

# Remedições e Análise de alguns Eventos Exóticos em Interações Hadrônicas de Altas Energias.

**PAULO CÉSAR BEGGIO**

Tese apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre em Física.

Universidade Estadual de Campinas  
Campinas - São Paulo  
Março de 1.994

*Este exemplar corresponde à redação final da tese de mestrado defendida pelo Sr. Paulo César Beggio e aprovada pela Comissão Julgadora.*

*Ed. H.*  
orientador



**...viver não é necessário, necessário é criar.**

**F. Pessoa**

**Dedico a meus pais,**

**Adelaide e Sylvio,**

**que me ensinaram a importância do trabalho contínuo e de  
acreditar no caminho escolhido.**

## **AGRADECIMENTOS.**

Ao Professor Dr. Edison H. Shibuya pela orientação e sugestão do tema.

Aos membros da Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos, especialmente ao Professor Dr. Akinori Osawa pelas discussões e amizade.

Às técnicas do grupo de Emulsões Analzira O. Carvalho (c1), Maria Divanilde D. Marques (cs2) e Rosângela de Oliveira (csm3) pelo importante auxílio nas realizações das medidas e formação do banco de dados.

Aos amigos do Departamento de Raios Cósmicos César, Conceição e Sergio Barroso pela ajuda nos problemas computacionais e em especial ao José Carlos pela amizade e companheirismo.

Ao corpo Docente e Funcional do Departamento de Raios Cósmicos com um abraço para a Sandra e D. Sebastiana.

A meus irmãos Silvia e Luis Antonio pelo incentivo e companheirismo.

Aos amigos João Antonio e Valéria e aos tios Alice e José Gimenes por terem me estendido a mão nos momentos mais difíceis dessa jornada. A vocês minha mais profunda gratidão.

**Este trabalho foi realizado no Departamento de Raios C3smicos do Instituto de F3sica Gleb Wataghin com o apoio financeiro do Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento (CNPq), da Funda33o de Amparo 3 Pesquisa do Estado de S3o Paulo (FAPESP) e da Comiss3o Nacional de Energia Nuclear (CNEN).**

## **Resumo**

Efetuuou-se remedições da densidade ótica (opacidade), que conduz a obtenção da energia, e das coordenadas cartesianas de duas interações nucleares em particular.

São analisados alguns aspectos das partículas produzidas nessas interações e comparados com os de outras interações também por nós detectadas e medidas. Verifica-se então, que essas duas interações nucleares apresentam características exóticas, própria do fenômeno Centauro.

## **Abstract**

New measurements of optical density (darkness) and energy determination and also cartesian co-ordinates of two nuclear interactions were realized.

Some aspects of these particles created in this interactions are investigated and compared with other interactions wich we had already detected and measured. Then we verify two nuclear interactions with exotics characteristics typical of the Centauro phenomenon.

# INDICE

Introdução	5
CAPÍTULO:	
I- Descrição do Aparato Experimental.	
I - 1.1 - Câmara de Emulsões Nucleares	6
I - 1.2 - Características da Câmara de Emulsões	16
I - 1.3 - Características da Câmara de Emulsões	21
II - Algumas considerações sobre a Radiação Cósmica.	
II - 1.1 - Chuveiro Eletromagnético	9
II - 1.2 - Sobre as Interações	9
II - 1.3 - Interações 'Normais' da Radiação Cósmica	10
II - 1.4 - Interações 'Exóticas' da Radiação Cósmica	10
III - Grandezas mensuráveis em experiências com Câmaras de Emulsões e o processo de Fotometria.	
III - 1.1 - Medidas por Fotometria	11
III - 1.2 - Determinação da Energia	13
III - 1.3 - Coordenadas Cartesianas	14
III - 1.4 - Ângulo zenital e projeção no plano ortogonal à direção de movimento do estado intermediário	17
III - 1.5 - Cálculo do Centro Ponderado de Energia	17
III - 1.6 - Cálculo da altura onde ocorreu a Interação	18
III - 1.7 - Ângulo de emissão das partículas secundárias produzidas	19
III - 1.8 - Momento linear transversal	19
IV - Análise dos dados obtidos.	
IV - 1.1 - Identificação de gamas e hádrons	20
IV - 1.2 - Espectros Energéticos Integrais de gamas e hádrons juntos	21
V - Análise da FAMÍLIA detectada na Câmara de Emulsões	
V - 1.1 - Partícula Sobrevivente	25
V - 1.2 - Identificação de gamas e hádrons	25
V - 1.3 - Espectros Energéticos Integrais	25
V - 1.4 - Momento linear transversal	31

## **VI - Análise da SUPER-FAMÍLIA detectada na Câmara de Emulsões 21.**

<b>VI - 1.1 - Identificação de gamas e hádrons</b>	<b>33</b>
<b>VI - 1.2 - Espectros Energéticos Integrais</b>	<b>33</b>

## **VII - Análise dos Espectros Energéticos Integrais de gamas e hádrons isolados e comparação entre os vários resultados.**

<b>VII - 1.1 - Espectros Energéticos Integrais dos gamas e hádrons isolados</b>	<b>37</b>
<b>VII - 1.2 - Comparação entre a FAMÍLIA CE-16, SUPER-FAMÍLIA CE-21 e outras famílias</b>	<b>39</b>
<b>VII - 1.3 - Correlação entre <math>N_h</math> e <math>q_h</math></b>	<b>40</b>

## **VIII - Síntese dos resultados e CONCLUSÕES**

<b>VIII - 1.1 - Síntese dos resultados</b>	<b>43</b>
<b>VIII - 1.2 - CONCLUSÕES</b>	<b>44</b>

## **APÊNDICES:**

<b>A - Efeito Landau</b>	<b>45</b>
<b>    influência da estrutura da Câmara na determinação da Energia</b>	<b>45</b>
<b>B - Estimativas pelo método de Máxima Verosimilhança</b>	<b>48</b>
<b>Referências</b>	<b>50</b>



# INDICE DE FIGURAS

Figura:

I.1 - Microfotografias dos grãos de Haletto de Prata em filmes de Raio-X	7
III.1 - Curvas para filmes tipo N e RR baseadas no modelo "One Hit"	12
III.2.a - Curva de Transição simples	15
III.2.b - Curva de Transição com dois máximos	15
III.2.c - Curvas de Transições Padrões da Câmara de Emulsões 21	16
IV.1 - Espectro Energético Diferencial de gamas e hádrons juntos da FAMÍLIA CE-16	22
IV.2 - Espectro Energético Diferencial de gamas e hádrons juntos da SUPER-FAMÍLIA da CE-21	23
IV.3 - Espectro Energético Diferencial de gamas e hádrons juntos das FAMÍLIAS SIMPLES	23
IV.4 - Espectros Energéticos Integrais de gamas e hádrons juntos da FAMÍLIA da CE-16, SUPER-FAMÍLIA CE-21 e FAMÍLIAS SIMPLES	24
V.1 - Espectro Energético diferencial dos hádrons da FAMÍLIA DA CE-16	26
V.2 - Diagrama de Alvo Corrigido da Família da CE-16	27
V.3 - Espectros Energéticos Integrais dos gamas e dos hádrons da FAMÍLIA CE-16	28
V.4 - Estimativas para $\beta_h$ para várias energias de corte	29
V.5 - Estimativas para $\beta_\gamma$ para várias energias de corte	30
V.6 - Comparações entre as várias estimativas de $\beta_h$ e $\beta_\gamma$ para as mesmas energias de corte	30
V.7 - Espectro Diferencial de momentos transversais dos hádrons da FAMÍLIA CE-16	31
V.8 - Espectro Integral de momentos Transversais dos hádrons da FAMÍLIA CE-16	32

VI.1 - Espectros Integrais dos gamas e dos hádrons da SUPER-FAMÍLIA CE-21	34
VI.2 - Estimativas de $\beta_h$ para várias energias de corte	35
VI.3 - Estimativas de $\beta_\gamma$ para várias energias de corte	35
VI.4 - Comparações entre as várias estimativas de $\beta_h$ e $\beta_\gamma$ para as mesmas energias de corte	36
VII.1 - Espectros Energéticos Integrais dos gamas e dos hádrons isolados	37
VII.2 - Comparações entre as estimativas de $\beta_h$ e $\beta_\gamma$ para várias energias de cortes, das Famílias ANDROMEDA, MA-III E URSA MAIOR	39
VII.3 - Comparações entre $\Sigma E_\gamma$ e $\Sigma E_h^{(*)}$ dos eventos Andromeda, MA-III e Ursa Maior	41
VII.4 - Comparações entre $\Sigma E_\gamma$ e $\Sigma E_h^{(*)}$ da FAMÍLIA CE-16 e SUPER-FAMÍLIA CE-21	41
VII.5 - Correlação $N_h \times q_h$ para a FAMÍLIA CE-16 e SUPER-FAMÍLIA CE-21	42
VII.6 - Correlação para dados simulados pressupondo modelo normal de produção de mésons e composição primária	42

## Introdução

Têm sido detectados em experiências com câmaras de emulsões eventos com características exóticas e ao qual denomina-se espécies CENTAURO.

Nos últimos vinte anos observaram-se, através de pesquisa com Radiação Cósmica, vários eventos que foram classificados como tipo CENTAURO. Tentativas foram feitas para detectar o fenômeno em Aceleradores de Partículas, todavia, até o momento não obteve-se êxito.

Várias hipóteses foram propostas para explicar o fenômeno. Dentre elas podemos destacar a de Bjorken e McLerran que estudaram a possibilidade do fenômeno CENTAURO ser iniciado devido a explosão de um globo metaestável de matéria hadrônica altamente comprimida que estaria presente na composição primária da Radiação Cósmica [15].

Panagiotou, Petridis e Vassiliou, por sua vez apresentaram um modelo onde o fenômeno seria originado na colisão de um núcleo de massa intermediária, constituinte da Radiação Cósmica, com um núcleo de  $N^{14}$ , havendo pequena mudança da entropia, volume e temperatura da bola de fogo durante transição de fase para a matéria quark num sistema nuclear altamente denso [16].

Outra hipótese de interpretação do fenômeno foi comunicada por Pratt e Zelevinsky, onde estaria ocorrendo a formação de píons através do canal sigma com inversão da distribuição de isospin [17].

Convém ainda mencionar a opinião de M.Takatani. Segundo ele o fenômeno CENTAURO está sugerindo a existência de novos graus de liberdade da matéria, ainda desconhecidos para nós [18].

Tornou-se então interessante remedir alguns dos eventos com características exóticas e cujos resultados experimentais foram obtidos através do uso de um Fotodensitômetro com precisão micro-métrica no tocante ao registro das coordenadas cartesianas.

# I - Descrição do Aparato Experimental.

## I - 1.1 - CÂMARAS DE EMULSÕES NUCLEARES.

O presente trabalho baseia-se em informações obtidas através de experiências com câmaras de emulsões nucleares.

As câmaras de emulsões que utilizamos consistiram de uma estrutura onde podemos destacar 4 partes, a saber:

- 1 - DETECTOR SUPERIOR,
- 2 - ALVO,
- 3 - ÁREA LIVRE e
- 4 - DETECTOR INFERIOR.

Nos detetores superiores e inferiores alternamos material fotosensível, ou seja, placas de emulsões nucleares e filmes de Raio-X com material freador. Em nossas experiências têm sido utilizado chumbo como material freador.

No detector superior podem ser detectados gamas e hádrons provenientes de interações nucleares ocorridas na atmosfera (denominadas A-jatos). Também podem ocorrer interações no chumbo ou no alvo, nesse último caso os produtos da interação serão detectados na câmara inferior. A área livre tem a finalidade de propiciar a separação dos gamas produzidos nas interações, possibilitando assim melhor identificação e análise dos núcleos dos chuveiros nas placas de emulsões nucleares. Denominamos núcleo do chuveiro o sinal deixado nas placas de emulsões devido à passagem do chuveiro eletromagnético através da mesma.

A emulsão nuclear é composta de grãos de Brometo de Prata em suspensão numa gelatina à base de proteína animal cobrindo uma das faces de uma base rígida de plástico [1].

Uma partícula eletricamente carregada ao atravessar uma placa de emulsão nuclear deixa registrada sua trajetória no interior da mesma. Após o processamento químico de revelação [2] e utilizando microscópio ótico, essa trajetória torna-se visualizável. O limiar de detecção é de aproximadamente 500 GeV.

O filme de Raio-X consiste de uma película fotosensível que contém grãos de Haleto de Prata cobrindo ambos os lados de uma base de celulóide. À passagem de uma partícula carregada pequenas regiões em cada grão serão excitadas, resultando no escurecimento do grão, ou parte dele, quando da revelação. Assim teremos uma amplificação no tamanho do grão que estamos tratando. O sinal deixado pela passagem de um chuveiro eletromagnético através dos filmes de Raio-X será observado como pequena mancha escura. O limiar de detecção para o filme de Raio-X é de 1~2 TeV.

Utilizam-se 2 tipos de filmes de Raio-X, denominados tipo N e tipo RR. Os filmes tipo RR possuem grãos de Haleto de Prata com diâmetros médios menores que os filmes tipo N. As microfotografias seguintes mostram os grãos de Haleto de Prata nos filmes, figura I.1.

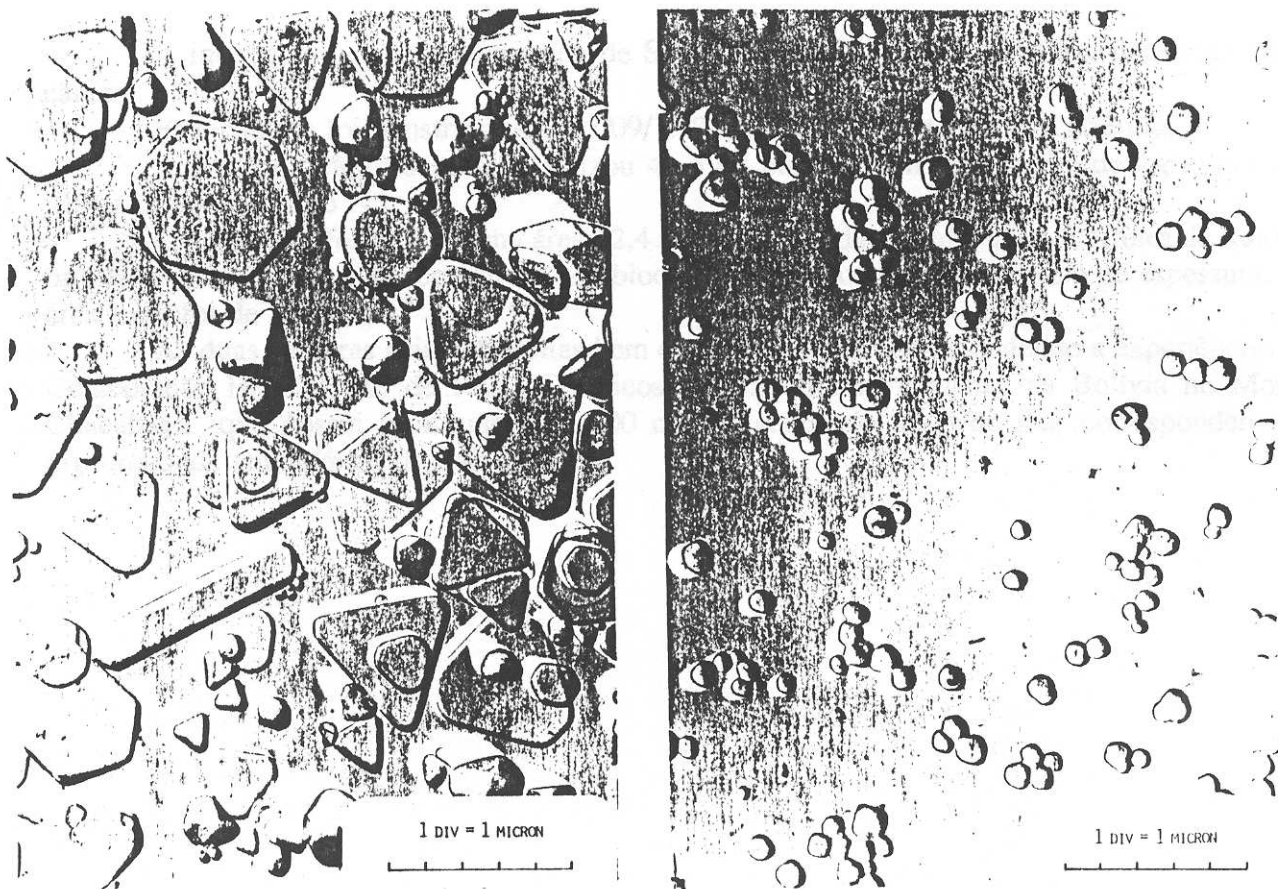


Figura I.1 - Microfotografias dos grãos de Haleto de Prata nos filmes tipo N (esquerda) e RR (direita).

### I - 1.2 - CARACTERÍSTICAS DA CÂMARA DE EMULSÕES NÚMERO 16 (CE-16).

Nessa câmara foi detectada a interação nuclear denominada, neste trabalho, de **FAMÍLIA da CE-16**.

A CE-16 foi construída em 25/03/1.971 e ficou exposta durante 370 dias.

A área total do detector superior foi de 44,2 m<sup>2</sup> com uma espessura de 7,8 cm de chumbo e 6 filmes de Raio-X tipo N. Utilizou-se também filmes tipo RR inseridos em envelopes junto com os tipo N.

Já o detector inferior dessa câmara teve uma área de 20,4 m<sup>2</sup> com espessura de 15,0 cm de chumbo e 15 filmes de Raio-X tipo N.

O alvo foi uma camada de 23,0 cm de piche, enquanto que a área livre, abaixo do detector superior, mediu 158,0 cm.

### **I - 1.3 - CARACTERÍSTICAS DA CÂMARA DE EMULSÕES NÚMERO 21 (CE-21).**

A interação nuclear denominada de **SUPER-FAMÍLIA da CE-21** foi detectada nesta câmara.

Esta câmara foi construída em 05/09/1.983, ficando exposta durante 653 dias.

A área do detetor superior totalizou 41,6 m<sup>2</sup> com 7,0 cm de chumbo de espessura e 5 filmes de Raio-X tipo N.

O detetor inferior teve uma área 32,4 m<sup>2</sup> e 11,0 cm de chumbo com 10 filmes de Raio-X tipo N, enquanto o alvo foi constituído de blocos plásticos totalizando 30,0 cm de espessura. A área livre foi de 237,0 cm.

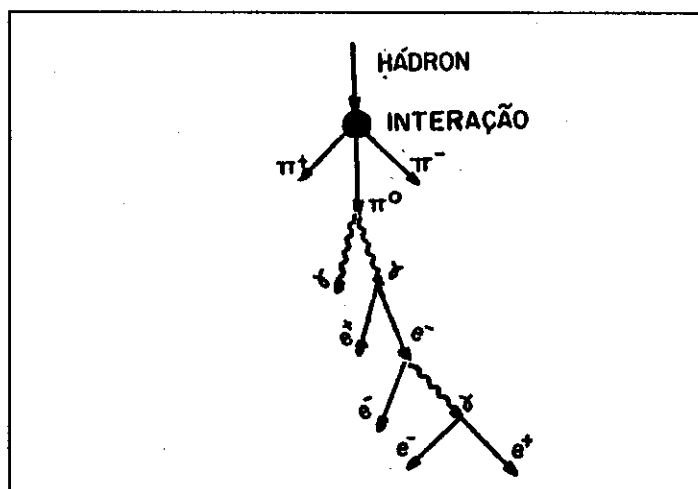
As duas câmaras acima descritas bem como as demais correspondendo a experiências da Colaboração Brasil-Japão de Raios-Cósmicos - CBJ - foram expostas na Bolívia no Monte Chacaltaya que possui a altitude de 5.200 metros acima do nível do mar correspondendo a profundidade atmosférica de 540 g/m<sup>2</sup>.

## II - Algumas considerações sobre a Radiação Cósmica.

### II - 1.1 - CHUVEIRO ELETROMAGNÉTICO.

Um gama ou elétron/pósitron altamente energético, através dos processos de criação de pares e bremsstrahlung (radiação de freamento) podem iniciar um processo de multiplicação em cascata resultando num chuveiro eletromagnético. Não será feita aqui distinção entre elétrons e pósitrons.

Os processos de criação de pares e bremsstrahlung têm maior probabilidade de ocorrerem quando gamas/elétrons atravessam materiais densos, essa é a razão de utilizarmos chumbo como material freador nas câmaras de emulsões. A figura abaixo ilustra a formação e desenvolvimento de um chuveiro eletromagnético.



### II - 1.2 - SOBRE AS INTERAÇÕES.

Incidem sobre a terra partículas e núcleos de elementos químicos provenientes, entre outras fontes, de variados processos que ocorrem nas estrelas e na superfície solar. A essas partículas denominamos de Radiação Cósmica primária.

As partículas que compõem a Radiação Cósmica primária, quando atingem a atmosfera terrestre e por ela se propagam, têm considerável probabilidade de colidirem e interagirem com núcleos atômicos dos elementos químicos presentes na atmosfera. Tais interações são acompanhadas de desintegração nuclear e produção de partículas secundárias (denominadas Radiação Cósmica secundária).

Também é possível que uma partícula primária atravesse toda a atmosfera sem interagir e venha a interagir no detector.

Algumas partículas secundárias produzidas, tais como  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ , têm tempo de vida relativamente longo, de aproximadamente  $10^{-8}$  s e poderão vir a interagir com outros núcleos atômicos atmosféricos, ou constituintes dos materiais da câmara, se nela incidirem, e conseqüentemente provocar a produção de outras partículas (outros  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ , etc.). Porém, os  $\pi^0$ 's produzidos numa interação decaem imediatamente em 2  $\gamma$ 's pois têm tempo de vida da ordem de  $10^{-16}$  s. Esses  $\gamma$ 's oriundos do decaimento dos  $\pi^0$  podem iniciar chuueiros eletromagnéticos se incidirem na câmara de emulsões. Os canais de decaimento para o  $\pi^0$  são:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (98.798 \pm 0.032\%)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^- + e^+ \quad (1.198 \pm 0.032\%)$$

Para que um  $\pi^0$  tenha probabilidade de interagir com outros núcleos atômicos é preciso que tenha livre caminho médio de decaimento maior que o livre caminho médio de interação nuclear. Para que isso ocorra é necessário que o  $\pi^0$  tenha energia da ordem de  $10^{19}$  eV, o que implica em energias da ordem de  $10^{20}$  eV, ou mais, para a partícula primária da Radiação Cósmica.

Assim, através da detecção dos chuueiros eletromagnéticos em nossas experiências, estudamos características do mecanismo de Produção Múltipla de Partículas e da estrutura nuclear.

## II - 1.3 - INTERAÇÕES 'NORMAIS' DA RADIAÇÃO CÓSMICA.

Tem sido observado nas interações nucleares, através da Radiação Cósmica primária, o fenômeno de Produção Múltipla de Partículas. Entre as partículas secundárias os  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$  são, geralmente, a maior componente, seguindo-se a produção de outros mésons.

A esse fenômeno de Produção Múltipla de Mésons denominamos de Interações Normais da Radiação Cósmica.

Características desse fenômeno foram amplamente estudados pela Colaboração Brasil-Japão, desde seu início em 1.962 [3].

## II - 1.4 - INTERAÇÕES 'EXÓTICAS' DA RADIAÇÃO CÓSMICA.

Desde que foi detectada a primeira interação nuclear classificada como exótica em 1.972 [4] e depois de eliminadas as possibilidades de erros experimentais [3], foram também observadas outras interações nucleares classificadas como exóticas. Essas interações foram denominadas tipo CENTAURO, MINI-CENTAURO, GERMINION e CHIRON pela Colaboração Brasil-Japão. Outros grupos de pesquisa, como a colaboração PAMIR (Polônia-(ex)URSS) também detectaram um evento classificado como do tipo Centauro [5].

Uma das características observadas nessas interações, que o diferencia das interações normais, foi a produção majoritária de, possivelmente, bárions e anti-bárions como partículas secundárias, sendo pequena a produção de hádrõs que decaem em gamas, ou mesmo nula.



### III - Grandezas mensuráveis em experiências com Câmaras de Emulsões e o processo de Fotometria.

#### III - 1.1 - MEDIDAS POR FOTOMETRIA.

Pode-se determinar a energia da partícula que originou um chuvaireto eletromagnético, em experiências com câmara de emulsões, através de dois métodos:

**#1 - Método de contagem do número de traços de elétrons realizada na placa de emulsão nuclear e,**

**#2 - Medida do grau de enegrecimento no filme de Raio-X.**

O método 1 é realizado com o auxílio de um microscópio ótico sobre uma área circular de 50-100  $\mu\text{m}$  de raio, centrada no eixo do chuvaireto. Todavia o método é lento e, quando a energia da partícula que deu origem ao chuvaireto eletromagnético excede várias dezenas de Tev's, a densidade de traços torna-se muito grande, tal que a separação entre estes pode dificultar a contagem individual dos traços [6].

O método 2 foi desenvolvido alternativamente, visto ser mais rápido e mais fácil.

Para medir o grau de enegrecimento da mancha escura que a passagem do chuvaireto através do filme de Raio-X provoca, define-se uma grandeza denominada OPACIDADE (densidade ótica) através da seguinte relação:

$$D = -\log (J_0/J) \quad (D = \text{Opacidade}) \quad ((1))$$

A relação entre opacidade e a energia da partícula que originou o chuvaireto foi estudada empiricamente por I. Ohta e outros [7] e também é deduzível da teoria de chuvairetos eletromagnéticos tri-dimensional. A relação é  $D_{\text{max}} \propto E_0^\alpha$ , sendo a melhor estimativa para o expoente  $\alpha = 0.85 \pm 0.05$ .

Faz-se a medida da opacidade utilizando-se um fotodensitômetro que, basicamente, é dotado de uma lâmpada para emissão de luz, uma fotomultiplicadora e fendas que controlam a área a ser iluminada no filme de Raio-X. A área de iluminação é escolhida segundo o tamanho do campo de observação.

Incidindo-se o feixe de luz sobre o filme de Raio-X, apenas parte do fluxo incidente atravessará a área iluminada, então, o fluxo de luz transmitido através dessa área é focalizado na fotomultiplicadora onde é convertido em sinal elétrico e, por sua vez, convertido em pulso digital que é processado por um microcomputador.

Para obtermos a opacidade da mancha deixada pela passagem do chuvaireto, mede-se a opacidade sobre a mancha e nas vizinhanças da mancha, pois há um escurecimento no filme de Raio-X devido a radiações de baixas energias, denominado escurecimento de background. A opacidade da mancha será:

$$D_{(\text{net})} = D_{(\text{mancha})} - D_{(\text{background})}$$

Portanto, na expressão ((1)) temos:

$J_o$  = fluxo de luz transmitido fora da mancha (background).

$J$  = fluxo de luz transmitido através da mancha.

O fotodensitômetro também é munido de um sistema digital rastreador onde é possível, através de software adequado, registrar as coordenadas cartesianas (x,y) dos chuviros eletromagnéticos. O conhecimento das coordenadas é especialmente útil para o estudo da estrutura longitudinal e lateral do chuviro [8].

Outra importante relação, entre a opacidade (D) e a densidade de elétrons do chuviro ( $\rho$ ), foi estudada por I. Ohta e outros [7]. Foram expostos filmes de Raio-X à feixes de elétrons de várias intensidades. Também construíram um modelo para essa relação, que denominaram de Modelo "One Hit". A relação é do tipo:

$$D = D_o(1 - e^{-As\rho}), \quad \text{onde:}$$

$D_o$  = valor máximo da opacidade no filme de Raio-X em estudo.

$A$  = constante obtida dos dados experimentais.

$s$  = área da seção de choque dos grãos de Haleto de Prata

Resultados desse modelo são apresentados na figura III.1, para filmes de Raio-X tipo N e RR.

Devido a discrepância entre a previsão inicial do modelo e os pontos experimentais, para regiões de  $D > 1$ , modificou-se o modelo com a finalidade de incorporar a distribuição de seções-de-choques dos grãos de Haleto de Prata, constituintes dos filmes.

As linhas contínuas representam as previsões do modelo modificado, mostrando agora bom ajuste entre modelo e dados experimentais.

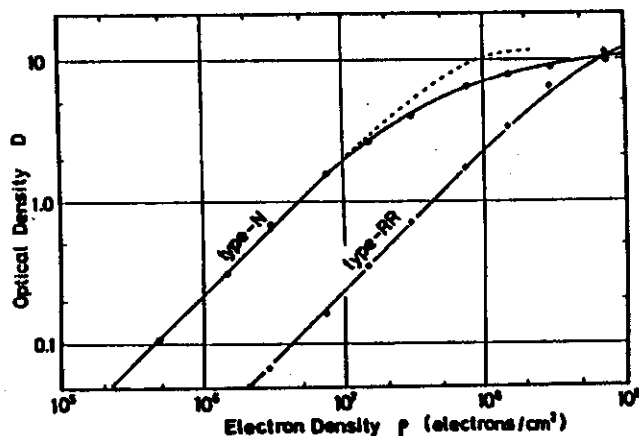


Figura III.1 - Curvas para filmes tipo N e RR baseadas no modelo "one Hit".

A seguir são apresentadas algumas grandezas possíveis de serem medidas em câmaras de emulsões.

### III - 1.2 - DETERMINAÇÃO DA ENERGIA.

Uma vez obtida a opacidade nos vários filmes impressionados pela passagem do chuveiro eletromagnético, constroem-se a curva de transição do referido chuveiro. **A curva de transição (D x UNIDADE DE CASCATA) mostra o desenvolvimento do chuveiro eletromagnético no interior da câmara.** Uma UNIDADE DE CASCATA (uc) é definida [10] por:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4}{137} \frac{N}{A} r_0^2 Z(Z+\xi) \left[ \ln \frac{191}{\sqrt[3]{Z}} - f(Z) \right]$$

onde:

$$\xi = \ln \frac{1440}{\sqrt[3]{Z^2}} / \ln \frac{191}{\sqrt[3]{Z}}$$

e

$$f(Z) = \alpha^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + \alpha^2)}, \quad \alpha = \frac{Ze^2}{hc}$$

Z=número atômico

A=número de massa

N=número de Avogadro

r<sub>0</sub>=raio clássico do elétron

Espera-se pelo menos, em média, um processo de criação de par ou bremsstrahlung por unidade de cascata.

A obtenção da curva de transição de cada chuveiro eletromagnético detectado é feita ajustando-se curvas de transições padrões, da câmara em estudo, para os pontos experimentais usando o método de mínimos quadrados [9]. Nas figuras III.2.a e III.2.b são mostradas curvas de transições simples e com dois máximos.

As curvas de transições padrões são obtidas da teoria de cascatas eletromagnéticas tri-dimensional. Uma vez obtida a curva de transição de um chuveiro e determinado o valor máximo da opacidade (D<sub>máx</sub>), obtemos a energia da partícula que originou o chuveiro. O erro estimado na determinação da energia é de 10≈20%.

Para a obtenção das energias analisadas nesse trabalho foi utilizado o método desenvolvido por T. Shibata [10]. Nesse método foram considerados os seguintes processos

elementares na formação e desenvolvimento do chuveiro eletromagnético, a saber:

- 1 - Criação de pares,
- 2 - bremsstrahlung,
- 3 - Espalhamento Coulomb - simples
  - múltiplo (incluindo sucessivos bremsstrahlung, criação de pares e perdas por ionização),
- 4 - Efeito Compton e
- 5 - Perda de energia por ionização.

Foram também considerados alguns efeitos que têm influência no desenvolvimento do chuveiro eletromagnético e que, conseqüentemente, afetam a obtenção das energias, são eles:

- 1 - Efeito Landau [apêndice A],
- 2 - Efeito de Screening dos elétrons,
- 3 - Correções para a estrutura da câmara [apêndice A].

A obtenção das curvas de transições padrões, incorporando esses efeitos na teoria de cascatas, foram obtidas por simulação Monte Carlo, devido a grande complexidade matemática envolvida na obtenção de soluções analíticas.

O presente método mostrou-se adequado, visto que os autores compararam os resultados com os de outros autores e também com dados experimentais, onde verificou-se concordância entre os vários resultados.

Na figura III.2.c são mostradas curvas de transições padrões para a CE-21, considerando-se os efeitos acima citados bem como as correções para a estrutura dessa câmara.

### III - 1.3 - COORDENADAS CARTESIANAS.

Com o uso do fotodensitômetro é possível, simultaneamente à medida da opacidade, medir e registrar as coordenadas cartesianas dos chuveiros eletromagnéticos, doravante denominado apenas chuveiro, em relação a um sistema de eixos arbitrário.

.BLOCK NO. = J05087N > <SHOWER NO. = 1101.00> <M = .160>  
Dmax = .184 DELTA = 1.306(C.U.) SIGMA = .0069  
GAMMA\_RAY FITTING IS FINISHED !  
YOU NEED HARD\_COPY ? (YES=Y, NO NECESSARY=<C.R.>) ==> Y

1.00 D(N,200)

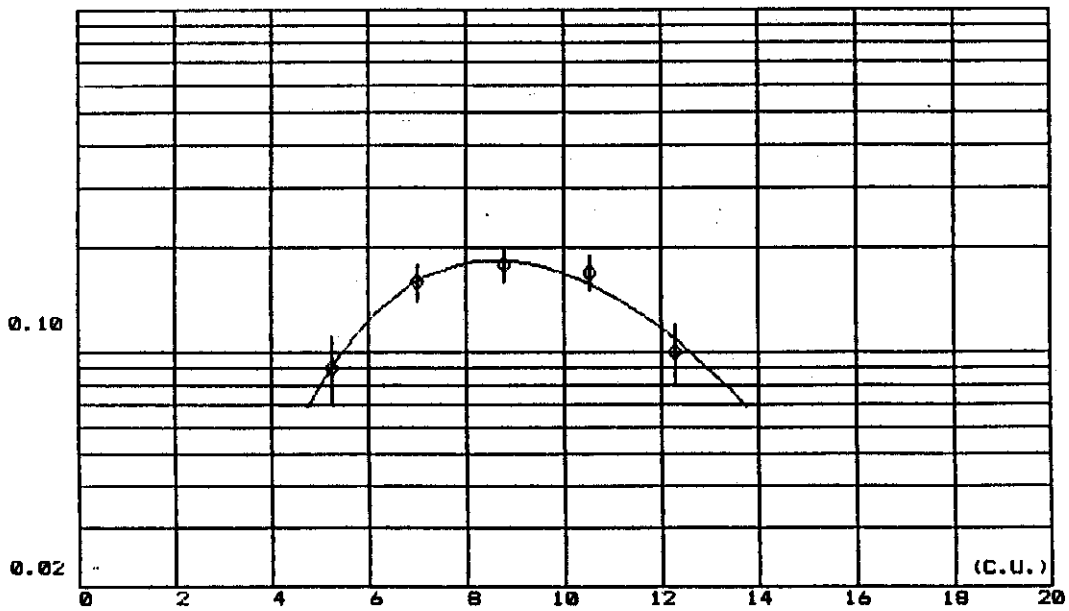


FIGURA III.2.A - Curva de transição simples de um chuveiro eletromagnético.

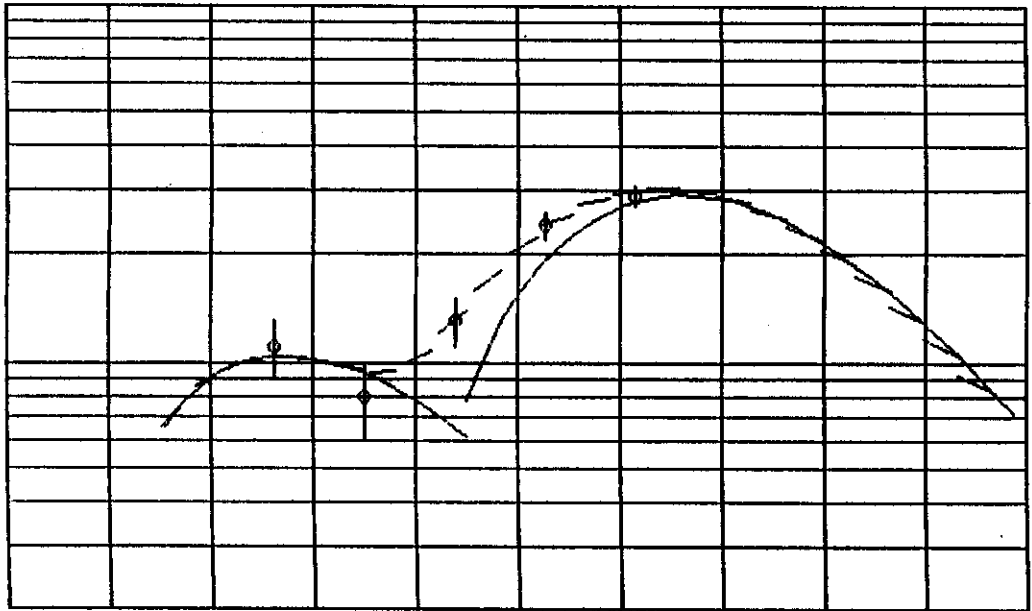


Figura III.2.b - Curva de transição com dois máximos.

&lt;DILUTION FACTOR = 1.204&gt;

&lt;DELTA = .470(mm)&gt;

&lt;M = .16&gt;

D(N,200)

HARDCOPY OK ? (YES=Y, NO=&lt;C.R.&gt;) ==&gt; Y

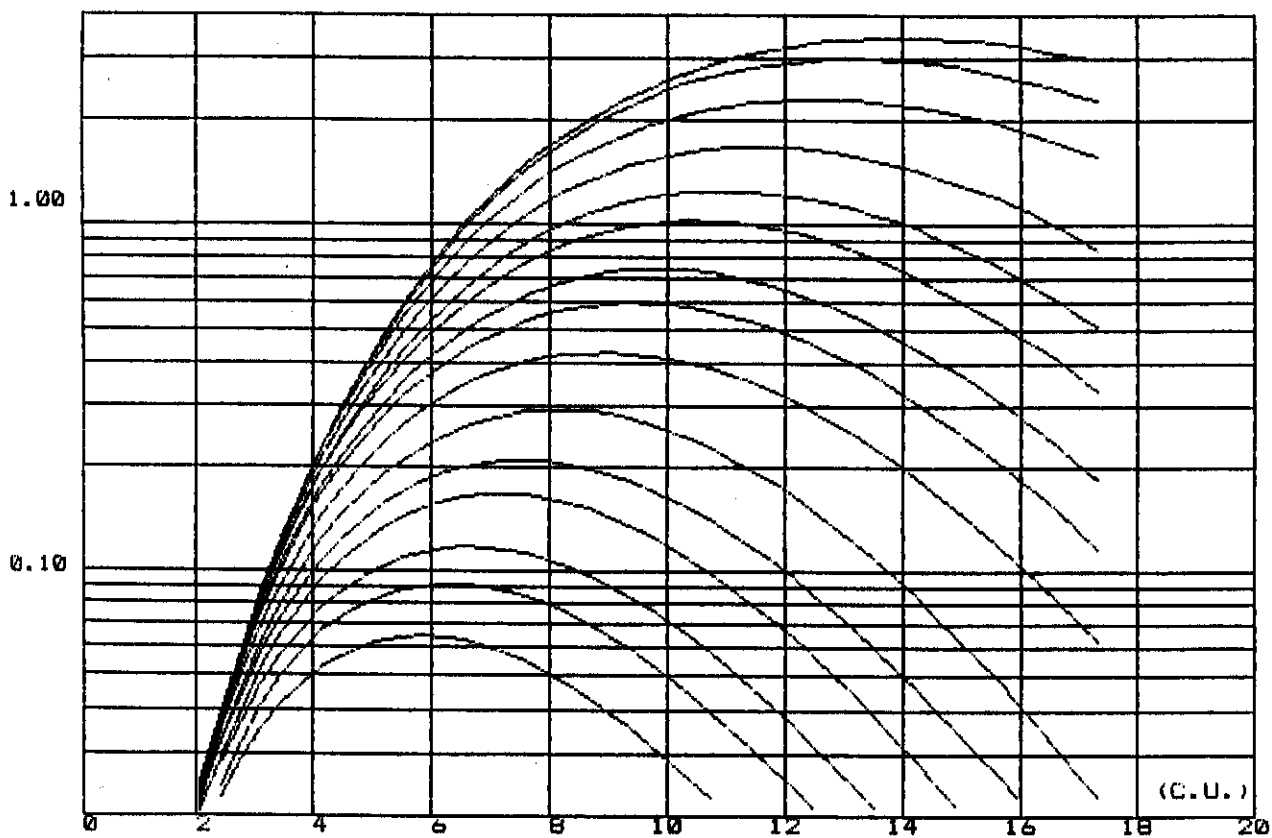
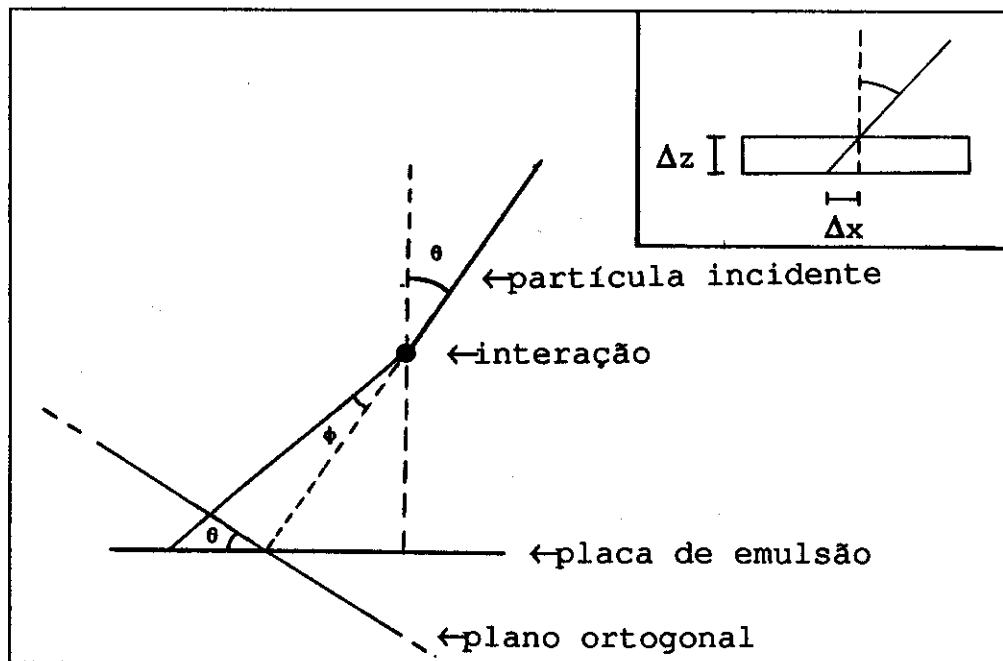


Figura III.2.c - Curvas de transições padrões da Câmara de Emulsões 21.

### III - 1.4 - ÂNGULO ZENITAL E PROJEÇÃO NO PLANO ORTOGONAL À DIREÇÃO DE MOVIMENTO DO ESTADO INTERMEDIÁRIO (Diagrama de Alvo Corrigido).

Através da emulsão nuclear é possível obter o ângulo zenital ( $\theta$ ) de incidência das partículas na câmara de emulsões. Mede-se, para tanto, as distâncias  $\Delta x$  e  $\Delta z$  na própria placa de emulsão.  $\Delta z$  é a espessura da emulsão nuclear, portanto basta medir a distância  $\Delta x$ . Uma vez obtido o ângulo zenital de incidência da partícula primária, fazemos rotação do sistema de eixos cartesianos de forma a projetá-lo num plano ortogonal à direção de incidência do estado intermediário (estado que se forma após a colisão e antes da emissão das partículas secundárias produzidas). Com isso torna-se possível fazer comparações entre os diversos chuviros detectados. Tais situações são ilustradas a seguir:



### III - 1.5 - CÁLCULO DO CENTRO PONDERADO DE ENERGIA.

Uma vez medidas as coordenadas cartesianas ( $x_i, y_i$ ) e as energias de cada chuviro, podemos obter as coordenadas do centro ponderado de energia ( $X_{cp}, Y_{cp}$ ), que representam o ponto onde o estado intermediário atingiria o filme de Raio-X. Com isso obtemos as distâncias ( $r_i$ ) de cada chuviro em relação ao centro ponderado de energia. Essas grandezas podem ser obtidas através das expressões:

$$X_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^N E_i \cdot X_i}{\sum_{i=1}^N E_i}$$

$$Y_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^N E_i \cdot Y_i}{\sum_{i=1}^N E_i}$$

$$r_i = \sqrt{(x_i - X_{cp})^2 + (y_i - Y_{cp})^2}$$

### III - 1.6 - CÁLCULO DA ALTURA ONDE OCORREU A INTERAÇÃO.

Para interações ocorridas na atmosfera (A-jatos) e no caso de famílias, é possível estimar a altura acima da câmara onde ocorreu a interação. Denominamos de Família ao conjunto de chuveiros provenientes da mesma interação.

Para casos em que a interação ocorre no alvo (C-jatos) a determinação é mais precisa, pois a localização do alvo em relação aos detectores é conhecida e a espessura do alvo é de aproximadamente 1/3 do livre caminho médio de interação nuclear, dificultando muitas interações sucessivas.

Selecionando-se chuveiros eletromagnéticos, pertencentes a mesma família, que incidiram na câmara superior e que também atingiram a câmara inferior, por considerações geométricas, é possível obter a altura onde ocorreu a interação.



### III - 1.7 - ÂNGULO DE EMISSÃO DAS PARTÍCULAS SECUNDÁRIAS PRODUZIDAS.

Uma vez conhecidas as distâncias entre os vários chuveiros, bem como a altura da interação H, consegue-se determinar os ângulos de emissão das partículas secundárias produzidas, que denominaremos 'ângulos secundários' ( $\phi$ ). Esses ângulos são da ordem de  $10^{-3}$  a  $10^{-5}$  rad, onde:

$$\phi = \arctan \frac{r_i}{H}$$

### III - 1.8 - MOMENTO LINEAR TRANSVERSAL.

Conhecidas as energias e os ângulos secundários, obtém-se a componente transversal do momento linear (P) das partículas, fazendo-se as seguintes considerações:

$$P^2 = P_l^2 + P_t^2$$

$$P_l = P \cdot \cos(\phi)$$

$$P_t = P \cdot \text{sen}(\phi)$$

utilizando a relação:

$$E = P \cdot c$$

podemos escrever:

$$P_t = \frac{E}{c} \cdot \text{sen}(\phi)$$

onde:

E = energia,

c = velocidade da luz.

A sugestão de analisar essa grandeza foi apresentada por J. Nishimura [11], visto ser a mesma invariante sob transformação de Lorentz.

## IV - Análise dos dados obtidos.

### IV - 1.1 - IDENTIFICAÇÃO DE GAMAS E HÁDRONS.

Um aspecto importante na análise das características das interações nucleares é a identificação da partícula que originou o correspondente chuvaireiro.

Valendo-se da estrutura da câmara de emulsão e de considerações sobre o livre caminho médio de interação nuclear das partículas, estabelecemos critérios que permitiram a identificação.

A estrutura das Câmaras de Emulsões descritas no capítulo I possui espessura suficiente para boa detecção de hádrons [12]. A probabilidade de detecção para esta componente foi estimada em  $70 \pm 10\%$  [13] [14].

Os critérios utilizados neste trabalho são a seguir apresentados:

**#1 - Chuveiros que aparecem somente na câmara inferior são considerados como originados por hádrons.**

Uma unidade de cascata no chumbo corresponde à, aproximadamente 0.57 cm, portanto, diante da estrutura das câmaras 16 e 21 que possuem, respectivamente, espessuras de 7,8 e 7,0 cm de chumbo na câmara superior, a probabilidade que um gama/elétron incidente na câmara superior atravesse toda essa extensão sem criar pares ou sofrer bremsstrahlung e conseqüentemente iniciar chuvaireiros é reduzida.

**#2 - Chuveiros que têm curvas de transição com aspecto de dois máximos são também considerados como originados por hádrons.**

Um hádron incidente pode colidir com um núcleo atômico e na interação os  $\pi^0$ 's produzidos, ao decaírem em  $\gamma$ 's, podem originar um chuvaireiro, todavia, o hádron incidente (ou outras partículas produzidas na primeira interação, como  $\pi^+$ , kaons..) podem ainda interagir com outro núcleo atômico e outros  $\pi^0$ 's produzidos na segunda interação podem originar outros chuvaireiros. Isso provocaria uma curva de transição com dois máximos. Como essa situação, que denominamos de Interações Sucessivas, não é possível para um chuvaireiro iniciado por um gama, classificamos os chuvaireiros com tais curvas de transição como de origem hadrônica, figura III.2.b.

**#3 - Chuveiros iniciados depois da unidade de cascata 8 ( $\geq 4$  cm de chumbo) na câmara superior, também são classificados como originados por hádrons.**

M.Tamada e Y.Funayama [13] estudaram a probabilidade de um chuvaireiro detectado depois da unidade de cascata 8, no chumbo, ser iniciado por um gama com energia  $\geq 2$  TeV e encontraram que a probabilidade é de  $\approx 2\%$ .

**#4 - Chuveiros que atravessam a câmara superior e continuam na câmara inferior são identificados como originados por hádrons.**

Essa situação é possível de ser interpretada considerando-se que um hádron incidente na câmara superior provoca, nesta, uma interação. Então esse mesmo hádron, ou outra partícula produzida na primeira interação, colide novamente no alvo ou no chumbo da câmara inferior, provocando outra interação nuclear. Foram ainda verificadas as estruturas de núcleos de alguns chuveiros nas placas de emulsões.

#### IV - 1.2 - ESPECTROS ENERGÉTICOS DE GAMAS E HÁDRONS JUNTOS.

Serão aqui analisados alguns eventos, aos quais já denominamos FAMÍLIA CE-16 (detectada na Câmara de Emulsão 16), SUPER-FAMÍLIA CE-21 e FAMÍLIAS SIMPLES (detectadas na Câmara de Emulsão 21). Sob a denominação de famílias simples estão agrupadas 11 famílias.

Foram efetuadas as medidas por fotometria e obtidas as energias das partículas produzidas nessas interações nucleares.

Construindo-se os espectros energéticos em forma diferencial (essa nomenclatura será aqui empregada para expressar as representações gráficas, que são, comumente referidas como histogramas em Estatística), notamos que, em relação as FAMÍLIAS SIMPLES, a maioria das energias das partículas que compõem a FAMÍLIA da CE-16 e da SUPER-FAMÍLIA da CE-21 estão fortemente concentradas num intervalo muito pequeno; FAMÍLIA CE-16 com concentração num intervalo  $< 0.02$ , SUPER-FAMÍLIA num intervalo  $< 0.005$  enquanto as FAMÍLIAS SIMPLES no intervalo  $< 0.12$ .

As figuras IV.1, V.2 e IV.3 mostram os espectros energéticos diferenciais, da FAMÍLIA de CE-16, da SUPER-FAMÍLIA da CE-21 e das FAMÍLIAS SIMPLES, em forma fracionária, observando-se que os mesmos foram construídos com os conjuntos de energias de gamas e hádrons juntos. Com esses mesmos conjuntos de energias foram construídos também os espectros energéticos integrais. A relação entre as variáveis é do tipo potência, ou seja,  $N \propto E^{-\beta}$ , onde:

$N$  = número integrado de partículas

$E$  = energia

$\beta$  = expoente do espectro

Estimando-se os expoentes dos espectros energéticos integrais de gamas e hádrons juntos, por máxima verosimilhança [apêndice A] e para os três casos, encontramos os seguintes valores:

$$\beta_{\text{fam CE-16}} = 1.33 \pm 0.17 \quad -$$

$$\beta_{\text{sf CE-21}} = 1.13 \pm 0.05 \quad -$$

$$\beta_{\text{f.simples}} = 1.06 \pm 0.09 \quad -$$

Nota-se que, entre o expoente da FAMÍLIA da CE-16 e o expoente das FAMÍLIAS

SIMPLES há diferença mais acentuada do que entre o expoente da SUPER-FAMÍLIA da CE-21 e o expoente das FAMÍLIAS SIMPLES. Particularidades dessas famílias serão estudadas no capítulos seguintes. Os espectros energéticos integrais de gamas e hádrons juntos são apresentados na figura IV.4. O espectro integral das FAMÍLIAS SIMPLES está normalizado.

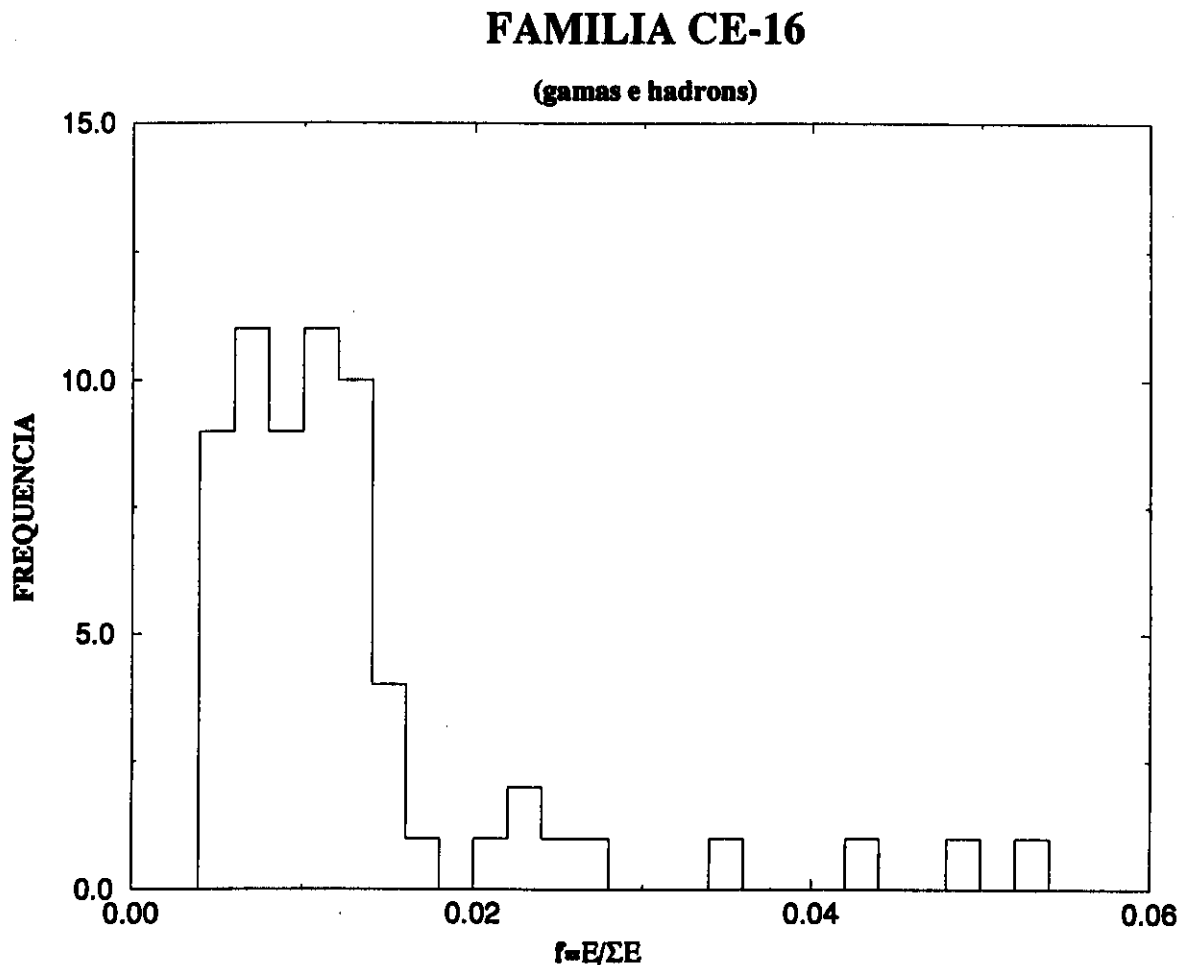


Figura IV.1 - Distribuição energética diferencial, em forma fracionária.

# SUPER-FAMILIA CE-21

(gammas e hadrons)

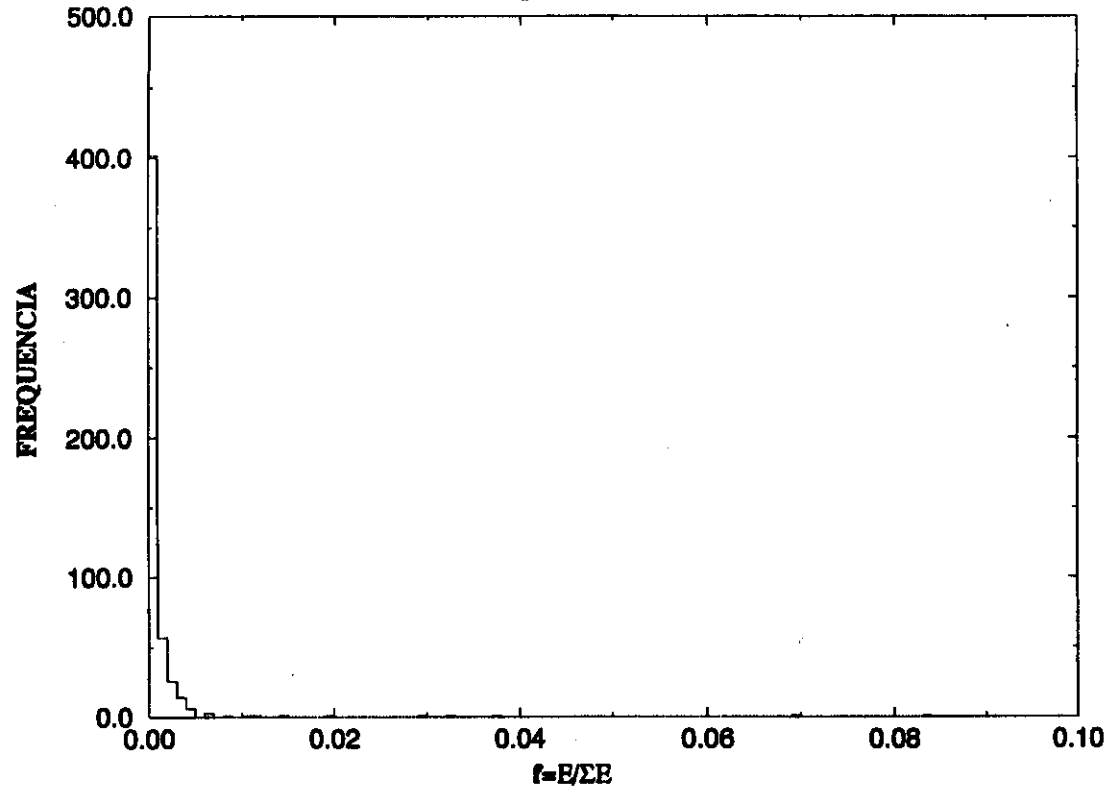


Figura IV.2 - Distribuição energética diferencial em forma fracionária.

# FAMILIAS SIMPLES CE-21

(gammas e hadrons)

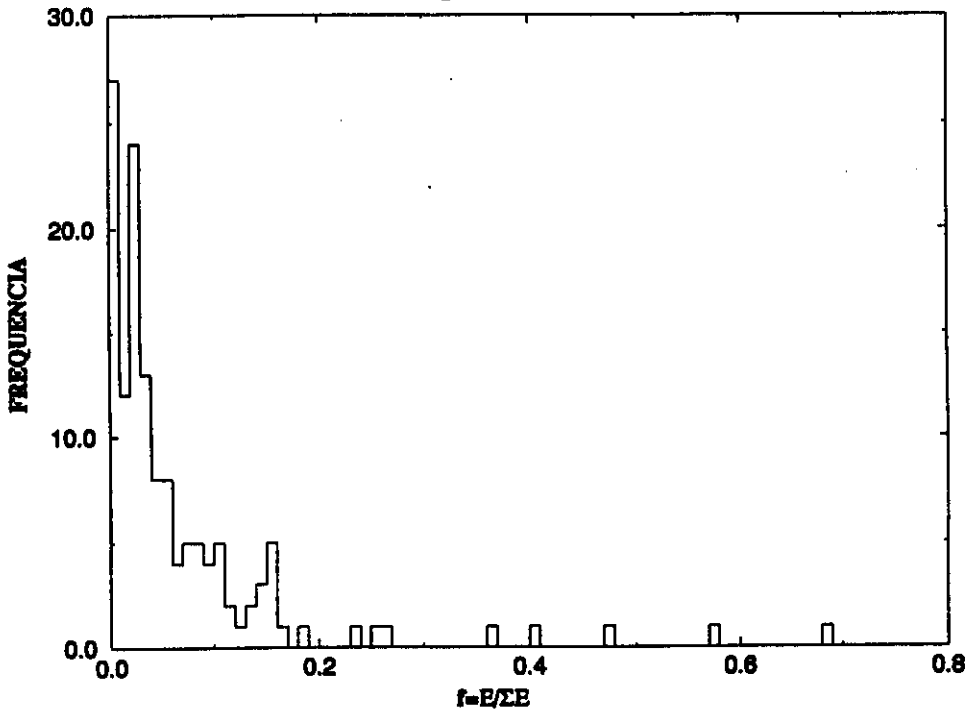


Figura IV.3 - Distribuição energética diferencial em forma fracionária.

## GAMAS E HADRONS

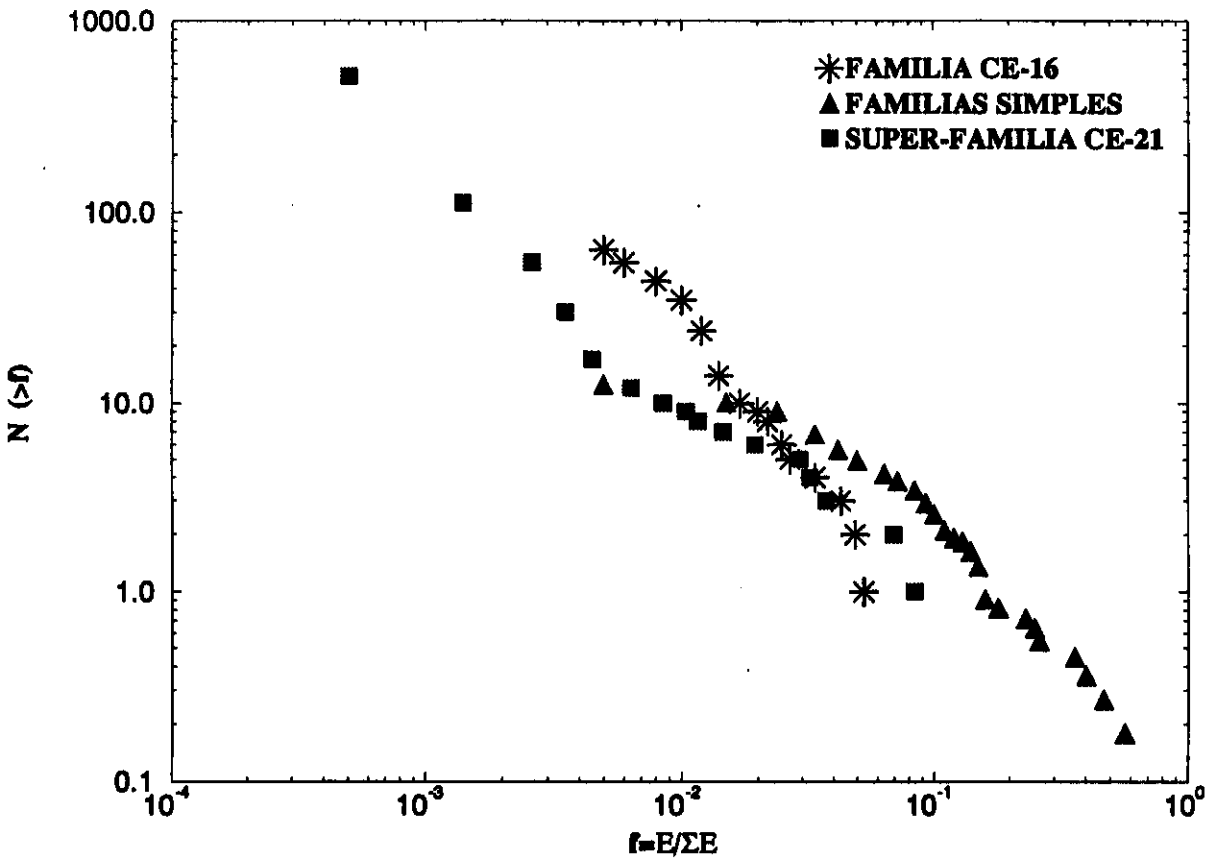


Figura IV.4 - Espectros energéticos integrals em forma fracionária.

## V - Análise da FAMÍLIA detectada na Câmara de Emulsão 16 (CE-16).

### V - 1.1 - PARTÍCULA SOBREVIVENTE.

Na análise do espectro energético diferencial dessa interação observamos a presença de uma partícula altamente energética, com 60 TeV de energia. Isso significa que esta partícula contém 16% da energia total visível da interação, que é de 379,2 TeV (considerando essa partícula).

O primeiro sinal da existência dessa partícula foi observado na unidade de cascata 6 (no chumbo) da câmara inferior. Pelo fato dessa partícula ter atravessado toda a câmara superior sem deixar sinal observável e tornar-se visível somente na câmara inferior, além do chuveiro correspondente apresentar curva com aspecto de dois máximos, levou-nos a identificá-la como hádron.

Calculado o centro ponderado de energia da interação, excluindo essa partícula, observamos que este praticamente coincide com as coordenadas dessa partícula. Somado a isso, o fato dessa partícula conter significativa parte da energia total, levou-nos a tratá-la como partícula sobrevivente, ou seja, acreditamos que essa partícula deva ter colidido na atmosfera provocando a interação nuclear onde foram produzidas, pelo menos, as outras partículas detectadas dessa interação e sobrevivido, interagindo novamente na câmara inferior.

Então, nos aspectos aqui analisados da Produção Múltipla de Partículas, consideramos essa partícula separadamente.

Na figura V.1 é mostrado o espectro energético diferencial dos hádrons detectados dessa interação nuclear, onde destaca-se a partícula sobrevivente e na figura V.2 é apresentado o diagrama de alvo corrigido. Esse evento penetrou no detector com  $30^\circ$  de ângulo zenital.

### V - 1.2 - IDENTIFICAÇÃO DE GAMAS E HÁDRONS.

Com base nos critérios apresentados na seção IV- 1.1 foram efetuadas as classificações das partículas que originaram os chuveiros detectados dessa família, a seguir apresentados:

Total de chuveiros detectados: 66 (incluindo o correspondente a partícula sobrevivente).

Identificação de hádrons:

DN> = 2 ou mais núcleos

IS = Interações sucessivas

CI = Continua na câmara inferior

HS = Hádrons simples ( $\geq 10$  unidade de cascata)

INF = Aparecem só na câmara inferior

DN>	DN> e IS	DN> e CI	IS	HS	INF
3	6	6	9	5	12

Total de hádrons: 41 (excluído o hádron sobrevivente),

Os restantes 24 chuviros foram identificados como originados por gamas.

Verifica-se portanto, que entre as partículas secundárias produzidas 63% são hádrons e carregam 73,4% da energia total da interação.

## FAMILIA CE-16

### HADRONS

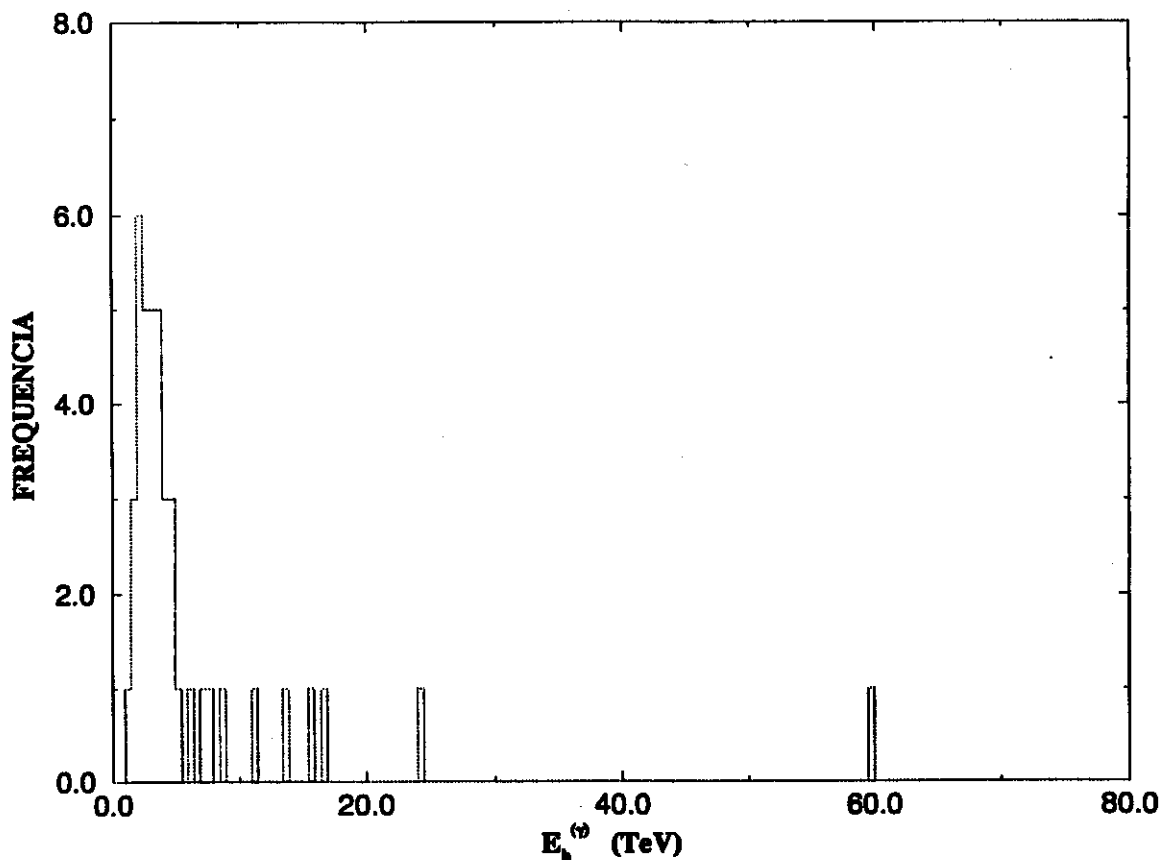


Figura V.1 - Espectro diferencial dos hádrons. Partícula com 60 TeV é a partícula considerada sobrevivente.



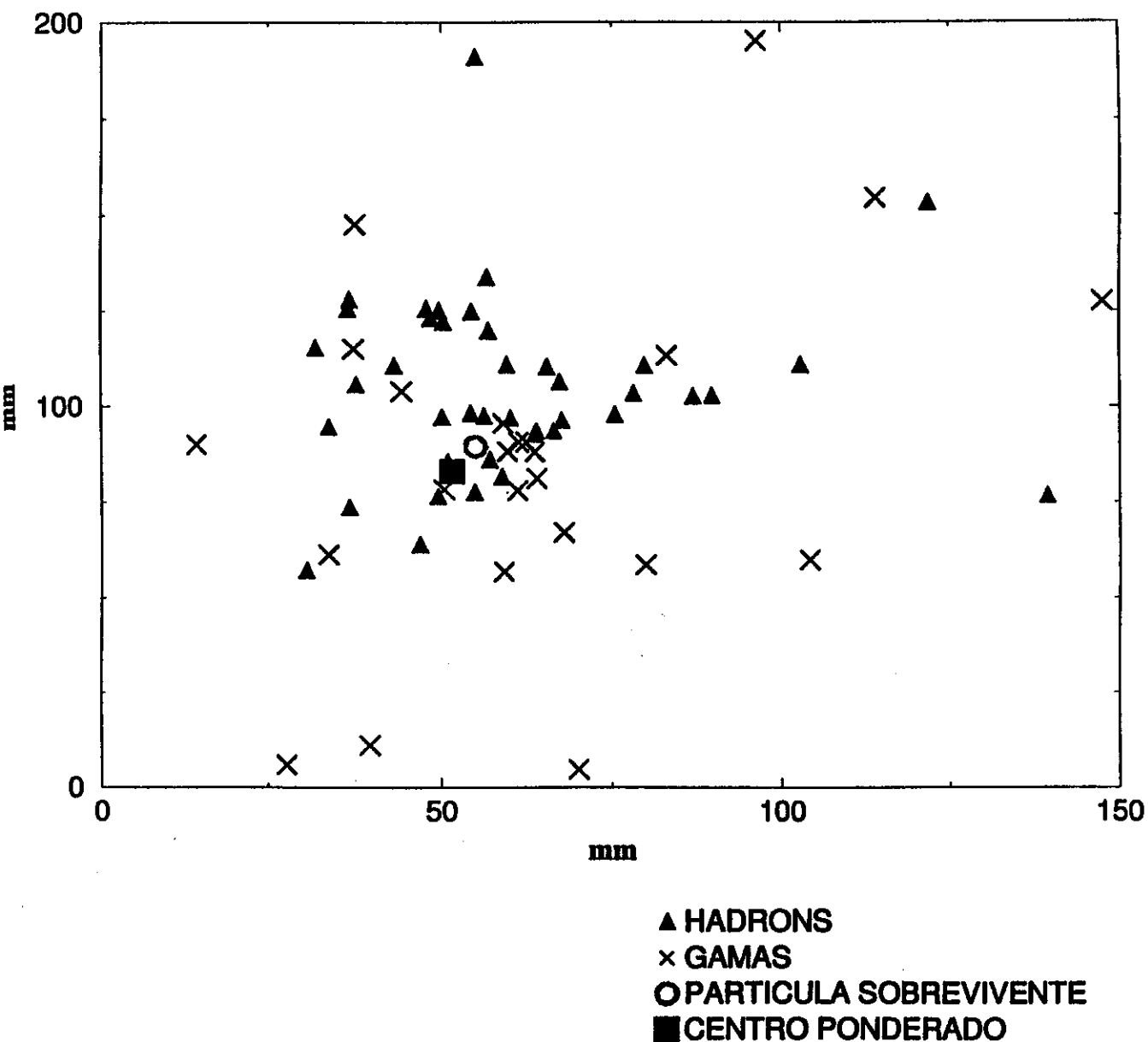


Figura V.2 - Diagrama de alvo corrigido.

O diagrama de alvo corrigido representa as coordenadas cartesianas dos chuveiros eletromagnéticos projetados num plano ortogonal à direção de incidência da partícula primária. (Ver representação na página 17)

Coordenadas do Centro Ponderado de Energia: (51.072;87.416)mm

Coordenadas da Partícula Sobrevivente: (54.945;89.532)mm

### V - 1.3 - ESPECTROS ENERGÉTICOS INTEGRAIS.

Foram construídos os espectros energéticos integrais, em forma fracionária, dos gamas e hádrons identificados dessa Interação e que são apresentados na figura V.3.

#### FAMILIA CE-16

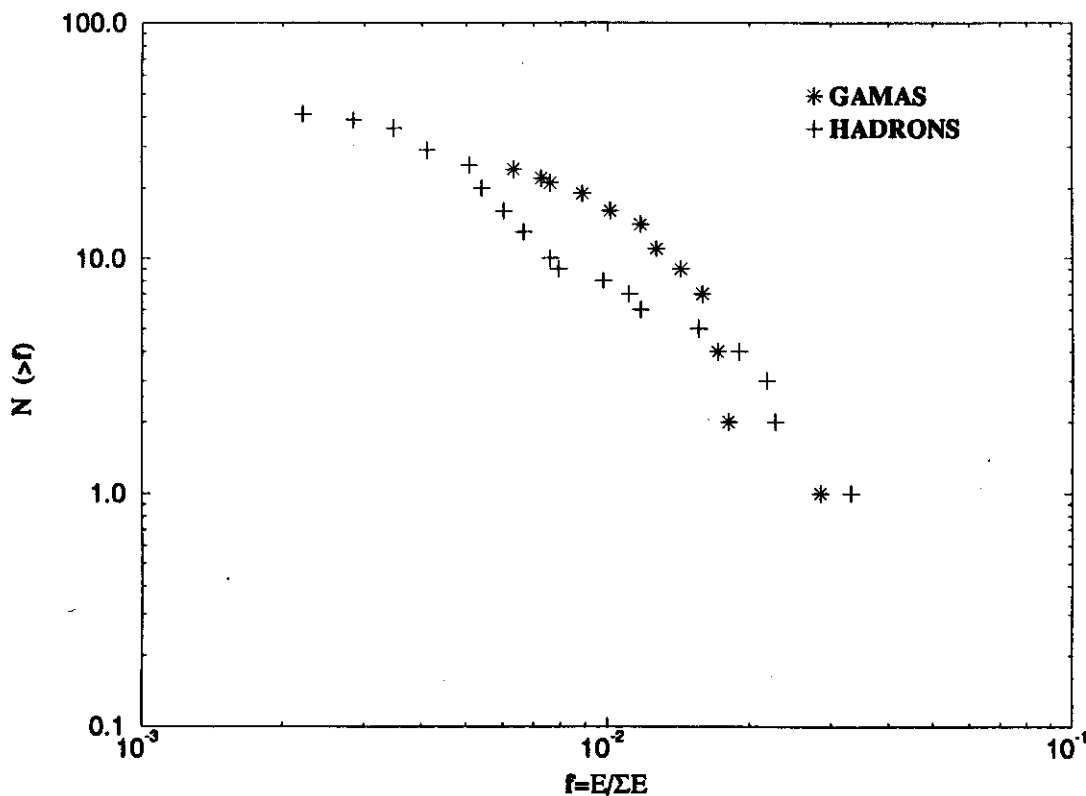


Figura V.3 - Espectros energéticos integrais de gamas e hádrons

Para uma melhor estimativa dos valores de  $\beta_h$  (expoente do espectro da componente hadrônica) e  $\beta_\gamma$  (expoente do espectro da componente eletromagnética) utilizou-se o método de estimativa por máxima verosimilhança. A expressão utilizada foi: (apêndice B)

$$\langle \beta \rangle = 1/\ln(E/E_c) \quad ((2))$$

Efetuada-se cortes sucessivos de energia e fazendo-se várias estimativas para  $\beta$ , construímos os gráficos  $\beta_h \times N_h$  e  $\beta_\gamma \times N_\gamma$ .

Para o expoente do espectro energético dos hádrons acreditamos que a melhor estimativa

seja  $\beta_h = 1.67 \pm 0.31$  visto que esse valor repete-se três vezes e está numa região estável da curva. Na figura V.4 é mostrada a curva  $\beta_h \times N_h$ , onde  $N_h$  é o número de hádrons.

## FAMILIA CE-16

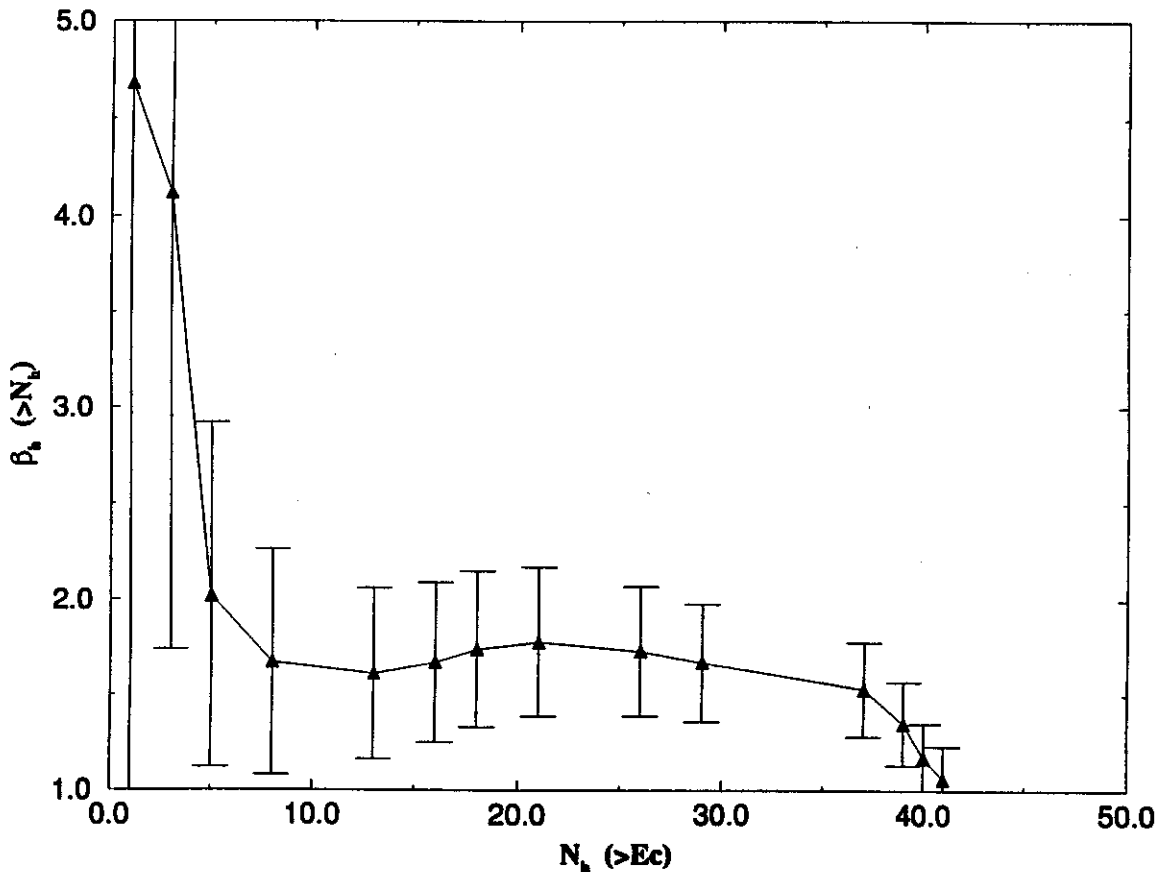


Figura V.4 - Estimativas para  $\beta_h$  para várias energias de corte

Para o expoente do espectro energético dos gamas, acreditamos que o valor  $\beta_\gamma = 2.43 \pm 0.56$  seja a melhor estimativa. Na figura V.5 é mostrada a curva  $\beta_\gamma \times N_\gamma$ .

Agora, fazendo-se comparações entre as várias estimativas para  $\beta_h$  e  $\beta_\gamma$ , para as mesmas energias de corte, verificamos que para todas as estimativas,  $\beta_\gamma > \beta_h$ , conforme mostrado na figura V.6.

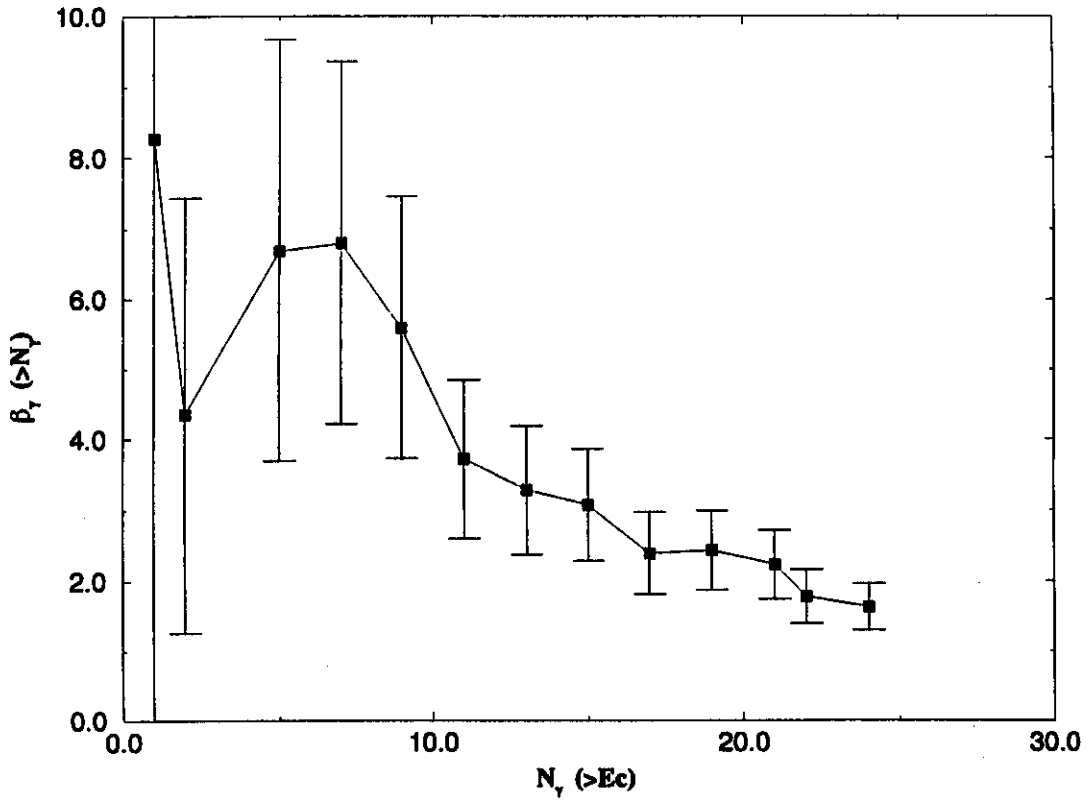


Figura V.5 - Estimativas de  $\beta_\gamma$  para várias energias de corte.

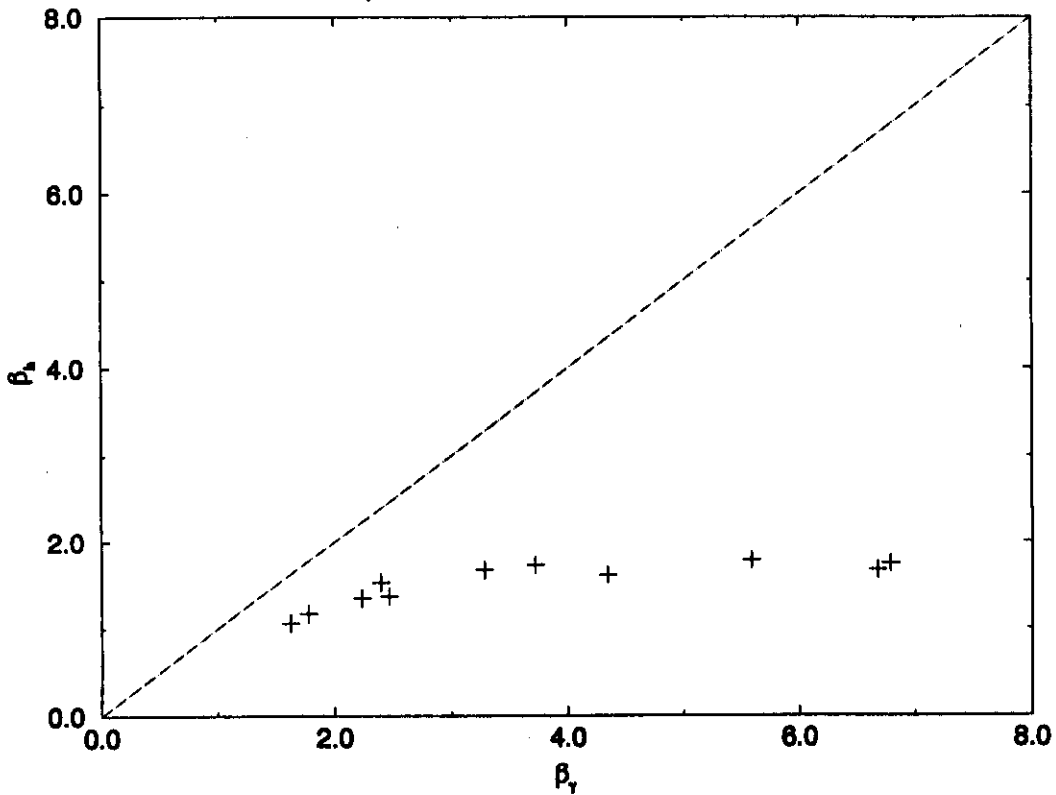


Figura V.6 - Comparações entre as várias estimativas de  $\beta_h$  e  $\beta_\gamma$  para as mesmas energias de corte.

## V - 1.4 - MOMENTO TRANSVERSAL.

A altura do ponto onde ocorreu essa interação foi calculada, fornecendo o valor de  $H=500 \pm 106$  metros acima da câmara.

Na figura V.7 é apresentada o espectro diferencial dos momentos lineares transversais dos hádrons secundários produzidos. (Exceto o hádron sobrevivente).

O espectro integral dos momentos transversais dos hádrons detectados é apresentado na figura V.8. O cálculo do expoente da distribuição, que é do tipo exponencial, por máxima verosimilhança fornece:  $\langle P_t^{(h)} \rangle = 231.0 \pm 0.12$  MeV/c, o que equivale a 0.231 GeV/c.

Efetuamos outra estimativa para o expoente da distribuição, considerando apenas hádrons com  $E \geq 4$  TeV e encontramos:  $\langle P_t^{(h)} \rangle = 0.32 \pm 0.20$  GeV/c. Calculou-se também o valor do  $P_t$  da partícula sobrevivente, que é igual a 2.0 GeV/c.

Observe-se que, nas interações nucleares tipo Centauro e Mini-Centauro o valor encontrado, para a mesma grandeza, foi de:  $\langle P_t^{(h)} \rangle = 0.35 \pm 0.15$  GeV/c.[19].

### FAMILIA CE-16

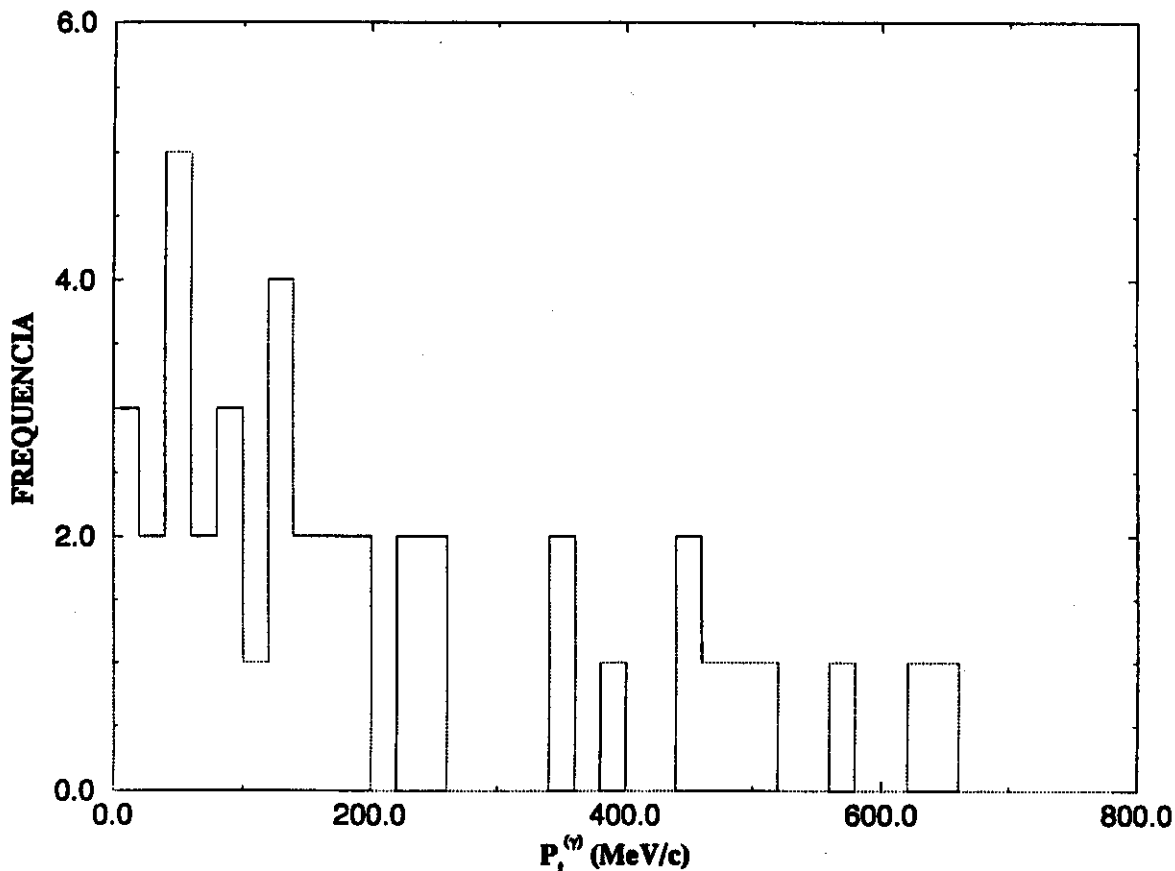


Figura V.7 - Distribuição energética diferencial de momentos transversais.

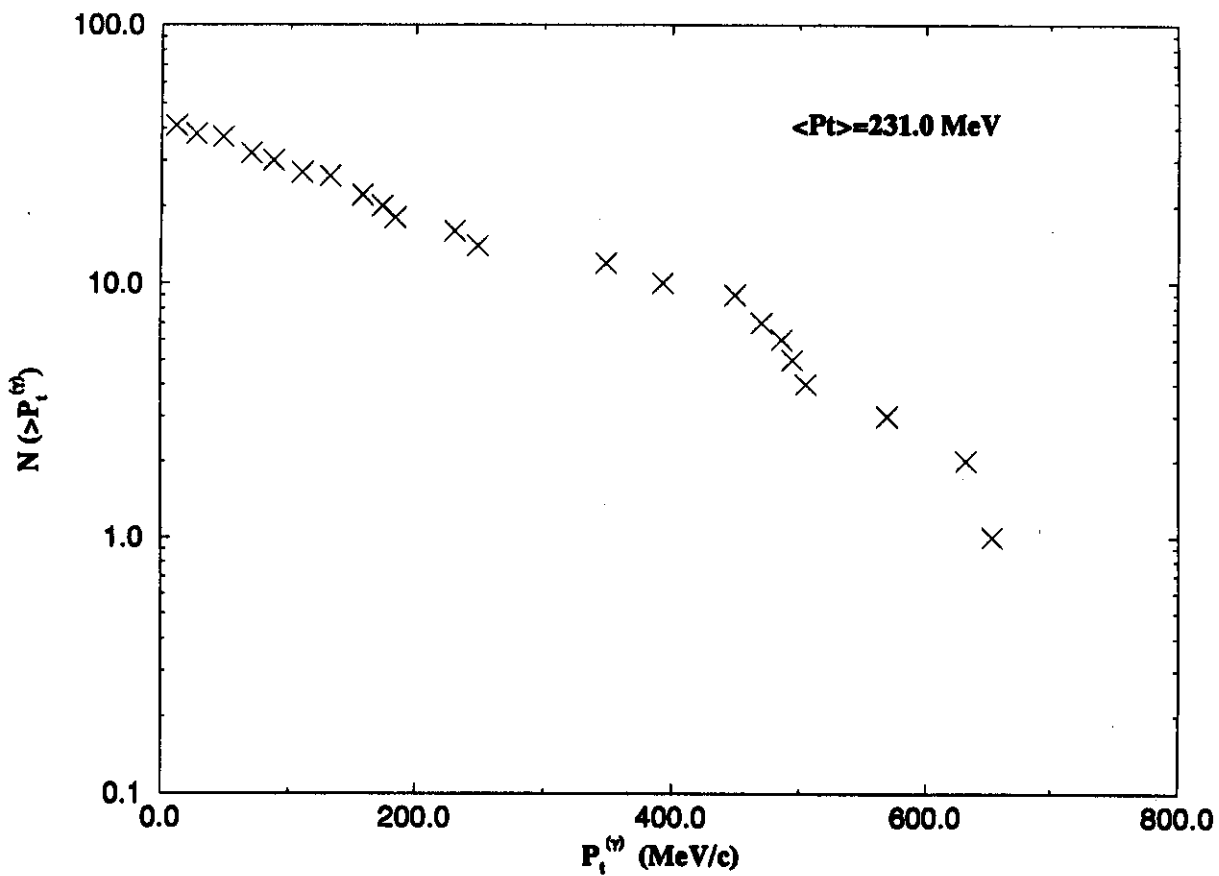
**FAMILIA CE-16**

Figura V.8 - Espectro energético integral de momentos transversais.

## VI - Análise da SUPER-FAMÍLIA detectada na Câmara de Emulsão 21 (CE-21).

### VI - 1.1 - IDENTIFICAÇÃO DE GAMAS E HÁDRONS.

Nessa interação foram detectadas 626 chuveiros com energia  $\geq 2$  TeV. A classificação das partículas que originaram os referidos chuveiros é a seguir apresentada:

Identificação de hádrons:

AN = Curva de transição anormal

CI = Continua na câmara inferior

IS = Interações sucessivas

HS = Hádron simples ( $\geq 10$  unidade de cascata)

INF= Aparece só na câmara inferior

CI	AN	IS	CI e IS	HS	INF
18	13	19	3	32	41

Total de hádrons: 126

Foram identificados 500 chuveiros originados por gamas.

Os hádrons nessa interação representam 20% das partículas produzidas e carregam 48,4% da energia total, que é de 5.162,1 Tev.

### VI - 1.2 - ESPECTROS INTEGRAIS DE ENERGIA.

Analisando-se os espectros integrais das componentes hadrônica e eletromagnética dessa interação também notamos acentuada diferença entre ambas. Na figura VI.1 são apresentados os espectros integrais em forma fracionária.

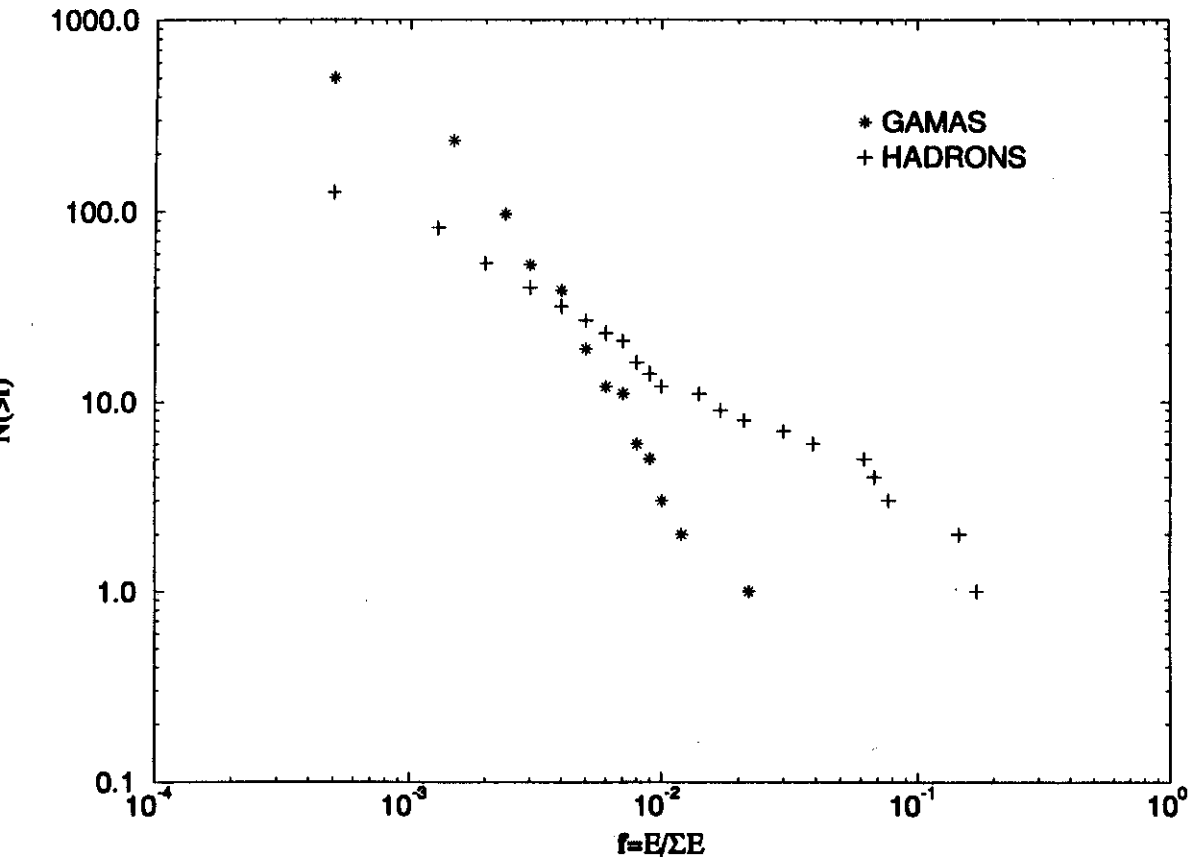


Figura VI.1 - Espectros energéticos integrais de gamas e hádrons.

As estimativas dos expoentes dos espectros foram efetuadas de forma análoga à da FAMÍLIA da CE-16, usando a expressão ((2)) apresentada no capítulo anterior.

Acreditamos que  $\beta_h = 0.90 \pm 0.10$  e  $\beta_\gamma = 1.79 \pm 0.12$  sejam as melhores estimativas para os expoentes. No caso da componente hadrônica verifica-se que a curva estabiliza-se em torno desse valor. As curvas  $\beta_h \times N_h$  e  $\beta_\gamma \times N_\gamma$  são apresentadas nas figuras IV.2 e IV.3, respectivamente.



Novamente, comparando-se as várias estimativas de  $\beta_h$  e  $\beta_\gamma$ , observa-se que  $\beta_\gamma > \beta_h$ , conforme verifica-se na figura VI.4.

Não foi possível construir as curvas  $\beta_h \times N_h$  e  $\beta_\gamma \times N_\gamma$  para as famílias simples devido a pequena quantidade de hádrons observados nessas famílias. (Foram observados um total de 10 hádrons em 11 famílias)

### SUPER-FAMILIA CE-21

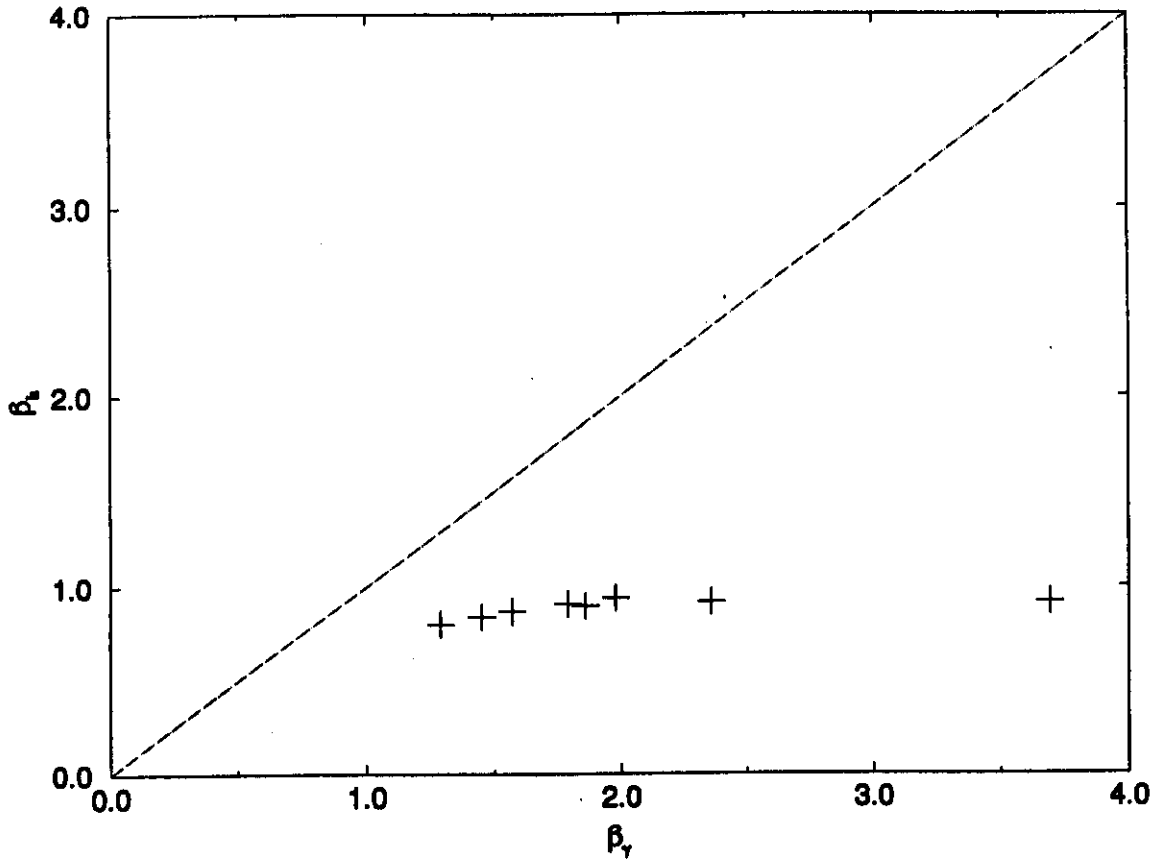


Figura VI.4 - Comparações entre as várias estimativas de  $\beta_h$  e  $\beta_\gamma$  para as mesmas energias de corte.

## VII - Análise dos espectros energéticos integrais de Gamas e Hádrons 'isolados' e comparações entre vários resultados.

### VII - 1.1 ESPECTROS ENERGÉTICOS INTEGRAIS DOS GAMAS E HÁDRONS ISOLADOS.

Durante os 653 dias de exposição da câmara de emulsão 21 foram também detectados chuviros eletromagnéticos originados por hádrons e gamas isolados. Usa-se aqui a denominação isolados para expressar hádrons e gamas que podem pertencer à composição primária da radiação cósmica ou que provêm de interações onde as outras componentes não foram detectadas e/ou correlacionadas.

A identificação dos hádrons e gamas foi realizada com base nos critérios já apresentados no capítulo IV. Foram identificados 133 chuviros como originados por hádrons e 584 chuviros como originados por  $\gamma/e^-$ , com energias  $\geq 2$  TeV.

Construímos então os espectros energéticos, que são a seguir apresentados, na figura VII.1:

### GAMAS e HADRONS ISOLADOS

CE-21

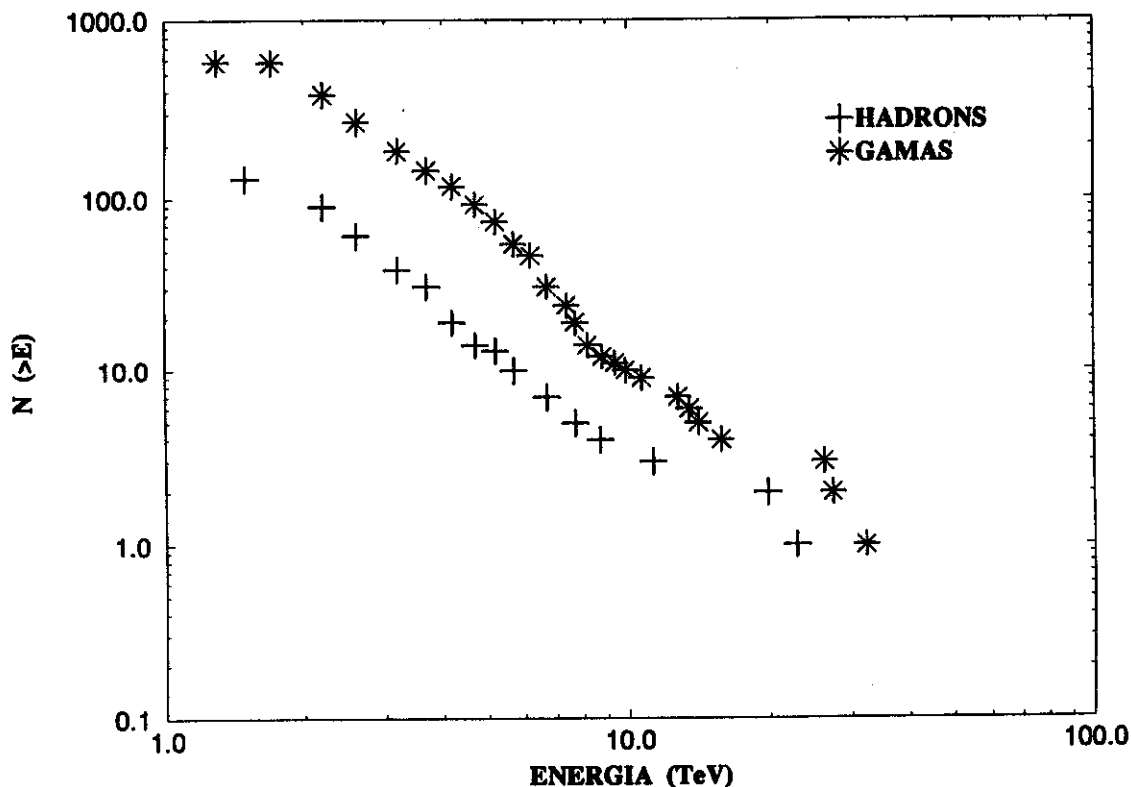


Figura VII.1 - Espectros energéticos integrais de gamas e hádrons isolados.

Estimando-se o expoente dos hádrons isolados por máxima verosimilhança e, alternativamente, por mínimos quadrados, obtivemos:

$$\beta_h = 2.02 \pm 0.18 \quad - \text{máxima verosimilhança}$$

$$\beta_h = 1.89 \pm 0.08 \quad - \text{mínimos quadrados}$$

Ambas as estimadas para  $\beta_h$  estão, portanto, consistentes entre si. Análogamente, a estimativa para o expoente dos gamas isolados, fornece:

$$\beta_\gamma = 2.00 \pm 0.08 \quad - \text{máxima verosimilhança}$$

$$\beta_\gamma = 1.94 \pm 0.12 \quad - \text{mínimos quadrados}$$

Novamente verifica-se que as estimativas para os valores de  $\beta_\gamma$  estão consistentes.

## VII - 1.2 - COMPARAÇÃO ENTRE A FAMÍLIA DA CE-16, SUPER-FAMÍLIA CE-21 E OUTRAS FAMÍLIAS.

S. Yamashita [12] analisou três interações nucleares, denominadas **ANDROMEDA**, **MA-III** e **URSA MAIOR**. Um dos aspectos analisados foi a comparação entre os expoentes da componente eletromagnética e hadrônica. Os resultados são apresentados na figura VII.2.

Verifica-se, portanto, que  $\beta_\gamma > \beta_h$ , para as três famílias estudadas.

Na análise da **FAMÍLIA** da CE-16 e da **SUPER-FAMÍLIA** da CE-21 também observamos o fato que  $\beta_\gamma > \beta_h$  (capítulos V e VI, respectivamente).

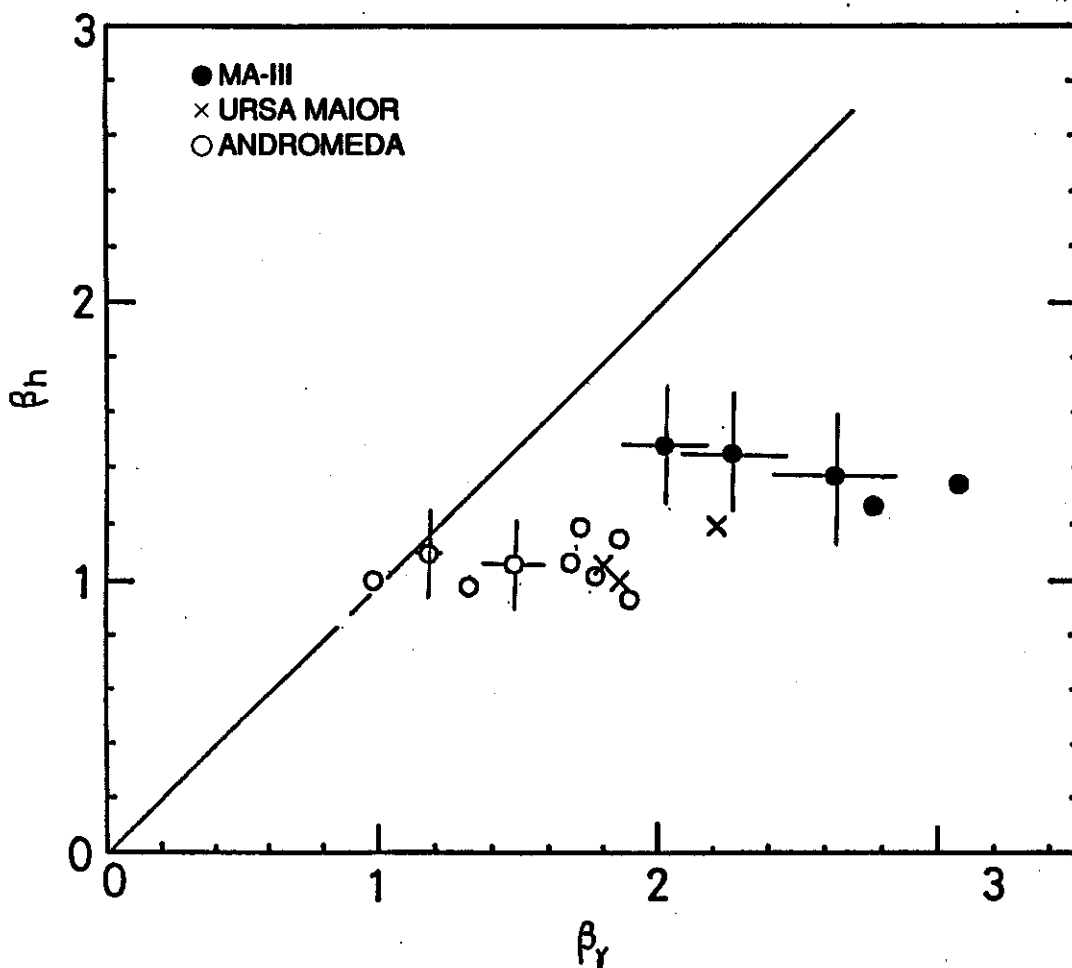


Figura VII.2 - Comparações entre as estimativas de  $\beta_h$  e  $\beta_\gamma$  para várias energias de cortes, das Famílias ANDROMEDA, MA-III e URSA MAIOR.

Outro aspecto analisado nas famílias ANDROMEDA, MA-III e URSA MAIOR, foi a fração de energia carregada pelos hádrons, onde observou-se que estes carregam parte substancial da energia total da interação. A mesma análise, no caso da FAMÍLIA da CE-16 e da SUPER-FAMÍLIA da CE-21, mostra que os hádrons também carregam significativa parte da energia total. A figura VII.3 mostra os resultados de S.Yamashita e a figura VII.4 os resultados da análise para a FAMÍLIA da CE-16 e para a SUPER-FAMÍLIA CE-21.

Fração de energia carregada pelos hádrons, na família:

ANDROMEDA - 47%

MA-III - 44%

URSA MAIOR - 38%

FAMÍLIA CE-16 - 73,4%

SUPER-FAMÍLIA CE-21 - 48,4%

Nas famílias simples os hádrons carregam uma fração < 30% da energia total de interação.

### VII -1.3 - CORRELAÇÃO ENTRE $N_h$ E $q_h$

Na figura VII.5 são apresentadas as correlações  $N_h$  x  $q_h$  da família da CE-16 e da super-família da CE-21, onde:

$N_h$  = número de hádrons

$q_h$  = fração que a soma da energia dos hádrons ocupa em relação a energia total da família, i.é:

$$q_h = \frac{\sum E_h^{(\gamma)}}{\sum [E_\gamma + E_h^{(\gamma)}]}$$

Já na figura VII.6 são apresentadas as correlações para dados simulados presupondo modelo normal de produção múltipla de mésons e de composição primária normal para a Radiação Cósmica. Nos cálculos foram considerados famílias originadas de três tipos de núcleos primários, i.é,  $Z=1$ ,  $2 \leq Z \leq 8$  e núcleo  $10 \leq Z \leq 27$ . [5]

A FAMÍLIA da CE-16 e a SUPER-FAMÍLIA da CE-21 estão numa região bastante diferenciada dos eventos simulados.

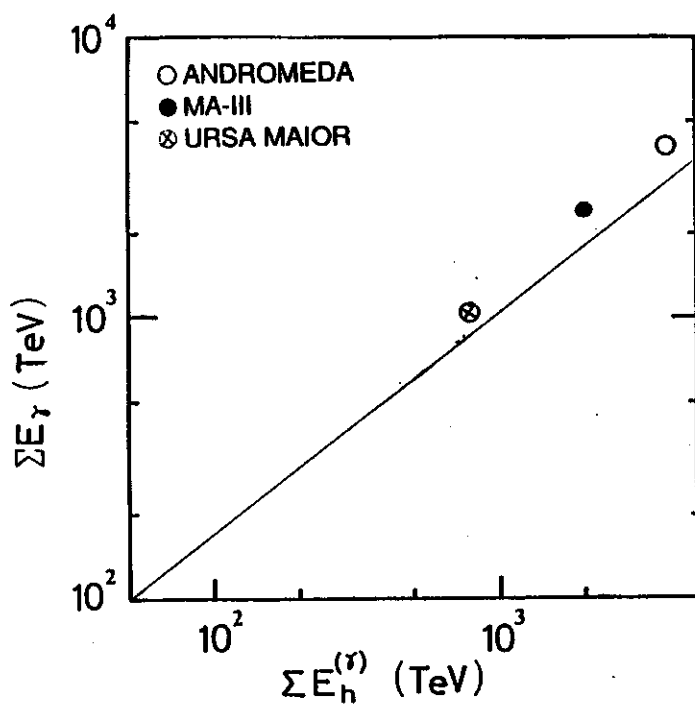


Figura VII.3 - Comparações entre  $\Sigma E_\gamma$  e  $\Sigma E_h^{(r)}$  dos eventos Andromeda, MA-III e Ursa Maior.

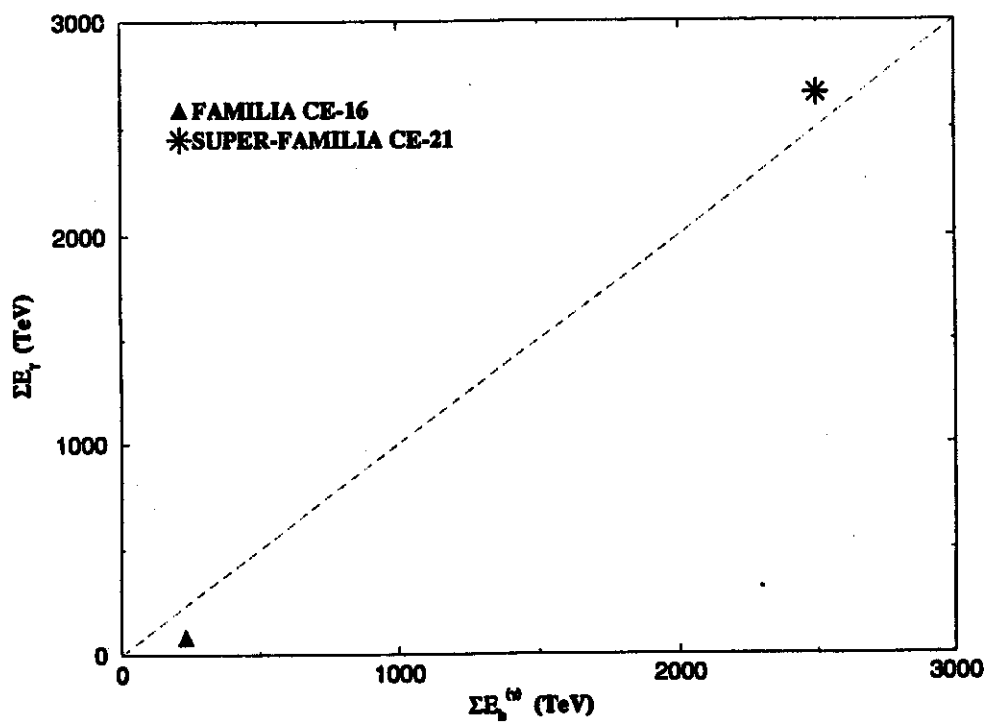


Figura VII.4 - Comparações entre  $\Sigma E_\gamma$  e  $\Sigma E_h^{(r)}$  para a Família CE-16 e Super-Família CE-21.

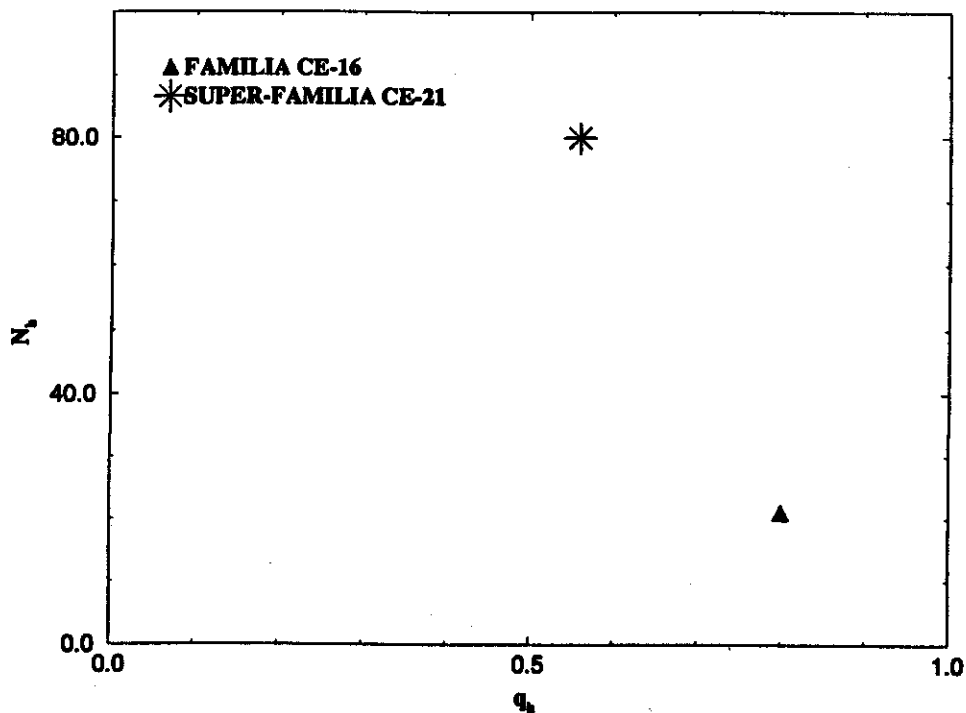


Figura VII.5 - Correlação  $N_h$  x  $q_h$  para a Família CE-16 e Super-Família CE-21

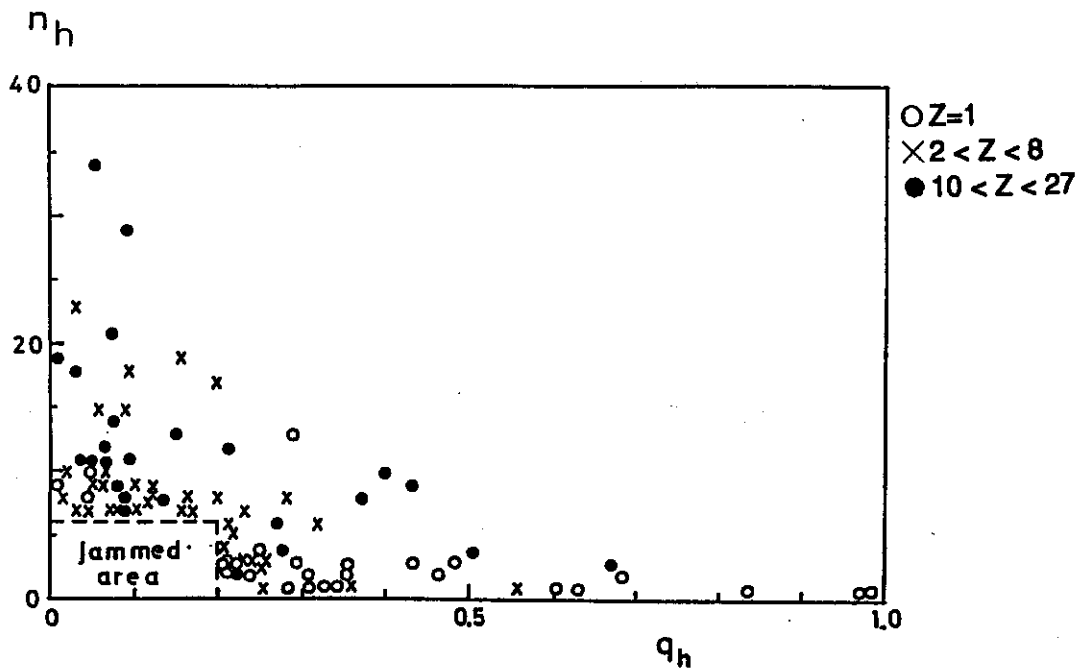


Figura VII.6 - Correlação  $N_h$  x  $q_h$  para dados simulados obtidos presupondo modelo normal de produção de mésons.

# VIII - Síntese dos resultados e CONCLUSÕES.

## VIII - 1.1 - SÍNTESE DOS RESULTADOS.

	$\Sigma E_{vis}$ (eV)	$\beta$ ( $\gamma$ + hadr)	$\beta_h$	$\beta_\gamma$	COMPA RAÇÃO $\beta_\gamma$ X $\beta_h$	$\Sigma E_h^{(\gamma)}$ %	$N_h$ %
FAMIL. CE-16	$3.10^{14}$	$1.33 \pm 0.17$	$1.67 \pm 0.31$	$2.43 \pm 0.56$	$\beta_\gamma > \beta_h$	73,4%	63%
SUPER- FAMÍL.	$5.10^{15}$	$1.13 \pm 0.05$	$0.90 \pm 0.10$	$1.79 \pm 0.12$	$\beta_\gamma > \beta_h$	48.4%	20%
FAMIL. SIMPL.		$1.06 \pm 0.09$				< 30%	
GAMAS /HADR. ISOL.			$2.02 \pm 0.18$ $1.89 \pm 0.10$	$2.00 \pm 0.10$ $1.94 \pm 0.12$	$\beta_\gamma \approx \beta_h$		
ANDRO MEDA	$2.10^{16}$				$\beta_\gamma > \beta_h$	47%	
MA-III	$4.10^{15}$				$\beta_\gamma > \beta_h$	44%	
URSA- MAIOR	$8.10^{14}$				$\beta_\gamma > \beta_h$	38%	



## VIII - 1.2 - CONCLUSÕES.

Os eventos aqui analisados foram detectados em câmaras de emulsões com estrutura que permitem boa probabilidade de detecção de hádrons e identificação da origem dos chuviros eletromagnéticos.

Na análise da FAMÍLIA da CE-16 e da SUPER-FAMÍLIA da CE-21 verificou-se que há características comuns entre elas ( $\beta_\gamma > \beta_h$ , hádrons carregando significativa parte da energia, grande número de hádrons diferentes de  $\pi^0$ ) e que são também comuns as três interações denominadas ANDROMEDA, MA-III e URSA MAIOR. Todavia, essas características não são observadas nas FAMÍLIAS SIMPLES, detectadas com maior frequência.

Na comparação da correlação  $N_h \times q_h$  verificou-se também que a FAMÍLIA da CE-16 e a SUPER-FAMÍLIA da CE-21 não podem ser entendidas em termos de modelo normal de Produção Múltipla de Mésons.

Para a FAMÍLIA da CE-16 foi possível estimar o valor de  $\langle P_i^{(h)} \rangle$ , onde verificamos que o mesmo é compatível com os valores obtidos para as interações nucleares tipo CENTAURO.

Acreditamos então, que a referida FAMÍLIA da CE-16 e a SUPER-FAMÍLIA da CE-21, são interações nucleares tipo CENTAURO.

## APÊNDICE A:

### EFEITO LANDAU E INFLUÊNCIA DA ESTRUTURA DA CÂMARA DE EMULSÕES NA DETERMINAÇÃO DA ENERGIA.

#### Efeito Landau:

Landau e Pomeranchuk previram que as seções de choque para os processos de criação de pares e bremsstrahlung são inibidas em materiais densos. Esse efeito torna-se importante em regiões de altas energias,  $\geq 10$  TeV [19].

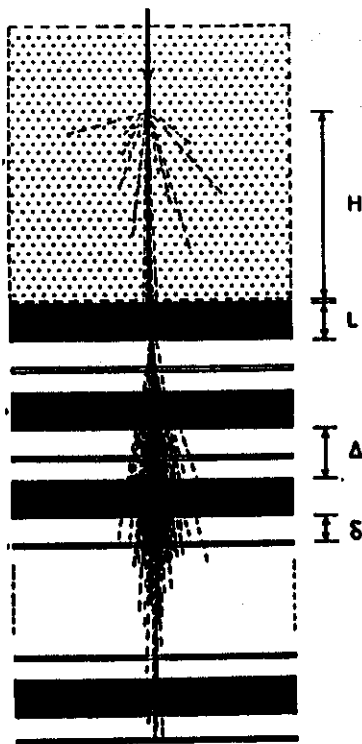
Migdal apresentou posteriormente um tratamento quântico para esse efeito, ficando então conhecido como Efeito Landau-Pomeranchuk-Migdal.

#### INFLUÊNCIA DA ESTRUTURA DA CÂMARA:

T. Shibata [9] observou quatro efeitos, devido a estrutura da câmara de emulsões, que influenciam o desenvolvimento do chuveiro e conseqüentemente alteram a determinação da energia. São eles:

- a) Efeito  $\Delta$ :  $\Delta$  é definida como a distância entre 2 placas de chumbo.
  - b) Efeito  $\delta$ : Essa é a distância existente entre a placa de chumbo e os detectores (emulsões ou filmes) e onde é realizada a contagem do número de traços na emulsão ou medida a opacidade nos filmes de Raio-X.
  - c) Efeito H: H é a altura onde ocorre a interação dos primários. A influência desse efeito no desenvolvimento do chuveiro está relacionada com a separação angular dos gamas produzidos.
  - d) Efeito de inserção de materiais diversos - Esse efeito é devido a inserção de vários materiais na câmara de emulsão, tais como, envelopes, papéis, emulsões, filmes, etc...
- Na figura A.1 são ilustrados os parâmetros referidos.

Figura A.1 - Ilustração dos efeitos devido a estrutura da CE que influenciam a determinação da energia.



Para obter as curvas de transição considerando-se esses efeitos, buscou-se uma expressão para o número de elétrons ( $N_e$ ) num chuva em função dos parâmetros  $\Delta$ ,  $\delta$  e  $H$ . A expressão obtida foi:

$$N_e(\Delta', \delta, H, \cos \theta) = \kappa [q_1(\Delta') q_2(\delta/\cos \theta) q_3(H/\cos \theta)]^v N_e(1,0,0)$$

onde:  $\Delta' = \Delta - 1$

$$q_i(x) = 1 - e^{-U_i(x)/U_i(x)},$$

$$U_i(x) = \alpha x^\beta, \quad i=1, 2 \text{ e } 3$$

Os parâmetros  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\kappa$  e  $v$  são obtidos através de ajustes da equação acima para dados obtidos através de simulação. O termo  $\cos \theta$  é devido a correções para o ângulo zenital de incidência da partícula primária.

Agora, para considerar o efeito mencionado no item d), soma-se as espessuras dos vários

materiais e deslocam-se as curvas obtidas sem considerar esse efeito, por essa espessura.

Com isso obtém-se as curvas de transições padrões, para cada estrutura de câmara de emulsão exposta à Radiação Cósmica.

## APÊNDICE B:

### Estimativas pelo método de máxima verosimilhança.

A função de máxima verosimilhança é definida [21] como:

$$L(X_1, \dots, X_n; \theta) = f(X_1; \theta) f(X_2; \theta), \dots, f(X_n; \theta)$$

$X_i$  = valores amostrais,

$\theta$  = parâmetro ao qual a função densidade de probabilidade (fdp) é dependente.

$n$  = número de eventos (independentes).

A estimativa de máxima verosimilhança de  $\theta$  ( $\langle \theta \rangle$  = valor médio) é o valor que torna máxima a função de máxima verosimilhança, ou seja:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} L(X_1, \dots, X_n; \theta) = 0$$

que pode ainda ser escrita:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \ln [L(X_1, \dots, X_n; \theta)] = 0$$

denominada EQUAÇÃO DE MÁXIMA VEROSIMILHANÇA.

Para o nosso caso temos um espectro tipo potência,  $N \propto (E/E_c)^\beta$  então a fdp é:

$$f(E, \beta) = -\beta \left( \frac{E}{E_c} \right)^{-(\beta+1)}$$

a função de máxima verosimilhança será:

$$L(E_1, \dots, E_n, \beta) = (-\beta)^n \prod \left( \frac{E_i}{E_c} \right)^{-(\beta+1)}$$

que pode ser escrita na forma:

agora, escrevendo a equação de máxima verosimilhança e resolvendo-a, obtemos:

$$\ln L(E_1, \dots, E_n; \beta) = \ln (-\beta)^n \prod \left( \frac{E_i}{E_0} \right)^{-(\beta+1)}$$

$$\frac{1}{\langle \beta \rangle} = \langle \ln \left( \frac{E_i}{E_c} \right) \rangle$$

onde:

$E_0$  = Energia de corte.

$E_i$  = Valores das energias.

O erro na estimativa de  $\langle \beta \rangle$  é dado por [22]:

$$\Delta \langle \beta \rangle = \frac{\langle \beta \rangle}{\sqrt{n}}$$

Para espectro tipo exponencial, a estimativa de máxima verosimilhança é dada por:

$$\langle \beta \rangle = \frac{X_1}{n}$$

## REFERÊNCIAS:

- [1] - J.L.Cardoso Jr., Tese de Mestado - IFGW - UNICAMP (1980).
- [2] - C.Dobrigkeit Chinellato, Tese de Doutorado - IFGW - UNICAMP (1982).
- [3] - C.M.G.Lattes, Y.Fujimoto e S.Hasegawa, *Physics Reports* 65, número 3 (1980), p.151-229.
- [4] - C.M.G.Lattes, M.S.M.Mantovani, C.Santos, E.H.Shibuya, A.Turtelli Jr., N.M.Amato, Y.Fujimoto, S.Hasegawa, T.Shibata e K.Yokoi, *Proceedings 13th Intern. Cosmic Ray*, Volume 4 (1973), p.2671.
- [5] - S.Hasegawa, ICR-Report 151-87-5 - Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo.
- [6] - C.M.G.Lattes e outros, *Supplement of the Progress of Theoretical Physics* - número 47 (1971), p.271-299.
- [7] - I.Otha, K. Mizutani, K.Kasahara, T.Kobayashi, E.Mikuno, I.Mito, A.Ohsawa, K.Sato, S.Torii, M.Tsujikawa, S.Uchida, T.Yuda e Y.Takahashi, *Nuclear Instruments and Methods* 161 (1979), p35-43.
- [8] - C.E.Navia, R.H.Maldonado, H.M.Portela, H.V.Pinto e F.A.Pinto, *Nuclear Instruments and Methods*, B51(1990), p.182-186.
- [9] - T.Fujinaga, M.Ichimura, Y.Nihori e T.Shibata, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* A276 (1989), p.317-339.
- [10] - M.Okamoto e Shibata, *Nuclear Instruments and Methods*, A257 (1987), p.155-176.
- [11] - J. Nishimura, *Supplement of the Progress of Theoretical Physics*, número 32 (1964), p.72-81.
- [12] - S.Yamashita, *Journal Physics Society of Japan*, número 54, (1985), p.529-543.
- [13] - M.Tamada e Y.Funayama, *Journal of the Physical Society of Japan*, volume 55, número 9 (September 1986), p.2996-3007.
- [14] - Y.Funayama e M.Tamada, *Journal of the Physical Society os Japan*, volume 55, número 9 (September 1986, p.2977-2995).
- [15] - J.D.Bjorken e L.D. McLerran, *Physical Review D*, volume 20, número 9 (november/1979), p.2353-2360.

- [16] - A.D.Panagioutou, A.Petridis e M.Vassiliou, *Physical Review D*, volume 45, número 9 (May/1992), p.3134-3142.
- [17] - S.Pratt e V.Zelevinsky, *Physical Review Letters*, volume 72, número 6, (february/1994), p.816-819.
- [18] - M.Takatani, *Proceedings of International Workshop on Super-High Energy Hadrons Interactions*, (October/1991-Tokyo), p.27-36.
- [19] - S.Hayakawa, *Cosmic Ray Physics*, Wiley-Interscience, p.128.
- [20] - O.A.M.Helene e V.R.Vanin, *Tratamento Estatístico de dados em Física Experimental*, Editora Edgard Blucher Ltda (1981).
- [21] - W.T.Eadie e outros, *Statistical Methods in Experimental Physics*, Editado por North-Holland Publishing Company (1971).
- [22] - C.M.G.Lattes, *Tese apresentada à Universidade de São Paulo*, (1966), Ap.II.1.