles of great energy. *Philosophical Magazine*, 41(2):169-184, June, 1950.

GOUDSMIT, S.; SANDERSON, J.L. Multiple scattering of electrons. *Physical Review*, 57(1):24-29, Jan., 1940.

HAYAKAWA, S. Propagation of the cosmic radiation through interstellar space. *Progresses of Theoretical Physics*, 8:571-572, Nov, 1952.

HEITLER, W. *The quantum theory of radiation*. 2. ed. London, Oxford Press, 1936.

- HOPPER, V.D.; MACE, O.B.; THOMAS, J.A.; ALBATS, P.; FRYE, G.M.; THOMPSON, G.B.; STAIB, J.A. Upper limit to the cosmic diffuse gamma ray flux at 40-100 MeV. *The Astrophysical Journal*, 186 (2): L55-L58, Dec., 1973.
- HUTCHINSON, G.W. On the possible relation of galactic radio noise to cosmic rays. *Philosophical Magazine*, 43 (2): 847-852, May, 1952.
- JOHNS, H.E.; CUNNINGHAM, J.R. The absorption of radiation. In: ——— *The physics of radiology*. Charles C Thomas, Springfield, c 1974. cap.5, p. 135-171.
- KNIFFEN, D.A. A search for gamma-rays from the crab nebula using a digitized spark chamber. Greenbelt, M.D., NASA. GSFC, 1969 (NASA TR R-308).
- KNIFFEN, D.A. Gamma-ray telescopes. In: Stecker, F.W. *Cosmic gamma-rays*. Washington, D.C., NASA. GSFC, 1971. p.225-243. (NASA SP-249).
- KNIFFEN, D.A.; BERTSCH, D.L.; MORRIS, D.J.; PALMEIRA, R.A.R.; RAO, K.R. Gamma-ray astronomy in the medium energy (10-50 MeV) range. In: ESLAB SYMPOSIUM ON RECENT ADVANCES IN GAMMA-RAY ASTRONOMY, 12., Frascati, Italy, 1977. Proceedings. Paris, ESA, 1977. p.117-124 (ESA SP124).
- KNIFFEN, D.A.; BERTSCH, D.L.; MORRIS, D.J.; PALMEIRA, R.A.R.; RAO, K.R. Observations of medium-energy gamma-ray emission from the galactic center region. *The Astrophysical Journal*, 255 (15): 591-598, Oct., 1978.
- KNOLL, G.F. *Radiation detection and measurement*. 1. ed. New York, John Wiley & Sons, 1979.

- KOGA, R. *Cosmic and atmospheric gamma-ray from 3 to 15 MeV*. Tese de Doutoramento em Astronomia e Astrofísica. Riverside, University of California, 1974.
- KRAUSHAAR, W.L.; CLARK, G.W.; GARMIRE, G.P.; BORKEN, R.; HIGBIE, P.; LEONG, V.; THORSOS, T. High energy cosmic gamma-ray observations from the OSO-3 satellite. *The Astrophysical Journal*, 177(2):341-363, Oct., 1972.
- LANG, K.R. Astrometry and cosmology. In: ———. *Astrophysical formulae*. New York, N.Y., Springer-Verlag, c 1974. cap.5, p.497-506.
- MOLIERE, G. Theorie der strennung schneller geladener teilchen. *Zeitschrift fur Naturforschung*, 2(A):133-145, Mar., 1947.
- MOTZ, J.W.; OLSEN, H.A.; KOCH, H.W. Pair production by photons. *Review of Modern Physics*, 41(4):581-639, Oct. 1969.
- OLSEN, H. Opening angles of electron-positron pairs. *Physical Reviews*, 131(1):406-415, July, 1963.
- PERKINS, D.H. Experimental methods. In: ———. *Introduction to high energy physics*. Massachusetts, Addison-Wesley, c 1972, cap.2, p.25-41.
- PETERSON, L.E. The 0.5 - MeV gamma-ray and the low energy gamma-ray spectrum to 6 grams per square centimeter over Minneapolis. *Journal of Geophysical Research*, 68(4):979-987, Feb., 1963.
- PINKAU, K. The measurement of multiple scattering of track direction and position in spark chambers. *Nuclear Instruments and Methods*, 48:173-174, Sept., 1967.

PRICE, W.J. The Geiger-Muller counter. In: ———. *Nuclear radiation detection*. New York, N.Y., Mc Graw-Hill, c 1964. cap.5, p.115-143.

———. Proportional counters. In: ———. *Nuclear radiation detection*. New York, N.Y. McGraw-Hill, c 1964. cap.6, p.144-158.

———. Scintillation detectors. In: ———. *Nuclear radiation detection*. New York, N.Y., McGraw-Hill, c.1964. cap.7, p.159-211.

———. Semiconductor radiation detectors. In: ———. *Nuclear radiation detection*. New York, N.Y. McGraw-Hill, c.1964, cap.8, p.212-266.

ROSSER, W.G.V. *Introductory relativity*. London, Butterworths, 1967.

ROSSI, B. Theory of electromagnetic interactions. In: *High energy particles*. Englewood Cliff, N.J., Prentice-Hall, c 1952. cap.2. p.10-90.

SCHONFELDER, V.; LICHTI, G. Measurement of the diffuse primary gamma-ray spectrum in the MeV-range. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 13, Denver, CO., 1973. Conference Papers. Denver, CO., University of Denver, 1973, v.1, p.1-6.

SCHONFELDER, V. Discrete gamma-ray sources ( $E < 30$  MeV). Presented to the symposium on Non-Solar Gamma-Rays held at Bangalore, India, May 30, 1979. p.1-13.

SCOTT, W.T. Mean value calculations for projected multiple scattering. *Physical Review*, 85(2):245-248, Jan., 1952.

SHARE, G.H.; KINZER, R.L.; SEEMAN, N. Diffuse cosmic gamma radiation above 10 MeV. *The Astrophysical Journal*, 187(1):511-519, Feb., 1974.

- SHEA, M.A.; SMART, D.F. Tables of asymptotic directions and vertical cutoff rigidities for a five degree by fifteen degree world grid as calculated using the international geomagnetic reference field for epoch 1975. Hanscom, Massachusetts, Air Force Cambridge Research Laboratories, 1975. (AFCRL-TR-0185).
- STECKER, F.W. Cosmic gamma rays. Washington, D.C., Baltimore. NASA, 1971. (NASA SP-249).
- . Diffuse cosmic gamma rays: Present status theory and observations. *Nature; Physical Science*, 241(105):47-77, Jan., 1973.
- . Gamma ray astrophysics. In: NATO ADVANCED STUDY INSTITUTE. *Origin of Cosmic Rays* held in Durhan, England, Aug., 26 - Sept. 6, 1974. Proceedings. Dordrecht, D. Reidel, c. 1975. p.267-334. (NATO Advanced Study Institutes Series).
- TUCLER, W.H. Bremsstrahlung and collision Losses. In: —— *Radiation processes in astrophysics*. Cambridge, MIT Press, c 1975. cap.5, p.182-190.
- VERMA, S.D. Measurement of the charged splash and re-entrant albedo of the cosmic radiation. *Journal of Geophysical Research*, 72(3):915-925. Feb., 1967.
- WOOLARD, E.W.; CLEMENCE, G.M. Celestial coordinate systems. In: —— *Spherical astronomy*. New York, N.Y., Academic Press, c. 1966. cap. 2. p.14-30.
- . The geometric aspects of the celestial sphere in relation to geographic position. In: —— *Spherical astronomy*. New York, N.Y., Academic Press, c. 1966. cap. 3, p.31-61.
- . Celestial coordinate systems. In: —— *Spherical astronomy*. New York, N.Y., Academic Press, c 1966. cap.15, p.335-360.