

OBSERVAÇÃO E ANÁLISE DE FAMÍLIAS DE CASCATAS
ELETROMAGNÉTICAS DETETADAS EM CÂMARAS DE CHUMBO
FOTOEMULSÕES DA COLABORAÇÃO BRASIL-JAPÃO,
EXPOSTAS NO MONTE CHACALTAYA, BOLÍVIA
(ALTITUDE 5200 m., PRESSÃO ATMOSFÉRICA 550 gr cm⁻²)

TESE DE MESTRADO

por

Carlos Aguirre Bastos

em

13 de abril de 1971

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

AV. WENCESLAU BRAZ, 71

RIO DE JANEIRO

BRASIL

OBSERVAÇÃO E ANÁLISE DE FAMÍLIAS DE CASCATAS
ELETROMAGNÉTICAS DETETADAS EM CÂMARAS DE CHUM
BO FOTOEMULSÕES DA COLABORAÇÃO BRASIL-JAPÃO,
EXPOSTAS NO MONTE CHACALTAYA, BOLÍVIA (ÁLTI -
TUDE 5200 m., PRESSÃO ATMOSFÉRICA 550 gr cm⁻²)

TESE DE MESTRADO
CARLOS AGUIRRE BASTOS

Rio de Janeiro
1971

OBSERVAÇÃO E ANÁLISE DE FAMÍLIAS DE CASCATAS ELETROMAGNÉTICAS DETETADAS
EM CÂMARAS DE CHUMBO FOTOEMULSÕES DA COLABORAÇÃO BRASIL-JAPÃO,
EXPOSTAS NO MONTE CHACALTAYA, BOLÍVIA (ALTITUDE 5200 m.,
PRESSÃO ATMOSFÉRICA 550 gr cm⁻²)

TESE DE MESTRADO

defendida por

CARLOS AGUIRRE BASTOS

no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Orientador: Anna Maria Freire Endler

em 13 de Abril de 1971

•

perante a banca integrada pelos senhores professores

Alfredo Marques de Oliveira
Professor Titular do C.B.P.F.

Prem P. Srivastava
Professor Titular do C.B.P.F.

Anna Maria Freire Endler
Professor Adjunto do C.B.P.F.

Neusa M. Amato
Professor Adjunto do C.B.P.F.

E R R A T A

<u>Página</u>	<u>Linha</u>	<u>Onde está escrito</u>	<u>Leia-se</u>
i	21	sobre	sôbre
i	23	primaria e secundaria	primária e secundária
iv	10	no análise	na análise
vii	9	primaria	primário
viii	19	as cascatas	às cascatas
viii	21	as cascatas	às cascatas
viii	23	as cascatas	às cascatas
3	17	ultimos	últimos
4	3	ã grandes	a grandes
4	27	propagem	propaguem
4	33	penetra	penetram
13	13	correspondem	corresponde
17		Nº de eletrons (μm^2)	Nº de eletrons/ (μm^2)
20	5	contribuições	contribuições
20	6	sussessivas	sucessivas
20	12	a mesma	ã mesma
22	22	onde ele	onde ela
22	23	originario	originária
23		resto dos gamas	gamas diretos
27	última	ΣE	ΔE_Y
28		ΣE	ΣE_Y
32	25	familias e o de construir	famílias, e o de construir
33	1	e E_2 0 do	e E_2 a do
34	24	constituim	constituí

<u>Página</u>	<u>Linha</u>	<u>Onde-está escrito</u>	<u>Leia-se</u>
35	5	consequinte	consequinte
40	20	dois	duas
40	25	ontido	obtido
43		10 $E_N = 40$	10 $E_{p_b} = 40$
44	25	existem uma seire de possiveis	existe uma série de possíveis
52	6	as quais	às quais
52	última	estadísticos	estatísticos
60		secundária	secundária
61		secundária	secundária
63	5	têm	tem
63	6	evidência	evidência
63	7	experimental, que	experimental, de que
63	16	evidencia	evidência
63	19	evidencia	evidência
63	penúltima	nucleons	núcleos
64	7	detetado	detetada
64	8	proprio	próprio
64	12	multipla	múltipla
64	16	multipla	múltipla
64	25	coliden, eles	colidem, eles
64	26	cinetica	cinética
65	1	$\Omega = (4/3)\pi(h/m\pi c)^3$	$\Omega = (4/3)\pi (h/m\pi c^2)^3$
65	3	$m\pi c$	$m\pi c^2$
65	15	$\Omega^+ = 2M/E_0^+$	$\Omega^+ = \Omega \times 2M/E_0^+$
66	penúltima	ma-ssas	mas-sas

<u>Página</u>	<u>Linha</u>	<u>Onde-está-escrito</u>	<u>Leia-se</u>
67	17	descri \tilde{c} ão	descri \tilde{c} ão
71	1	outra	outro
71	26	definida	definido
73	pen \tilde{u} ltima	no SCM	do SCM
73	\tilde{u} ltima	Por a	Pela
74	10	$\log \gamma_c \tan \theta$	$\log (\gamma_c \tan \theta)$
74	12	$\log \gamma_c \tan \theta$	$\log (\gamma_c \tan \theta)$
74	\tilde{u} ltima	inalter \tilde{a} vel	inalter \tilde{a} veis
76	5	$(1/2) \text{sen}^2 \theta^+ d\theta^+$	$(1/2) \text{sen}^2 \theta^* d\theta^*$
76	10	$(20 < \Sigma E_\gamma < 450)$	$(20 < \Sigma E_\gamma < 450) \text{ TeV}$
85	4 e. 7	massa da bola de fogo	massa da bola de fogo conver- tida em raios γ
88		massa da bola de fogo	massa da bola de fogo emiti- da sob forma de raios γ
92	10	0.5 ± 0.8	0.5 ± 0.2
92	20	este	\tilde{e} ste
93	17	Ve-se	V \tilde{e} -se

PREFÁCIO.

Desde 1962, está em funcionamento um trabalho de colaboração entre grupos de emulsões nucleares do Brasil e do Japão. O objetivo principal da Colaboração Brasil-Japão é o estudo de interações nucleares de alta energia, produzidas pela radiação cósmica, através do estudo das cascatas eletromagnéticas detetadas em câmaras de chumbo-fotoemulsões, que são expostas no Monte Chacaltaya, Bolívia (altitude 5200 metros sobre o nível do mar e pressão atmosférica 550 gr cm⁻²).

Vários trabalhos sobre os resultados obtidos até agora foram apresentados em conferências internacionais de raios cósmicos (Refs. 1 a 11), publicações (Refs. 12 a 18) e comunicações em reuniões científicas (Refs. 19 a 43).

O estudo da radiação cósmica pode ser feito sob o ponto de vista morfológico, isto é, procura-se descrever a radiação cósmica (R.C.) que incide em diferentes regiões do espaço ou em diferentes profundidades atmosféricas. São de caráter morfológico as observações sobre: a composição, o fluxo, as distribuições energéticas e angulares da radiação cósmica primária e secundária, as variações temporais, a absorção e transição, os efeitos geomagnéticos, e a investigação dos chuvarais atmosféricos extensos.

Um outro ponto de vista para o estudo da radiação cósmica é o da física de altas energias . Nesta perspectiva consideramos a R.C. como fonte de partículas de alta energia para estudar interações nucleares e partículas elementares, em particular, para estudar os mecanismos das interações e os processos de produção de novas partículas.

O presente trabalho apresenta um estudo de famílias de raios gama encontradas nas câmaras 9, 11, 12 e 13 da Colaboração Brasil-Japão (C.B.J.). Essas famílias representam a componente eletromagnética de chuviros atmosféricos extensos no começo do seu desenvolvimento através da atmosfera. Os raios gama, produtos do decaimento dos mesons π^0 emitidos numa interação nuclear são detetados através das cascatas eletromagnéticas (c.e.m.) que eles desenvolvem ao atingirem a câmara de chumbo-foto-emulsão. Denomina-se família de raios gama ao conjunto de cascatas eletromagnéticas paralelas provenientes de uma interação nuclear.

Com o estudo destas famílias obtemos informações sobre interações nucleares à alta energia possibilitando o estudo da estrutura dos chuviros atmosféricos extensos no começo do seu desenvolvimento e da produção múltipla de mesons.

Lista do Pessoal Científico e das Instituições Participantes da Colaboração Brasil-Japão (1968).

Grupos Japoneses:

Universidade de Hirosaki: M. Akashi, Z. Watanabe
Universidade de Konan: K. Nishikawa, Y. Oyama, S. Hazama
Universidade Kwansei Gakuin: K. Ogata, T. Tsunouchi ,
T. Shirai . .
Universidade de Kyoto: A. Nishio
Universidade de Tokyo, Instituto de Estudos Nucleares:
I. Mito, K. Niu, I. Ohta, T. Taira
Universidade de Tokyo, Instituto de Ciências Espaciais
e Aeronáuticas: J. Nishimura
Instituto de Pesquisas Físicas e Químicas: N. Ogita
Universidade de Waseda: Y. Fujimoto, S. Hasegawa,
A. Osawa, T. Shibata
Universidade Nacional de Yokohama: Y. Maeda

Grupos Brasileiros:

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas: N. Amato, C. . .
Universidade de Campinas: C.M.G. Lattes, M.S.M. Mantovani
C. Santos, A.R. Vasconcellos
Universidade de São Paulo: M. Schönberg

AGRADECIMENTOS.

Desejo expressar os meus agradecimentos à Professora Ana Maria Freire Endler pela orientação dada ao presente trabalho. Aos Professores Cesar Lattes, Yoichi Fujimoto e Shun-ichi Hasegawa pelas valiosas discussões e sugestões feitas no transcurso da elaboração do trabalho. À divisão de Emulsões Nucleares do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas., microscopistas e bolsistas., em especial à Professora Neusa Amato, chefe da divisão, pelo uso do laboratório e ajuda na análise das emulsões. À Colaboração Brasil-Japão por ter-me permitido o livre uso dos dados.

Também agradeço a Comissão Nacional de Energia Nuclear pela concessão da bolsa de pós-graduação, e, ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e Centro Latino Americano de Física pela ajuda financeira dada durante a minha estada no C.B.P.F. Ao grupo Bolivian Air Shower Joint Experiment do Laboratório de Física Cósmica da Universidade Mayor de San Andres, Bolivia, por ter-me permitido o usufruto da bolsa.

ÍNDICE.

	pagina
Prefacio	i
Lista do Pessoal Científico e das Instituições Participantes da Colaboração Brasil-Japão(1968)	iii
Agradecimentos	iv
§I. Introdução	1
I.1. A Radiação Cósmica Primária	1
I.2. A Radiação Cósmica Secundária	2
I.3. As Câmaras de Emulsões	3
§II. Método Experimental	6
II.1. As Câmaras de Emulsão da C.B.J.	6
II.1.1. Emulsão Nuclear	8
II.1.2. Filmes de Raios X	10
II.2. Busca de Eventos	10
II.3. Seguimento e Mapas	12
II.4. Classificação dos Eventos	12
II.5. Determinação da Energia das c.e.m.	13
II.5.1. Contagem de Traços	13
II.5.2. Distribuição Lateral	14
II.5.3. Fotometria	14
§III. Famílias de Raios Gama	19
III.1. Tipos de Famílias Observados	19
III.2. Análise das Famílias	20
III.2.1. Análise das Cascatas Atmos- féricas	20
III.2.2. Análise das Interações At- mosféricas	31

§IV.	Análise das Famílias Observadas	34
	IV.1. FI-B26-9	34
	IV.2. FII-B26-9	35
	IV.3. FII-B26-11	40
	IV.4. FI-B22-12	44
	IV.5. FI-B26-11	44
	IV.6. FI-B21-11	52
	IV.7. Frequencia do Parâmetro de Disparidade	52
§V.	Produção Múltipla de Mesons	63
	V.1. Descoberta da Produção Múltipla	63
	V.2. Modelos de Produção Múltipla	64
	V.2.1. Modelos Dinâmicos	64
	V.2.2. Modelos Fenomenológicos	69
	V.2.2.a) Modelo de Duas Bolas de Fogo	70
	V.2.2.b) Modelo de Múltiplas Bolas de Fogo	71
§VI.	Resultados Experimentais	73
	VI.1. Distribuição Angular	73
	VI.1.1. Distribuição Angular Diferencial	73
	VI.1.2. Distribuição Angular Integral	78
	VI.2. Distribuição da Massa e Fator de Lorentz da Bola de Fogo	82
	VI.3. Multiplicidade	90

§VII. Conclusões	92
APÊNDICE I. Calculo de Nishimura e Kamata para a Teoria das Cascatas Eletromagnéticas	94
APÊNDICE II. Análise de Cascatas Atmosféricas pelo Metodo de Monte Carlo	100
APÊNDICE III. Calculo da Probabilidade de Colisões Sucessivas de um Nucleon Primária	104
REFERENCIAS	107

LISTA DAS FIGURAS.

Figura Nº.	pagina
1. Desenho da Câmara 12	9
2. Fotografia de uma c.e.m. na Emulsão Nuclear	11
3. Determinação da Energia por Contagem de Traços	16
4. Determinação da Energia pela Distribuição Lateral	17
5. Sistema Fotométrico	18
6. Esquema das Famílias	21
7. Distribuição Lateral da Família FI-B26-9	23
8. Família de Curvas Obtidas na Simulação de Monte Carlo para o desenvolvimento tridimensional das cascatas atmosféricas. n vs E_{\min}/E_0	24
9. Família de Curvas Obtidas na Simulação de Monte Carlo para o desenvolvimento tridimensional das Cascatas Atmosféricas. E_0/E_{\min} vs $\Sigma E/E_{\min}$	25
10. Família de Curvas Obtidas na Simulação de Monte Carlo para o desenvolvimento tridimensional das Cascatas Atmosféricas. $\Sigma ER/\Sigma E$ vs E_{\min}/E_0	26
11. Aplicação do Teste de Monte Carlo as Cascatas Atmosféricas	28
12. Aplicação do Teste de Monte Carlo as Cascatas Atmosféricas	29
13. Aplicação do Teste de Monte Carlo as Cascatas Atmosféricas	30
14. Mapa da Família FI-B26-9	36
15. Detalhe da Família FI-B26-9	36
16. Estrutura da Família FI-B26-9	37
17. Mapa da Família FII-B26-9	38
18. Detalhe da Família FII-B26-9	38
19. Estrutura da Família FII-B26-9	39
20. Mapa da Família FII-B26-11	41
21. Detalhe da Família FII-B26-11	42
22. Estrutura da Família FII-B26-11	43

Figura Nº	pagina
23. Mapa da Família FI-B22-12	45
24. Teste de Monte Carlo Aplicado à Família FI-B22-12	46
25. Distribuição Lateral da Família FI-B22-12	47
26. Mapa da Família FI-B26-11	48
27. Detalhe da Família FI-B26-11	49
28. Detalhe da Família FI-B26-11	50
29. Estrutura da Família FI-B26-11	51
30. Mapa da Família FI-B21-11	53
31. Detalhe da Família FI-B21-11	54
32. Estrutura da Família FI-B21-11	55
33. Distribuição da Frequência do Parâmetro de Disparidade	56
34. Distribuição Angular Diferencial dos raios gama	77
35. Distribuição Angular Integral dos raios gama $5 \leq \Sigma E_\gamma \leq 20$ Tev	79
36. Distribuição Angular Integral dos raios gama $100 \leq \Sigma E_\gamma \leq 200$ Tev	80
37. Distribuição Angular Integral dos π^0 's	81
38. Determinação da Massa da Bola de Fogo pelo mé- todo de Balanço dos Momentos	86
39. Determinação da Massa da Bola de Fogo pelo mé- todo de Balanço dos Momentos	87
40. Distribuição da Massa da Bola de Fogo	88
41. Distribuição do Fator de Lorentz da Bola de Fogo	89
42. Multiplicidade N_γ da Bola de Fogo	91
43. Curva de Probabilidade do Número de Colisões Sucessivas de um Nucleon Primária na Atmosfe- ra	106

LISTA DAS TABELAS.

Tabêla Nº	pagina
1. Condições de Exposição das Câmaras 9, 11, 12 e 13 da C.B.J.	7
2. Lista das Famílias Análisadas	57

§ I. INTRODUÇÃO.

A radiação cósmica observada pode ser dividida em: 1. a radiação cósmica primária que entra na atmosfera, proveniente de fontes galácticas e extra galácticas; 2. a radiação cósmica secundária produzida por interações nucleares da radiação primária com núcleos atmosféricos.

I.1. A Radiação Cósmica Primária.

A origem da radiação cósmica primária, ou seja, a origem do fluxo de partículas provenientes de fontes extraterrestres é ainda objeto de estudo, existindo várias teorias a seu respeito (vide p.e. Refs. 44 e 45). Sabemos que a atmosfera terrestre está submetida a um fluxo praticamente constante e isotrópico de partículas cósmicas de alta energia ($E > 10^9$ ev). O espectro energético para a região de 10^{15} a 10^{18} ev é descrito aproximadamente por uma função do tipo:

$$(E) \sim E^{-\beta}$$

onde $\beta \sim 2.0$ (Ref. 15). A faixa de energia da radiação cósmica primária se estende até a ordem de 10^{20} ev, como mostram várias experiências sobre chuviros extensos (vide p.e. Ref. 46). Diversos tipos de medida mostram que a composição da R.C. primária é aproximadamente a seguinte para $E = 3 \times 10^9$ ev:

2.

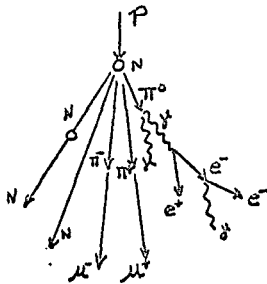
70% protons
20% partículas alfa
10% núcleos de numero atômico $2 < Z < 30$

(Refs. 15 e 47).

À medida que a energia aumenta, cresce a percentagem de protons e o número de núcleos de número atômico grande decresce rapidamente. A abundância relativa de núcleos de Li, Be, e B é maior que a abundância concentrada nas estrelas, portanto, se conclui que na radiação cósmica primária existem produtos de interações com matéria interestelar (Ref. 15).

I.2. A Radiação Cósmica Secundária.

Como já mencionamos, a radiação cósmica secundária é produzida por interações nucleares entre a radiação primária e os núcleos atmosféricos. Dessas interações resulta a criação de novas partículas, às quais chamamos de radiação cósmica secundária (vide desenho em baixo)



A radiação cósmica secundária pode ser dividida em várias componentes:

- a. A componente mole, constituída pela componente eletromagnética.
- b. A componente dura, constituída por mésons μ (positivos ou negativos).
- c. A componente nuclearmente ativa (hadrônica) constituída por prótons, nêutrons, píons, kaons, híperons e as suas antipartículas correspondentes.
- d. A componente neutrínica, constituída por neutrínos (ν_e, ν_μ) e antipartículas correspondentes.

1.3. As Câmaras de Emulsões.

O emprêgo de emulsão fotográfica como detetor permite o estudo detalhado dos traços dos raios cósmicos individuais e tem sido uma das técnicas que permitiram um grande avanço na física nuclear nos últimos vinte anos. Basta citar que várias partículas elementares foram descobertas em emulsões, por exemplo, os mésons π e os mésons K .

As câmaras de emulsões podem ser de dois tipos: pilha homogênea ou "stack", e pilha heterogênea.

O "stack" é constituído de emulsões nucleares superpostas, permitindo uma observação direta de interações individuais ocorridas na própria emulsão. Um dos problemas no uso de pilhas de emulsão é que, à medida que a energia primária aumenta, aumenta não só a multiplicidade média, (i.e. o número médio de partículas secundárias emitidas na interação),

4.

como também a colimação dos secundários; de modo que, os traços de partículas carregadas secundárias só podem ser resolvidos à grandes distâncias do ponto de origem, onde já se torna crítica a contaminação com as cascatas eletromagnéticas desenvolvidas pelos raios gama, produtos do decaimento dos π^0 s.

A análise de uma interação nuclear pode de entretanto ser feita através das cascatas eletromagnéticas e neste caso a pilha heterogênea é mais indicada.

A pilha heterogênea, ou que nós chamaremos daqui por diante de câmara de emulsão, é constituída por camadas superpostas de emulsão nuclear e algum material de número atômico (Z) alto que permite o controle do desenvolvimento das c.e.m.. Sendo as seções de choque dos processos dominantes (criação de pares e radiação de freio) no desenvolvimento das c.e.m. dependentes de Z^2 (Ref. 48), então a escolha adequada do material no qual vão se propagar os raios gama e elétrons, obviamente, permite controlar o desenvolvimento das cascatas. O importante é se ter as c.e.m. suficientemente separadas para permitir a medida de energia e direção dos raios gama (ou elétrons) que as produziram. Podemos obter c.e.m. separadas, permitindo que as interações nucleares ocorram em materiais de Z baixo (p.e. ar ou carbono) e que os raios gama se propagem neste material sem um desenvolvimento de cascata apreciável e atinjam suficientemente separados o material de Z alto (p.e. Pb), onde irão desenvolver as c.e.m.. Deste modo, os raios gama provenientes de um meson π^0 (ou vários) emitidos na interação da R.C. primária com o material de baixo número atômico, penetra na câmara sem materialização

após terem "caminhado" bastante, assegurando um afastamento suficiente um do outro, e somente ao encontram o material de alto número atômico se inicia o desenvolvimento de cascatas.

Devido ao problema do fluxo fraco da R.C. a altas energias, são necessárias exposições por tempo longo em detetores de grande área. Sendo grande a área exposta, torna-se praticamente impossível a busca convencional de eventos com o microscópio. Com o uso de filmes de raios X justapostos às emulsões nucleares (c.f. § II.2) facilita-se a busca de eventos, uma vez que o tamanho dos grãos nos filmes de raios X permite que as cascatas eletromagnéticas produzidas por raios gama (ou elétrons) de energias maiores que 0.5 Tev^+ , sejam vistas a olho nú na forma de pontos escuros que contrastam com o fundo.

Recentes estudos mostram que nas condições do Monte Chacaltaya pode-se expôr emulsão nuclear (tipo Fuji ET7A) durante um intervalo de tempo de um ano (Ref.33) sem se notar o desaparecimento da imagem latente.

⁺ $1 \text{ Tev} = 10^{12} \text{ .ev}$

§ II. MÉTODO EXPERIMENTAL.

II.1. As Câmaras de Emulsão da C.B.J.

As câmaras usadas pela Colaboração Brasil-Japão são constituídas por camadas superpostas de placas de emulsão nuclear, filmes de raios X e placas de chumbo. A atmosfera ou uma camada de piche acima da câmara são usadas como meios produtores para as interações nucleares; as placas de chumbo são usadas para controlar o desenvolvimento das cascatas eletromagnéticas, e os filmes de raios X e placas de emulsão nuclear formam o material detetor.

Desde o início da C.B.J. foram expostas 15 câmaras. No presente trabalho estudaremos algumas interações nucleares observadas nas câmaras 9, 11, 12 e 13.

A tabela 1 mostra as condições de exposição dessas câmaras. O processamento químico foi realizado no laboratório de Física Superior da Universidade de São Paulo.

TABELA 1

Condições de Exposição das Câmaras 9, 11, 12 e 13
Expostas em Chacaltaya

Câmara Nº	Tempo de Exposição (dias)	Área (m ²)	Observações
9	194	8	Emulsão Nuclear e Raios X
11	316	6	Emulsão Nuclear e Raios X
12	335	6	Câmara com produtor constituída por uma câmara superior e outra inferior de áreas iguais.
13	380		Câmara com produtor. Área da câmara superior: 9.8 m ² Área da câmara inferior : 6.0 m ²

As câmaras 9 e 11 são constituídas por camadas interpostas de emulsão, filmes de raios X e chumbo (na análise da câmara 9 só utilizamos os filmes de raios X). Nestas câmaras observamos os raios gama provenientes do decaimento dos mesons π^0 emitidos não só nas interações atmosféricas como também nas interações locais, isto é, as interações produzidas pela componente nuclearmente ativa no chumbo. As medidas de energia e direção para cada raio gama individual po

dem ser feitas para as interações atmosféricas, já que neste caso os raios gama que se propagam na atmosfera acima da câmara chegam suficientemente afastados para serem distinguidos um dos outros. No caso das interações locais, que chamaremos daqui por diante de jatos Pb, os raios gama produzidos não estão suficientemente separados para serem detetados individualmente, e então, as medidas de energia, são feitas apenas na forma de ΣE_{γ} .

As câmaras 12 (Figura 1) e 13 têm um produtor localizado entre duas câmaras, compostas de emulsão nuclear, filmes de raios X e chumbo. O material do produtor é piche (de Z baixo) no qual as partículas nuclearmente ativas interagem depois de terem atravessado a câmara superior. Desta interação, que chamaremos de jatos C, os raios gama secundários emitidos serão detetados na câmara inferior através das c.e.m. que eles desenvolvem. Estes raios gama chegam na parte inferior da câmara suficientemente afastados de modo a permitirem medidas exatas de energia e direção para cada raio gama individual.

II.1.1. Emulsão Nuclear.

A emulsão nuclear utilizada é a FUJI ET7A e as suas características mais importantes são as seguintes (Ref. 15): a espessura é de 50 microns, e está colocada numa base de methacryl de 2 mm; a área de cada emulsão é de 40 x 50 cm². O raio médio dos grãos é de ~0.3 microns, e o número médio de grãos em

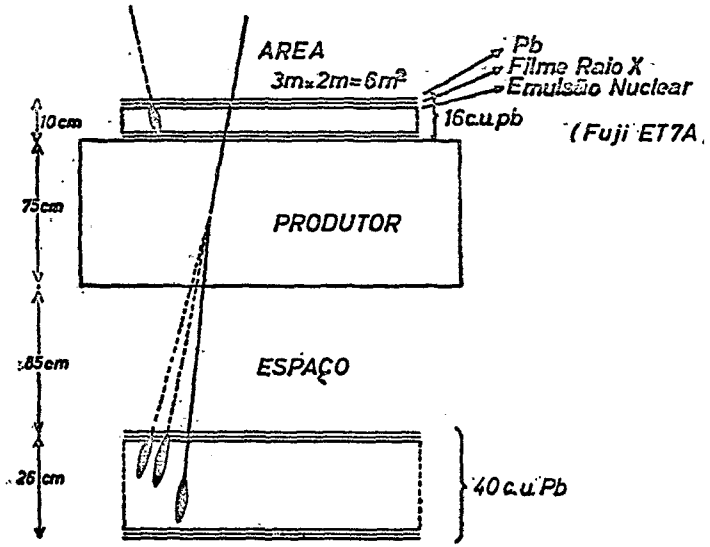


Fig.1 DESENHO DA CÂMARA 12

em traços de mínima ionização é de 30 a 40 por 100 microns. Como já foi mencionado, a estabilidade da imagem latente é muito boa e não se nota desaparecimento dos traços no período de um ano.

II.1.2. Filmes de Raios X

Os filmes de raios X utilizados são de dois tipos, SAKURA N e SAKURA R. As características do filme SAKURA N (Ref. 15) são as seguintes: a espessura é de 25 microns e está colocado de cada lado de uma folha de celuloide de 200 microns de espessura (área $40 \times 50 \text{ cm}^2$); o raio médio dos grãos é de 7 microns. O filme SAKURA R é semelhante ao N só que o raio médio dos grãos é de 1.5 microns.

II.2. Busca de Eventos.

A busca para os eventos individuais (raios gama ou elétrons detetados através das cascatas eletromagnéticas produzidas no chumbo) é feita a olho nú procurando os pontos escuros nos filmes de raios X. Para facilitar esta busca usa-se dois filmes que durante a exposição estiveram justapostos, e procura-se os pares coincidentes de pontos escuros nos dois filmes.

As posições dos eventos detetados nos raios X são transferidas para a emulsão nuclear correspondente e a busca no microscópio com uma objetiva 10X e ocular 15X é feita somente nestas pequenas áreas de marcadas, diminuindo assim consideravelmente o tempo usual de busca microscópica. A figura 2 mostra duas c.e.m. detetadas na emulsão e vistas ao microscópio. As medidas de direção e inclinação dos traços dos elétrons constituintes das c.e.m. permitem fazer a correspondên-

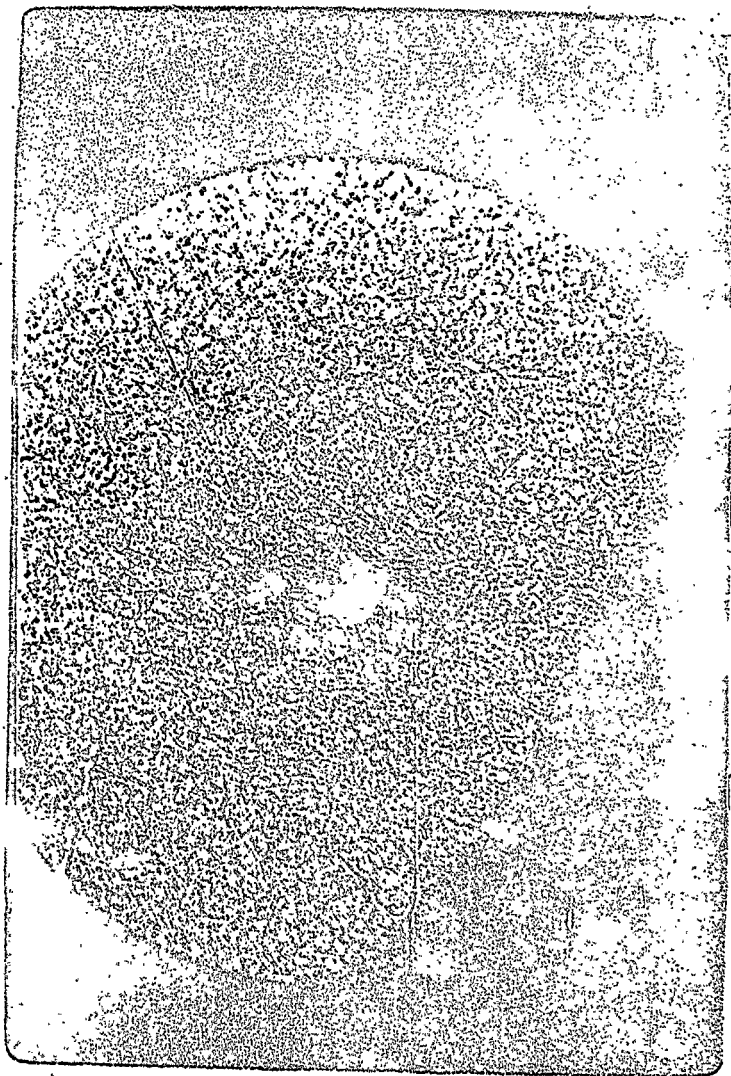


FIG. 2

12.

cia dos eventos nas placas vizinhas. Assim, pode-se seguir a cascata individual que se desenvolve na câmara. Partici-

A energia limiar dos eventos detetados por este método depende da radiação de fundo, da profundidade onde o filme é colocado na câmara e do ângulo de inclinação do eixo da cascata com a direção vertical. A energia limiar de detecção a olho nú é aproximadamente 0.5 a 1 Tev para os filmes de raios X, e de aproximadamente 0.1 a 0.3 Tev para a emulsão nuclear vista no microscópio.

II.3. Seguimento e Mapas.

Os eventos encontrados em cada camada são colocados em um mapa, permitindo assinalar os eventos paralelos que são considerados como parte de uma família de eventos cogêneticos, i.e. provenientes de uma mesma interação.

II.4. Classificação dos Eventos.

Os eventos detetados nas câmaras 9 e 11 como já mencionamos (vide § II.1) são classificados em raios gama (ou elétrons) e jatos Pb. Enquanto muitos raios gama chegam na câmara sem se materializarem na atmosfera (raios gama diretos) existem outros que se materializam antes de chegarem na câmara, e neste caso, observamos grupos de cascatas eletromagnéticas que se formam próximas umas das outras na câmara. Estes grupos são denominados cascatas atmosféricas. No caso das câmaras 12 e 13, temos para a

câmara superior a mesma classificação anterior, porém, na câmara inferior classificamos os eventos em jatos C e jatos Pb, sendo os jatos C os produtos de interações da componente nuclearmente ativa da R.C. no produtor.

II.5. Determinação da Energia das Cascatas Eletromagnéticas.

A determinação da energia das c.e.m. detetadas nas câmaras de emulsão nuclear é feita por três métodos diferentes: o de contagem de traços, o de distribuição lateral, e o de fotometria. Para os jatos Pb detetados determina-se uma energia nominal que é o valor obtido pelo método utilizado para as c.e.m. simples e que correspondem ao valor de $\sum E_{\gamma}$ (vide § II.1).

II.5.1. Contagem de Traços.

Uma vez localizado o evento na emulsão nuclear, determina-se com o microscópio (objetiva 53X, ocular 15X) o número de traços de mínima ionização (elétrons ou positrons) compreendidos em um círculo de raio igual a 50 microns, centrado no eixo da cascata. A contagem é feita para o mesmo evento em varias emulsões colocadas em diferentes profundidades da câmara. Para cada c.e.m. constroi-se então uma curva de transição, na qual temos o número de traços vs a profundidade. Uma vez construída a curva experimental, esta é comparada com a curva teórica determinada a partir da teoria tridimensional de cascatas calculada por Nishimura e Kamata (Refs. 49, 50 e Apêndice I) e a energia do raio gama é obtida da cur-

va teórica de transição que melhor se ajusta a curva experimental. A figura 3 mostra uma curva de transição experimental, comparada com as curvas teóricas.

II.5.2. Distribuição Lateral.

A curva da distribuição lateral (densidade de traços vs distância ao eixo da cascata) da c.e.m. em uma profundidade, pode dar uma medida da energia da c.e.m.: Para a construção da curva de distribuição lateral se determina a densidade de traços de elétrons observados na emulsão em função da distância ao centro da cascata. As curvas assim determinadas são comparadas com as teóricas também calculadas por Nishimura e Kamata. Porém, devido às flutuações envolvidas, este método de medida é inferior ao anterior descrito. A figura 4 mostra um exemplo de como é determinada a energia pela distribuição lateral.

II.5.3. Fotometria.

O método fotométrico consiste em medir a opacidade da "mancha" causada pela c.e.m. que atravessa o filme de raio X. A opacidade é definida como:

$$D = - \log_{10}(i/i_0)$$

onde i e i_0 são as intensidades de luz transmitida através do filme de raio X com e sem a mancha respectivamente. Para cada evento a medida da opacidade é feita nos varios filmes de raios X colocados em profundi

dades diferentes na câmara e, uma curva de transição fotométrica para cada cascata individual é construída. A figura 5 mostra o sistema fotométrico empregado. O microscópio é usado com objetiva 10X e ocular 15X, e com uma fenda que corresponde a um círculo de aproximadamente 250 microns de diâmetro no filme de raios X.

Devemos mencionar finalmente que os autores do cálculo para o desenvolvimento tridimensional da c.e.m. estimam que os erros absolutos na determinação da energia não vão além de 20% a 30% sendo que os erros relativos são de uma ordem de grandeza menor.

CONTAGEM DE TRAÇOS (em círculo $r = 50 \mu m$)

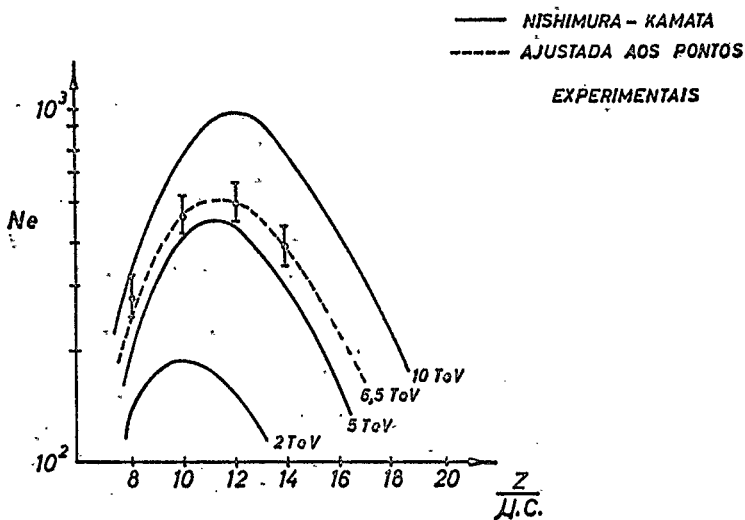


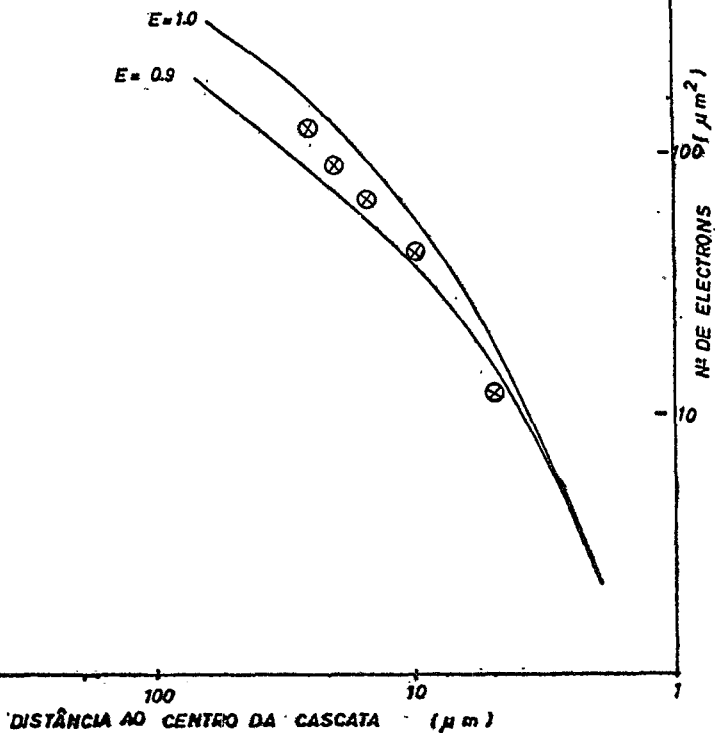
Fig. 3

DETERMINAÇÃO DA ENERGIA POR CONTAGEM DE TRAÇOS

FIG.4 EXEMPLO DA DETERMINAÇÃO DA ENERGIA
PELA DISTRIBUIÇÃO LATERAL

17.

- CURVAS TEÓRICAS
⊗ PONTOS EXPERIMENTAIS
(c.e.m. N° 242 CÂMARA 9)
 $E = 0.93$ POR CONTAGEM DE TRAÇOS
PROFUNDIDADE DA EMULSÃO NA CÂMARA = 12 u.c.



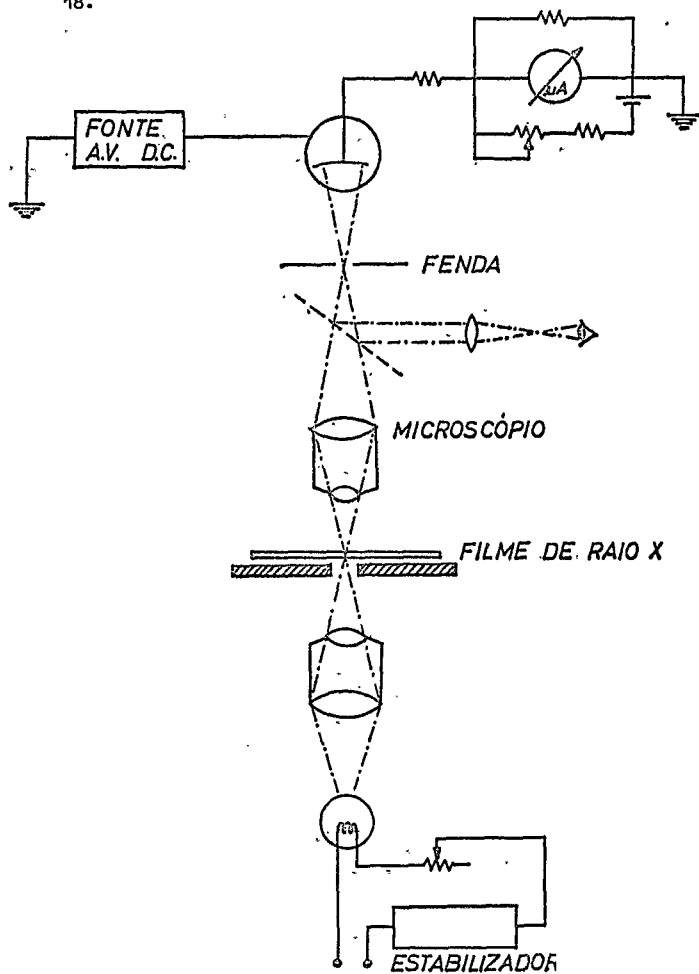


FIG. 5 SISTEMA FOTOMÉTRICO

§ III. FAMÍLIAS DE RAIOS GAMA.

III.1. Tipos de Famílias Observadas.

Como mencionamos anteriormente, (vide II.3 e II.4) os mapas feitos dos eventos encontrados nas câmaras permitem assinalar eventos paralelos provenientes de uma mesma interação. A estes eventos paralelos chamamos de família de raios gama. As características das famílias dependem da altura acima da câmara onde ocorre a interação nuclear.

Podemos classificar as famílias em dois grupos: o primeiro constituído por famílias que representam interações nucleares ocorridas a uma altura pequena acima da câmara (< 2 u.c.⁺, 1200 metros em Chacaltaya). Estas famílias revelam diretamente as características das interações nucleares, pois os raios gama produzidos nas interações têm pouca chance de se materializarem antes de chegarem na câmara (gamas diretos). O segundo grupo é constituído por famílias de raios gama provenientes de interações nucleares ocorridas a uma altura grande da câmara (> 2 u.c.). Neste caso, os raios gama provenientes do decaimento dos π^0 s produzidos na interação têm grande chance de se materializarem (constituindo as cascatas atmosféricas) antes de chegarem na câmara e por-

⁺ 1 u.c. = 1 unidade de cascata = 600 metros para Chacaltaya.

tanto muitas cascatas atmosféricas são detetadas com c.e.m. simples (gamas diretos); de tal modo que, a reconstrução da interação nuclear através da família observada pode ser ambígua. Além disto, em algumas destas famílias aparecem contribuições de raios gama não só de uma interação mas de interações sucessivas do nucleon primário. A figura 6 exemplifica os diferentes tipos de famílias.

III.2. Análise das Famílias.

Para a interpretação e análise das famílias de raios gama é necessário primeiramente de terminar os grupos das c.e.m. que pertencem a mesma cascata atmosférica e distingui-las das c.e.m. simples. Logo, deve-se estudar a relação entre a cinemática do decaimento $\pi^2 \rightarrow 2\gamma$ e o comportamento das cascatas atmosféricas.

III.2.1. Análise das Cascatas Atmosféricas.

Em primeira aproximação, pode-se distinguir pelas posições no mapa se uma c.e.m. é simples ou pertence a uma cascata atmosférica. Em geral as c.e.m. que compoem uma cascata atmosférica estão todas dentro de uma área pequena em comparação com a distância relativa entre raios gama diretos. A fim de determinar as c.e.m. componentes de uma cascata atmosférica, se faz uma busca ao microscópio ao redor da suposta cascata atmosférica num círculo de raio igual a ~ 1.2 cm. Como este valor corresponde aproximadamente à uma unidade de Moliere[†] no ar (Chacaltaya)

[†] 1 unidade de Moliere = $1 \text{ uM} = (K/E_{\text{min}}) \times 1 \text{ u.c.}$

onde: K = constante de espalhamento = 20 Mev

E_{min} = energia limiar de observação

para $E_{\text{min}} = 1 \text{ Tev}$, $1 \text{ uM} = 1.2 \text{ cm}$ em Chacaltaya onde 1 u.c. = 600 metros

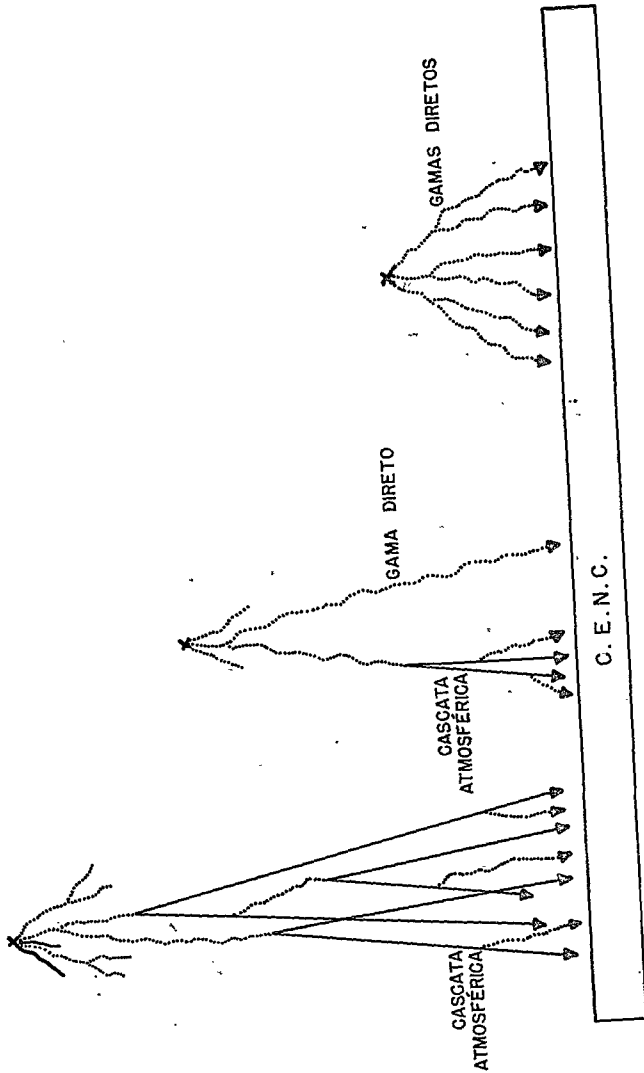
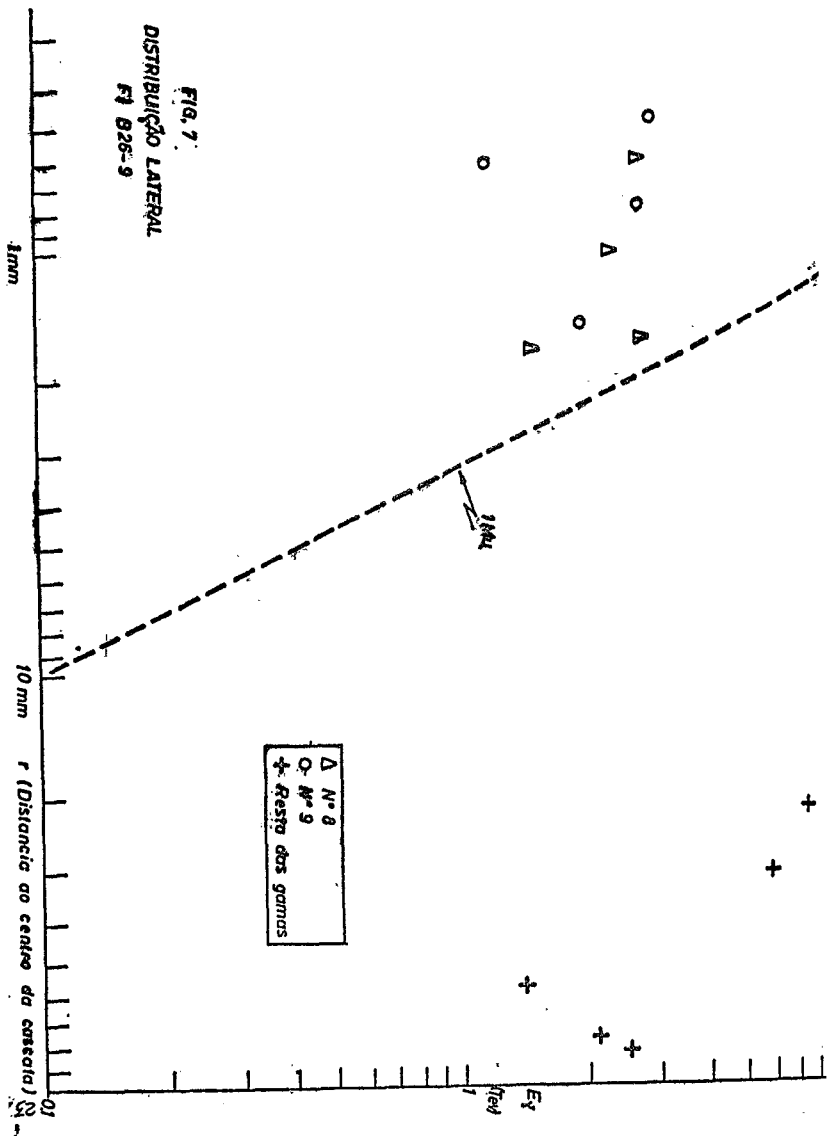


Fig. 6 ESQUEMA DAS FAMÍLIAS

para um elétron de energia 10^{12} ev, então, de acordo com estudos feitos sobre o desenvolvimento das cascatas, toda c.e.m. de energia maior que 10^{12} ev deve ser encontrada no círculo procurado com uma probabilidade de 90%. A distribuição lateral experimental das c.e.m. componentes de uma cascata atmosférica pode ser feita num gráfico em que se coloca a energia de cada raio gama individual vs a sua distância R, ao centro da cascata atmosférica, definido como o centro ponderado de energia. Se mais que 90% dos pontos do gráfico caírem fora da linha representativa de uma unidade de Moliere, então, é provável que se está introduzindo numa cascata atmosférica raios gama diretos ou raios gama de cascatas vizinhas. A figura 7 exemplifica um gráfico de distribuição lateral (Família FI-B26-9, vide § IV). Nela observam-se dois agrupamentos chamados 8 e 9 que constituem duas cascatas atmosféricas e os raios gama diretos (caem fora da linha de 1 uM).

Uma vez encontrada a cascata atmosférica numa família, determina-se a energia E_0 do raio gama original e estima-se a altura t de onde ele é originário, usando-se famílias de curvas determinadas através de um cálculo de Monte Carlo feito para o desenvolvimento tridimensional de cascatas (Ref. 51 e Apêndice II). As figuras 8, 9 e 10 mostram essas curvas.

Fig. 7
DISTRIBUIÇÃO LATERAL
Ft 828-9



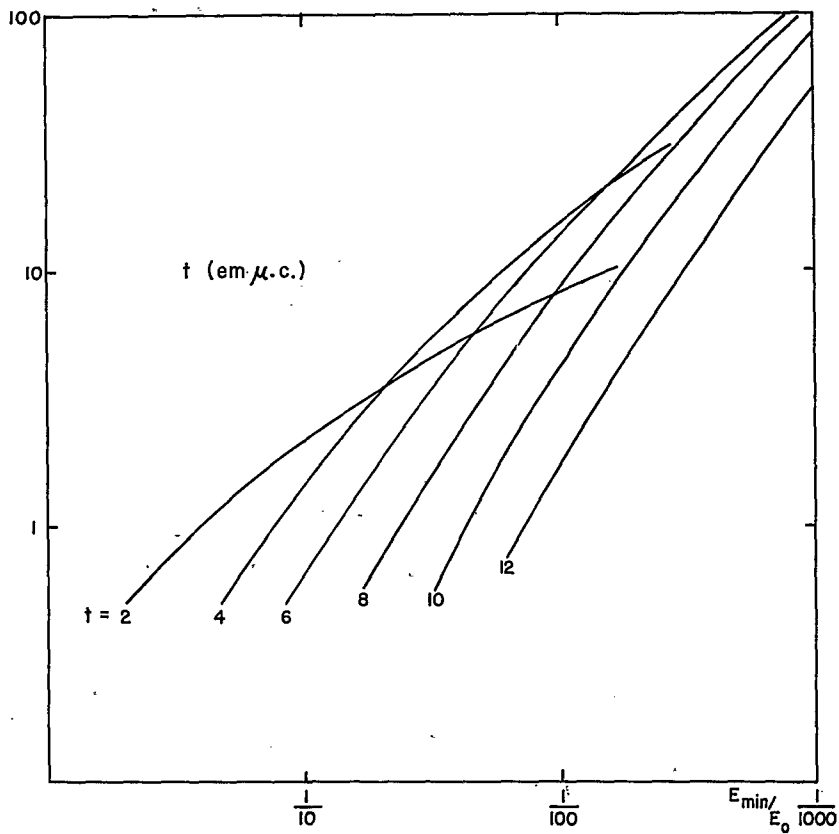


Fig. 8

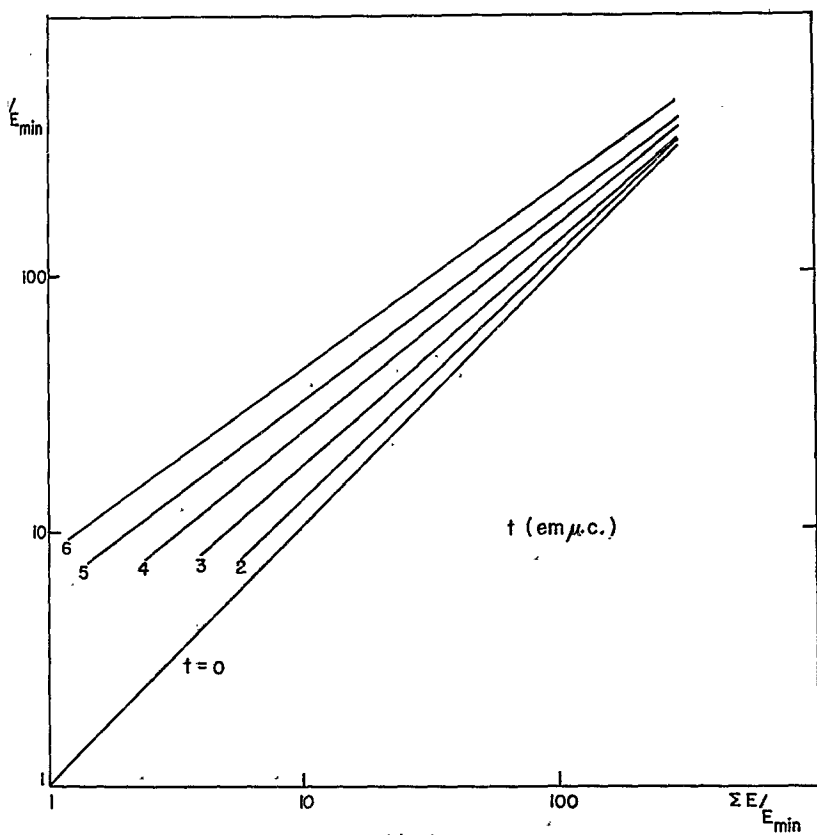


Fig. 9

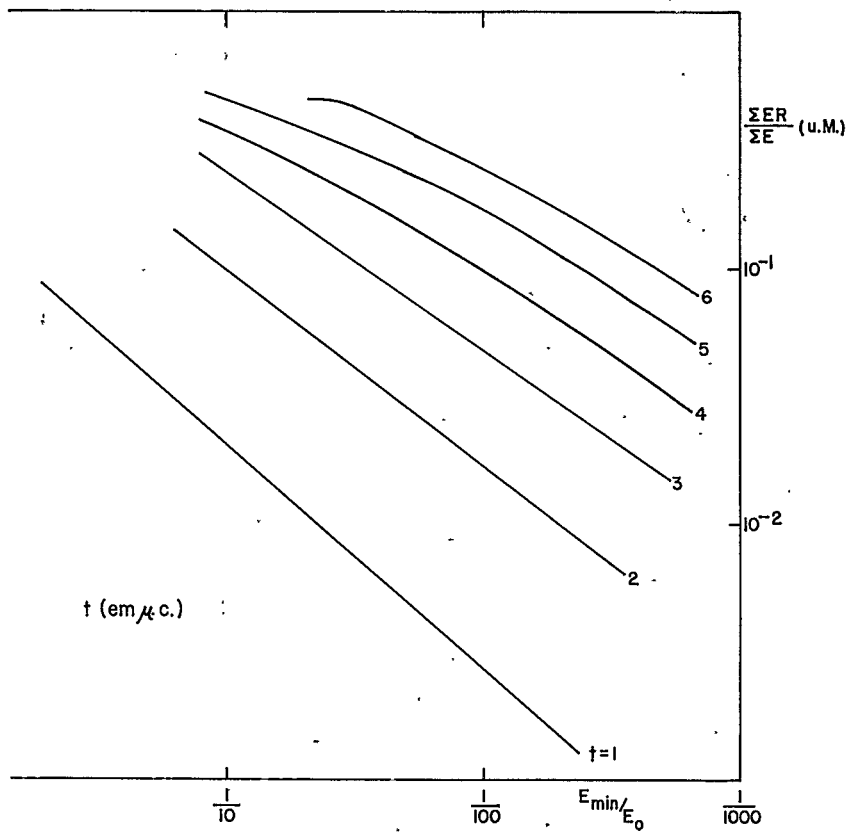


Fig. 10

A figura 8 ($n(E)$ vs E_{\min}/E_0) mostra uma família de curvas que representa para várias alturas t (em u.c.) a dependência da multiplicidade observada (i.e. o número de raios gama detetados que compoem a cascata) em função da relação entre a energia limiar E_{\min} e a energia do raio gama original E_0 . A figura 9 (E_0/E_{\min} vs $\Sigma E/E_{\min}$) mostra uma família de curvas que representa para várias alturas a dependência entre a energia do raio gama original e a soma das energias dos raios gama detetados constituintes da cascata. A figura 10 ($\Sigma ER/\Sigma E$ vs E_{\min}/E_0) mostra uma família de curvas que representa a dependência do espalhamento lateral da cascata atmosférica em função da relação entre a energia limiar e a energia do raio gama original.

A análise das cascatas atmosféricas através do uso das curvas 8, 9 e 10 é feita da maneira seguinte: conhecemos da observação direta feita no microscópio, a multiplicidade n , a soma ΣE das energias dos raios gama individuais que compoem a cascata e pode-se calcular a dispersão $\Sigma ER/\Sigma E$ em unidades de Moliere da energia limiar E_{\min} . Não conhecendo t e E_0 , a família de curvas representada na figura 8, nos fornece para o valor observado da quantidade n os vários valores possíveis de E_0 para diferentes valores de t , os quais, podem ser representados num gráfico de E_0 vs t (curva n , das figuras 11, 12 e 13). Analogamente, os valores observados das quantidades $\Sigma E/E_{\min}$ e $\Sigma ER/\Sigma E$ e o uso das famílias de curvas das figuras 9 e 10 respectivamente, nos fornecem as dependências respectivas de E_0 com t (curva ΣE , e curva $\Sigma ER/\Sigma E$ das figuras 11, 12 e 13). Obviamente, os valores mais prováveis de E_0 e t da cascata analisada são os do ponto de intercessão comum das três curvas (n , ΣE , e

FIG. 11
 APLICAÇÃO DO TESTE DE MONTECARLO AS CASCATAS
 ATMOSFÉRICAS

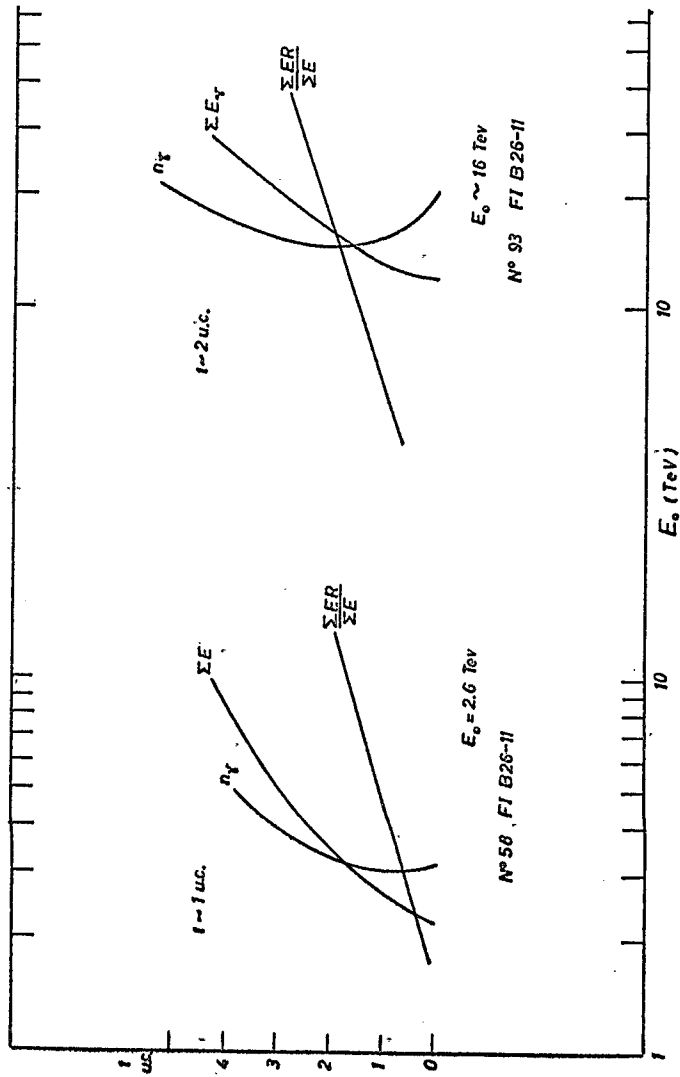


FIG. 12

APLICAÇÃO DO TESTE DE MONTECARLO AS CASCATAS ATMOSFÉRICAS

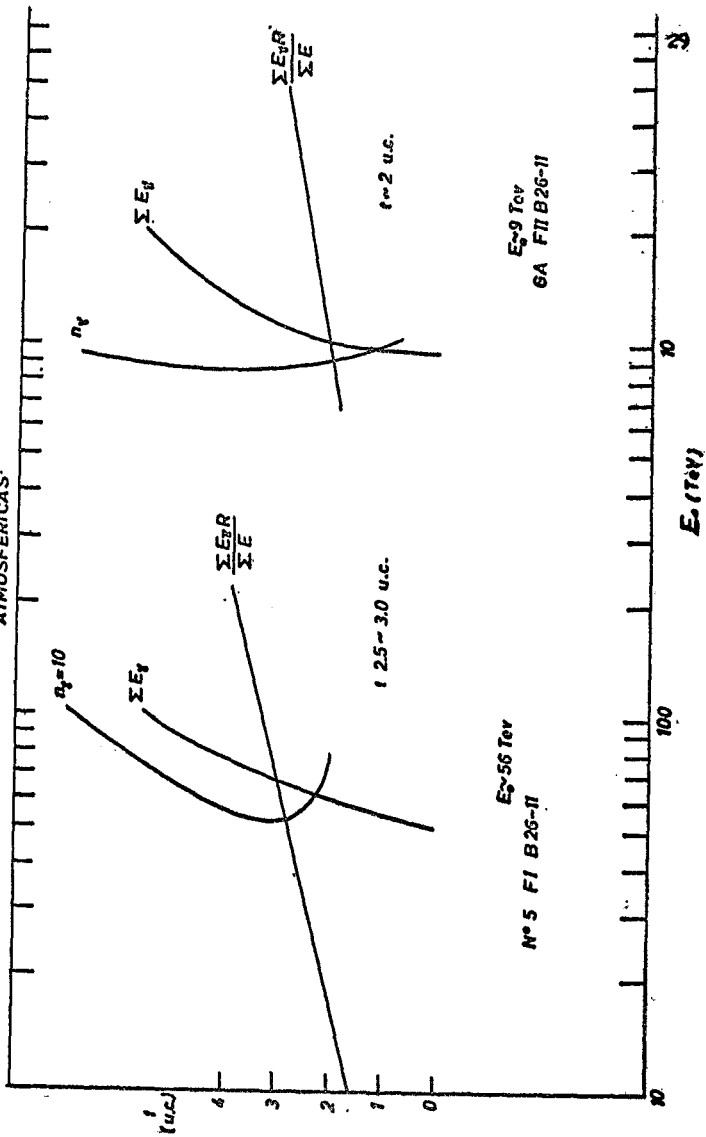
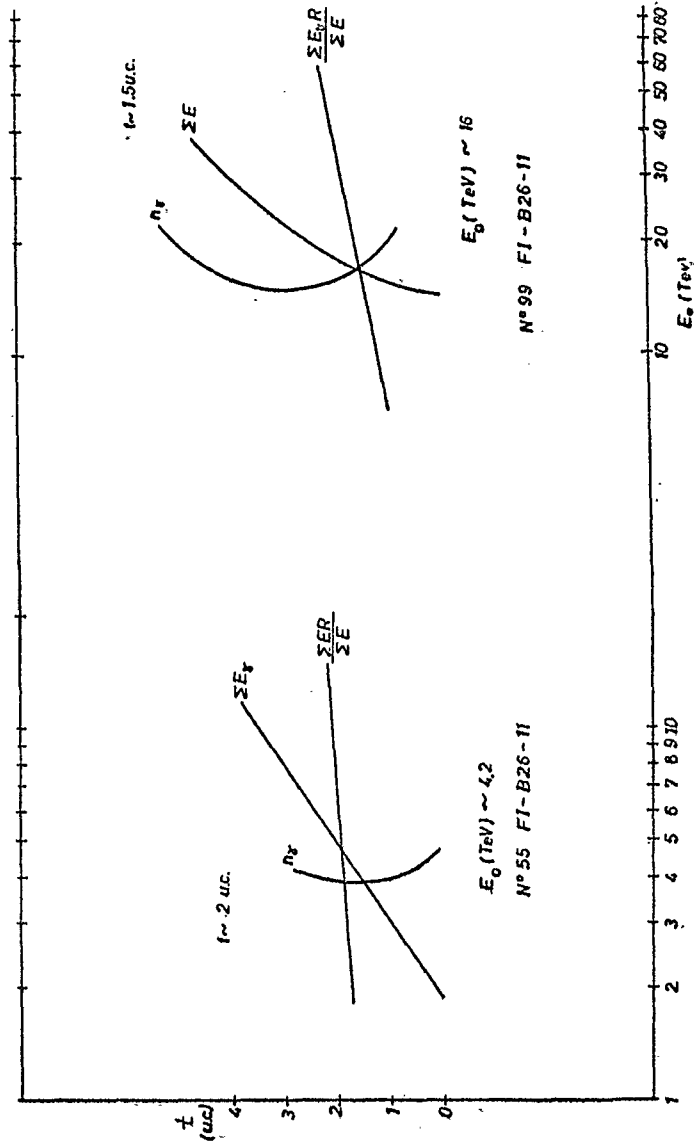


Fig. 13 APLICAÇÃO DO TESTE DE MONTECARLO AS CASCATAS ATMOSFÉRICAS



e $\Sigma ER/\Sigma E$) no gráfico E_0 vs t . Como se vê nas figuras 11, 12 e 13 que exemplificam o resultado obtido da aplicação do teste de Monte Carlo à algumas das cascatas atmosféricas das famílias analisadas no presente trabalho (vide § IV), nem sempre as três curvas se interceptam exatamente num ponto; de modo que como valores mais prováveis da altura e energia são tomados os do centro de gravidade entre as curvas. Para testar se esta escolha é adequada, aplicamos o teste de Monte Carlo a π^0 s produzidos artificialmente e o resultado obtido é satisfatório.

III.2.2. Análise das Interações Atmosféricas..

Uma vez separados os raios gama diretos das cascatas atmosféricas, e feita a análise destas últimas, estamos em posição de analisar a interação atmosférica. Assumindo que todo raio gama original é proveniente do decaimento de π^0 emitidos na interação nuclear, tentamos acoplar os raios gama originais detetados numa família, utilizando-se a relação cinemática do decaimento $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Por conservação de energia e momento, o ângulo θ entre os dois raios gama de energias $E_{\gamma 1}$ e $E_{\gamma 2}$ produtos do decaimento de um π^0 ocorrido a uma altura H acima da câmara é dado por:

$$\theta = r/H \approx m_{\pi} c^2 / (E_{\gamma 1} E_{\gamma 2})^{1/2}$$

onde r é a distância medida na câmara entre os dois raios gama e $m_{\pi}c^2$ é a massa em repouso do π^0 (135 Mev). Conhecendo os valores de $E_{\gamma 1}$ e $E_{\gamma 2}$ e r para cada par de raios gama da família pode-se então determinar a altura em que terá ocorrido o decaimento do π^0 , supondo que realmente estes dois raios gama são seus produtos de decaimento.

Uma vez que a meia vida do π^0 é muito pequena ($\sim 10^{-16}$ segundos) poderemos supor que os π^0 decaem no local da interação nuclear e portanto, a altura calculada pela cinemática do decaimento $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ pode ser considerada a altura em que ocorreu a interação nuclear.

Obtem-se uma solução nos acoplamentos dos raios gama de uma família quando para todos os acoplamentos feitos, encontra-se o mesmo valor (dentro os erros experimentais) para a altura de interação. A altura assim determinada deve ser consistente com a altura fornecida pela análise das cascatas atmosféricas (vide § III.2.1.). Os raios gama para os quais não foi encontrado nenhum acoplamento são supostos acoplados com raios gama não detectados cujas energias estão abaixo da energia limiar de detecção.

Uma maneira de testar os acoplamentos feitos nas famílias é o de construir, para os raios gama, a distribuição de frequência do parâmetro de disparidade ξ (Ref.52) definido por:

$$\xi = (E_2 - E_{\min}) / ((E_1 + E_2) / 2 - E_{\min})$$

onde E_1 é a energia de um dos gamas do par e E_2 o do outro ($E_1 > E_2$), (a energia do γ^0 será dada por $E_1 + E_2$). Se assumimos uma energia limiar de detecção E_{\min} , então os valores de E_1 devem-se distribuir uniformemente no intervalo $(E_1 + E_2)/2$ e $E_1 + E_2 - E_{\min}$, e os valores de E_2 entre E_{\min} e $(E_1 + E_2)/2$ e portanto, a variável f se distribuirá uniformemente no intervalo entre 0 e 1.

§ IV. ANÁLISE DAS FAMÍLIAS OBSERVADAS.

No presente trabalho analizaremos seis famílias de raios gama detetadas nas câmaras 9, 11, 12 e 13 da C.B.J. que serão denominadas FI-B26-9, FII-B26-9, FII-B26-11, FI-B22-12, FI-B26-11 e FI-B21-11. As figuras 14, 17, 20, 23, 26 e 30 mostram os mapas das famílias indicando as posições das c.e.m. detetadas. Porém, nem todas as cascatas apresentadas nos mapas são provenientes de raios gama diretos; algumas apresentam uma estrutura tal que podem constituir cascatas atmosféricas e outras são jatos Pb. As figuras 15, 18, 21, 27, 28 e 31 mostram os detalhes de grupos de c.e.m. que formam cascatas atmosféricas, às quais aplicamos o teste de Monte Carlo (c.f. §III e Apêndice II), sendo que, alguns dos resultados já foram apresentados nas figuras 11, 12 e 13. A tabela 2 (no final desta seção) dá a lista das famílias de raios gama com suas características principais que foram usadas para a obtenção dos resultados apresentados.

IV.1. FI-B26-9.

A energia total observada sob forma de raios gama é $\Sigma E_{\gamma} = 65.3$ Tev. Pela separação entre as c.e.m. observadas podemos eliminar a hipótese de que este conjunto de c.e.m. constituem uma cascata atmosférica. Entretanto, aos grupos 8 e 9 (Fig. 14) foi aplicado o teste de Monte Carlo mostrando que efetivamente estes grupos têm o comportamento esperado para cascatas atmosféricas. A curva de distribuição lateral (Fig. 7) confirma esta suposição, uma vez que, o afas-

tamento lateral das c.e.m. destes grupos é menor que $1 \mu\text{M}$. As energias dos raios gama originários foram determinadas e os valores $E_0 = 13.0 \text{ Tev}$ e 11.7 Tev foram obtidos para os grupos 8 e 9 respectivamente. Por conseguinte, a energia total corrigida é de $\Sigma E_\gamma = 77.7 \text{ Tev}$. O fato de que a correção na energia total observada devida a degradação é pequena, mostra que a altura de interação não deve ser muito grande; e realmente, pelos testes de Monte Carlo e pelos acoplamentos feitos o valor encontrado da altura de interação é $\sim 1.2 \text{ km}$. A figura 16 mostra a estrutura desta família.

IV.2. FII-B26-9

Nesta família, cujo mapa é mostrado na figura 17, os grupos 100 e 102 representados em detalhe na figura 18 foram analisados como cascatas atmosféricas. O valor da altura da interação obtido através do teste de Monte Carlo e dos acoplamentos feitos é de aproximadamente 1.0 km .

A energia total observada é de $\Sigma E_\gamma = 44.5 \text{ Tev}$ e a corrigida pela presença de cascatas atmosféricas é de $\Sigma E_\gamma = 59.4 \text{ Tev}$. A figura 19 mostra a estrutura desta família.

36.

x 9(11.7)

x 10(1.0)

x 4(5.4)

x 6(7.4) x 1(20.0)

x 2(9.0)

x 8(13.0)

x 3(5.8)

o 242(2.0)

205(1.8) x

o 245 (~1)

x 5(2.5)

x 7(2.1)

o jatos Pb
x raios γ

1 cm

Fig.14

MAPA DA
F1-B 26-9

ENERGIA em TeV ENTRE PARENTESIS

Fig. 15

DETALHE DOS GRUPOS 8 e 9 DA F1-B26-9

ENERGIA em TeV ENTRE PARENTESIS

1 cm
440μ

9

8

• a(2.3) • d(1.2)

• d(1.4)

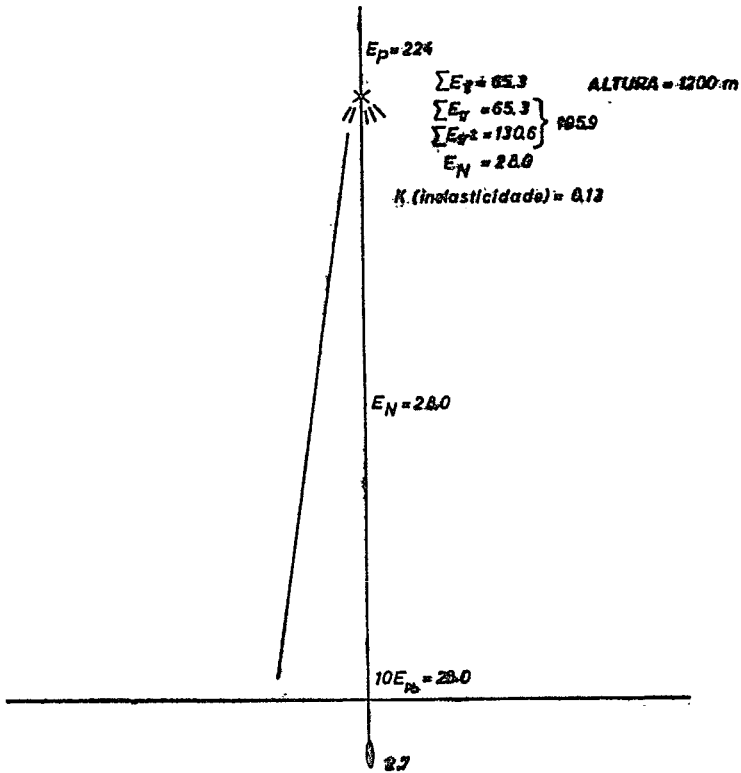
• c(1.5)

• b(3.0)

• ac(2.0)

• c(2.0)

• o(2.4)



(energias em Ton)

FIG. 16 ESTRUTURA DA FI B.26-0

38.

.215. (1) x 103 (19.0)

x 102 (10.7)

x 101 (1.7)

x 105 (3.0)

o Jatos Pb
x raios γ

x 100 (23.0)

x 104 (2.0)

o 29 (2.8)

Fig. 17

MAPA DA
F II-B26-9

1cm

ENERGIA em Tev ENTRE PARENTESIS

1cm
440 μ

-a-

-b-

o 100

o 102

x d (1.7)

x a (4.7)

x e (2.8)

x b (2.6)

x c (6.4)

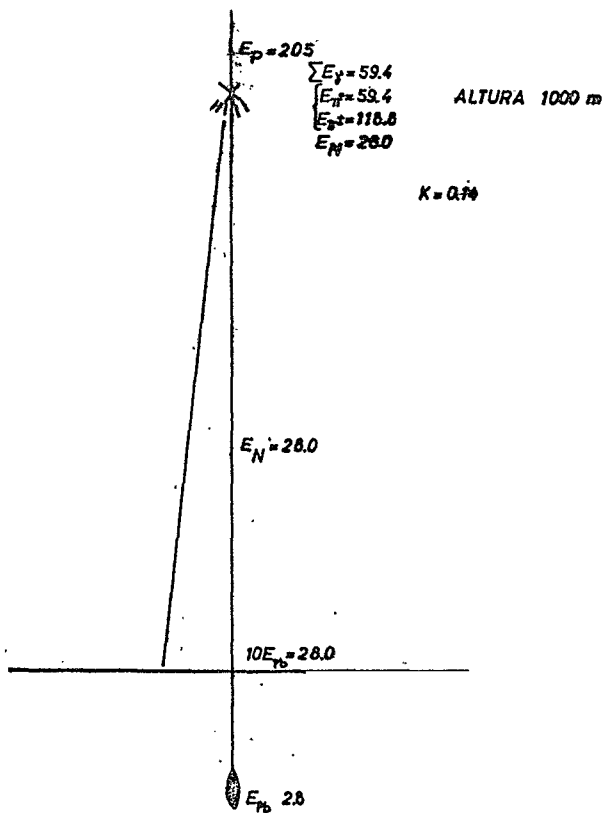
x b (2.4)

Fig. 18

DETALHE DOS GRUPOS 100 e 102 DA F II-B26-9

ENERGIA em Tev ENTRE PARENTESIS

FIG. 19 ESTRUTURA DA FITB26-9



IV.3. FII-B26-11.

Nesta família (fig. 20), como nas anteriores, temos grupos denominados GA, GB, e GC (Fig. 21) de c.e.m. concentradas numa area reduzida e que constituem cascatas atmosféricas. O valor da altura determinado pela aplicação do teste de Monte Carlo é de -1.2 km. Observando o mapa (Fig. 20) nota-se que as c.e.m. 44 a,b,c de energias relativamente baixas podem ser consideradas como provenientes de uma segunda interação. O afastamento entre elas afasta a possibilidade de constituírem uma cascata atmosférica; e de fato, aplicando-se o teste de Monte Carlo, vemos que elas não se comportam como tal. Pelo acoplamento dos raios gama denominados 44 a e b obtém-se um valor da altura de interação igual a 300 metros. Esta altura é compatível com a observação microscópica de que estas c.em. não apresentam degradação. Como os raios gama 44 a,b,c se acham bem afastados dos demais da família, é razoável se supor que a família representa dois interações sucessivas do nucleon primário, tais que, os raios gama 44 a,b,c sejam provenientes da interação secundária. Pelo acoplamento feito entre os raios gama considerados provenientes da interação primária obtém-se um valor da altura de interação compatível com o obtido através das cascatas atmosféricas. Nesta família observamos também um unico jato Pb de energia $E = 4.0 \text{ Tev}$ que pode ser considerado como o resultado da interação do nucleon residual com o chumbo. A energia total observada desta família (corrigida para as cascatas atmosféricas) é de $\sum E_j = 41.2 \text{ Tev}$, sendo que $\sum E_j = 32.7$ para a interação primaria e $\sum E_j = 8,6$ para a secundária. A figura 22 mostra a estrutura desta família.

• 12(2.7)

ENERGIA em Tev ENTRE PARENTESIS

• = \bar{K}
 • = jato Pb

1cm

• 17(1.6)

• 6C(5.9)

• 6A(6.6) • 13(1.3)

• 6B(6.5)

• 19(2.0)

• 8(1.4)

• 44b(3.0)

• 44a(3.7)

• 44(3.0)

Fig. 20 MAPA DA FAMÍLIA FII-B26-11

• 44c(1.9)

42:

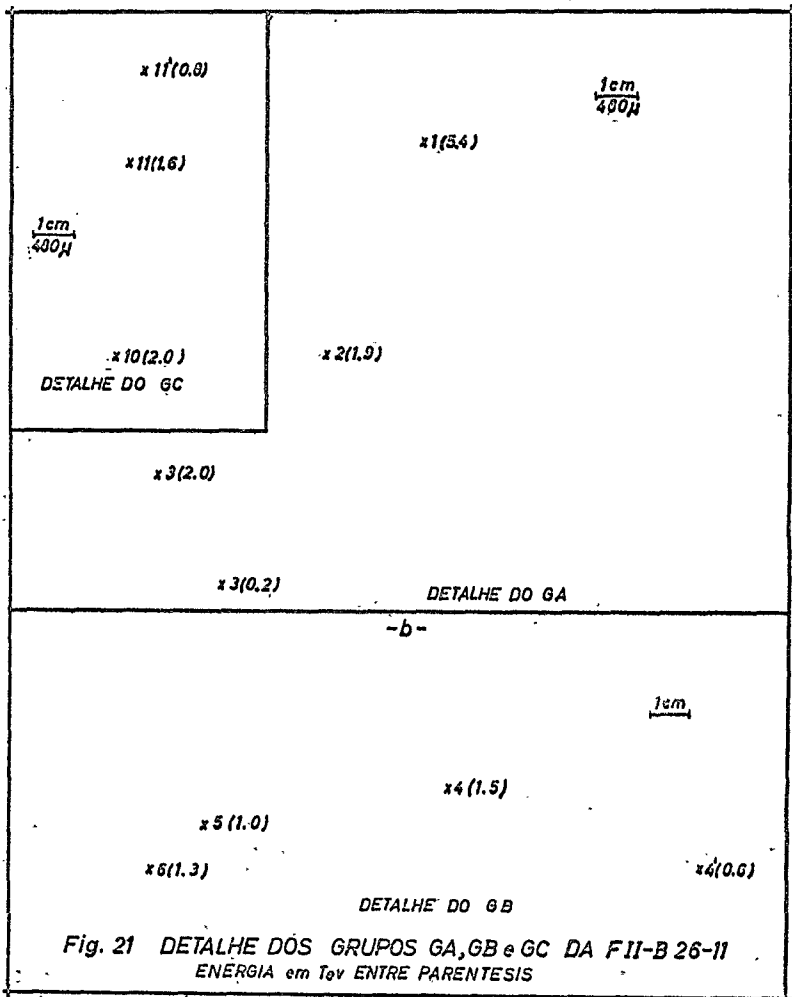


Fig. 21 DETALHE DOS GRUPOS GA, GB e GC DA FII-B 26-11
ENERGIA em TeV ENTRE PARENTESIS

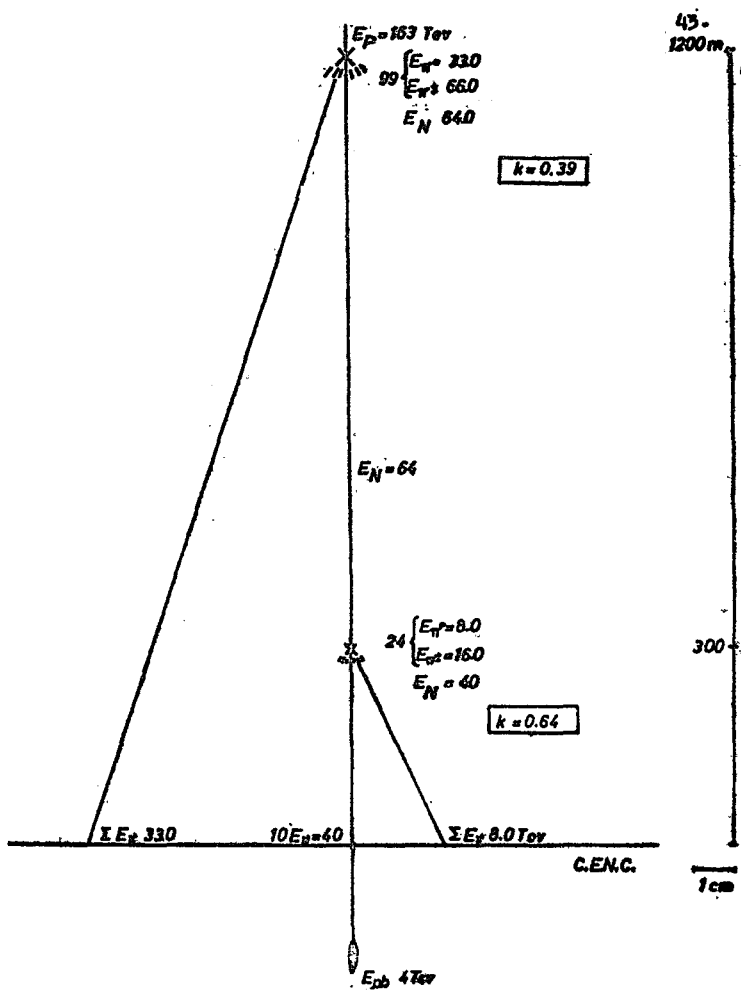


Fig-22

ESTRUTURA DA FI-B'2 -11.

IV. 4. FI-B22-12.

Esta família (Figura 23) é incluída no presente trabalho apenas como exemplo de uma interação atmosférica ocorrida a grande distância da câmara. A análise neste caso resulta muito ambígua pois a observação microscópica das c.e.m. indica que elas são difusas provenientes provavelmente de grande altura, enquanto pelos acoplamentos as alturas obtidas são da ordem de poucos metros. Se pensamos que o grupo todo constitui uma cascata atmosférica e aplicamos nela o teste de Monte Carlo (Figura 24), encontra-se um comportamento de uma cascata ocorrida a grande distância (~6 u.c.). Entretanto, pelo gráfico da distribuição lateral (Fig. 25) vê-se que as diferentes c.e.m. se distribuem aos dois lados da linha de uma uM, o que indica a possibilidade de se ter mais do que uma cascata atmosférica. Porém, é difícil agrupar os raios gama pertencentes a cada cascata atmosférica.

IV.5... FI-B26-11.

Para esta família o valor da energia total observada sob forma de raios gama (corrigida para as cascatas atmosféricas) é de $\Sigma E_{\gamma} = 442$ Tev, e sob forma de jatos Pb é de $\Sigma E_{Pb} = 64$ Tev. Como se pode observar do mapa da região central da família (Figura 26) e dos detalhes (Figuras 27 e 28) existem uma série de possíveis cascatas atmosféricas. Estas foram todas analisadas de acordo com o teste de Monte Carlo. A figura 29 mostra a estrutura desta família.

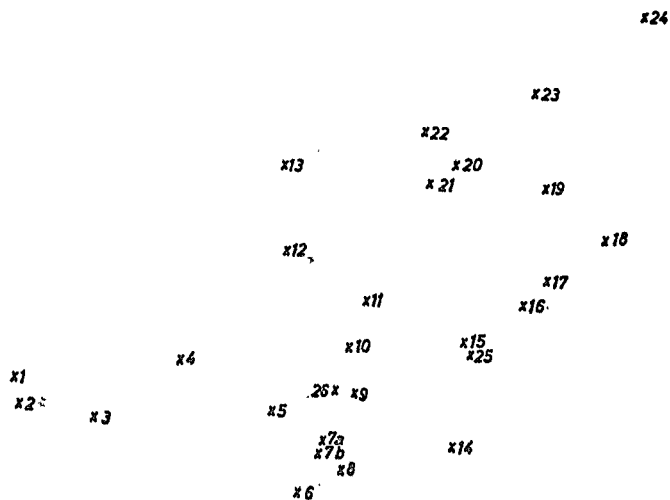
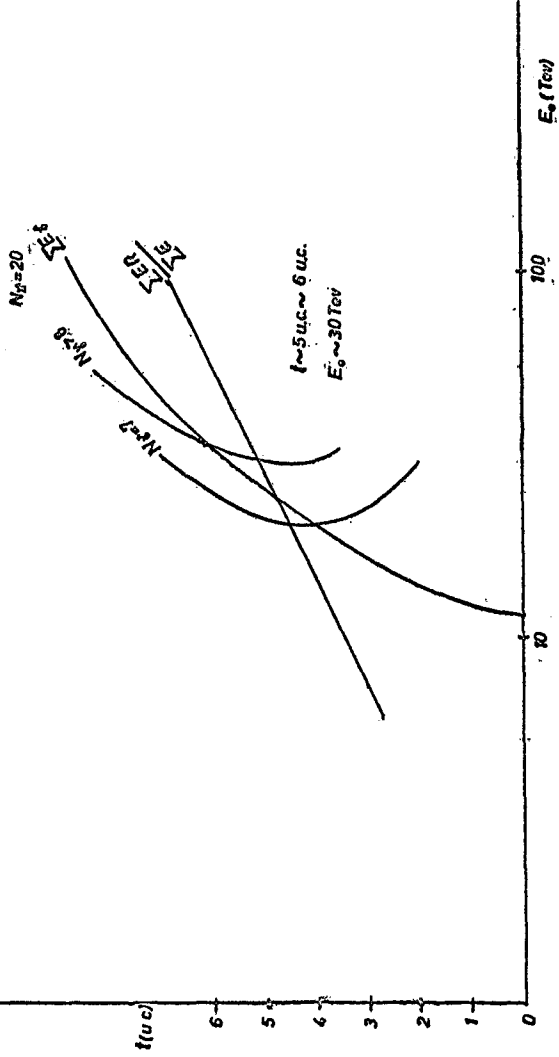


Fig. 23 MAPA DA FAMILIA FI-B22-12

 $\frac{1\text{cm}}{1776\mu}$

Fig. 24. TÈSTE DE MONTE CARLO APLICADO A FAMILIA F1-B22-12



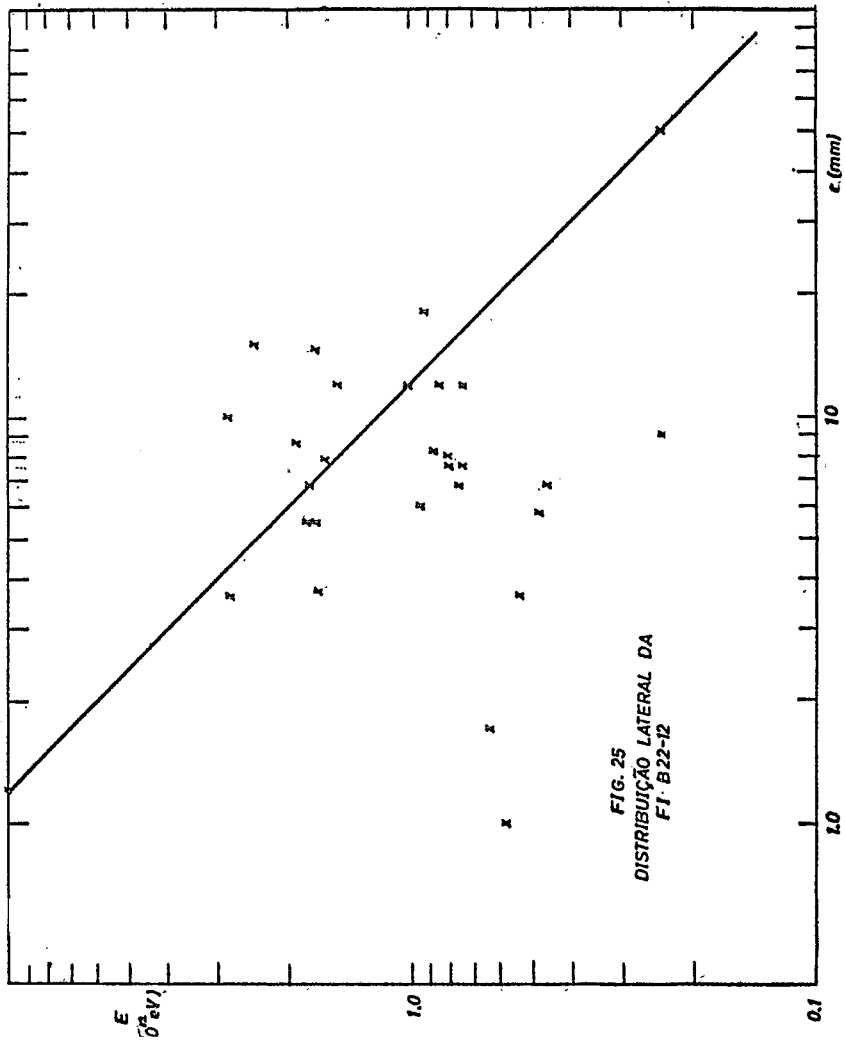


FIG. 25
DISTRIBUIÇÃO LATERAL DA
F1-B22-12



Fig. 26 MAPA DA FAMILIA FI-B26-11

x = 5
o = jato Pb

x 37(16)
 x 34(12)
 x 35(20)
 x 33(19)
 x 41(16)
 x 29(28)
 x 39(13)
 x 28(18)x
 x 27(12)x
 x 26(12)x
 x 38(15)x
 x 40(16)
 x 36(20)0(56)
 x 24(18)0
 x 23(12)x
 x 22(18)x
 x 20(20)0
 x 42(15)
 x 43(14)
 x 47(50)
 x 48(50)
 x 49(20)x
 x 45
 x 46(10)x
 x 50(12)
 x 117

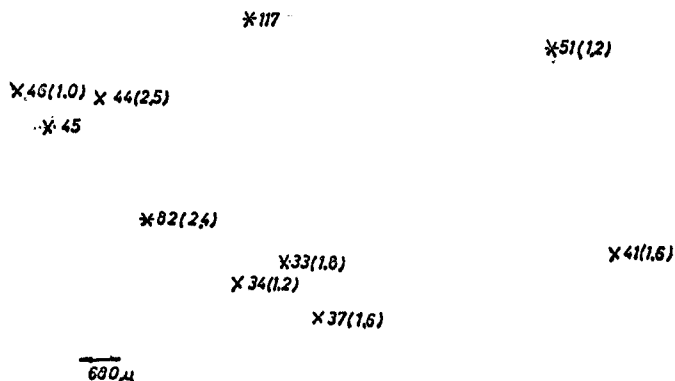
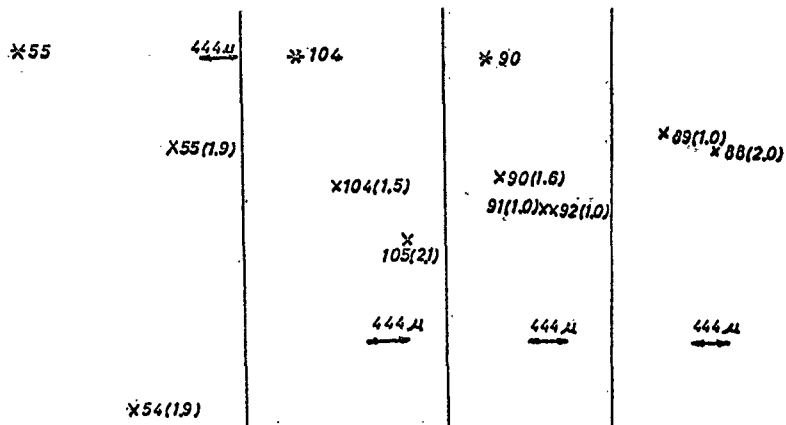
1cm
444μ

Fig. 27

ENERGIA em TeV ENTRE PARENTESIS

REGIÃO ASSINALADA (A) DA FIG. 26

50.



ENERGIA em Tev ENTRE PARENTESIS

FIG. 28 DETALHE DA FI-B26-11 região assinalada (B) da Fig 26

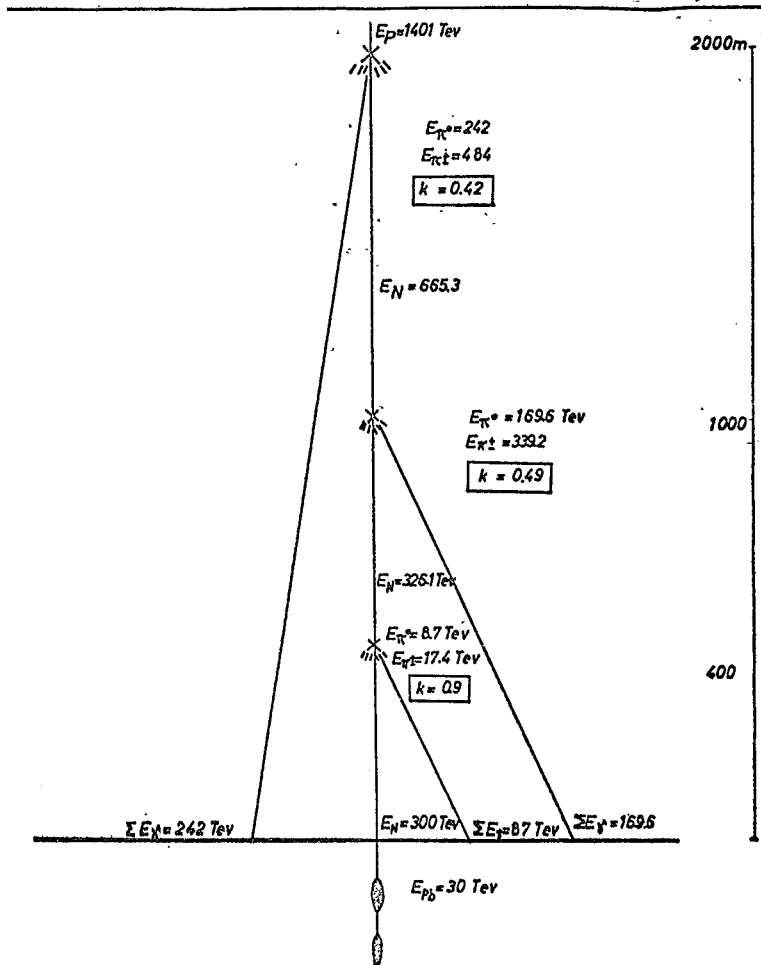


FIG. 29

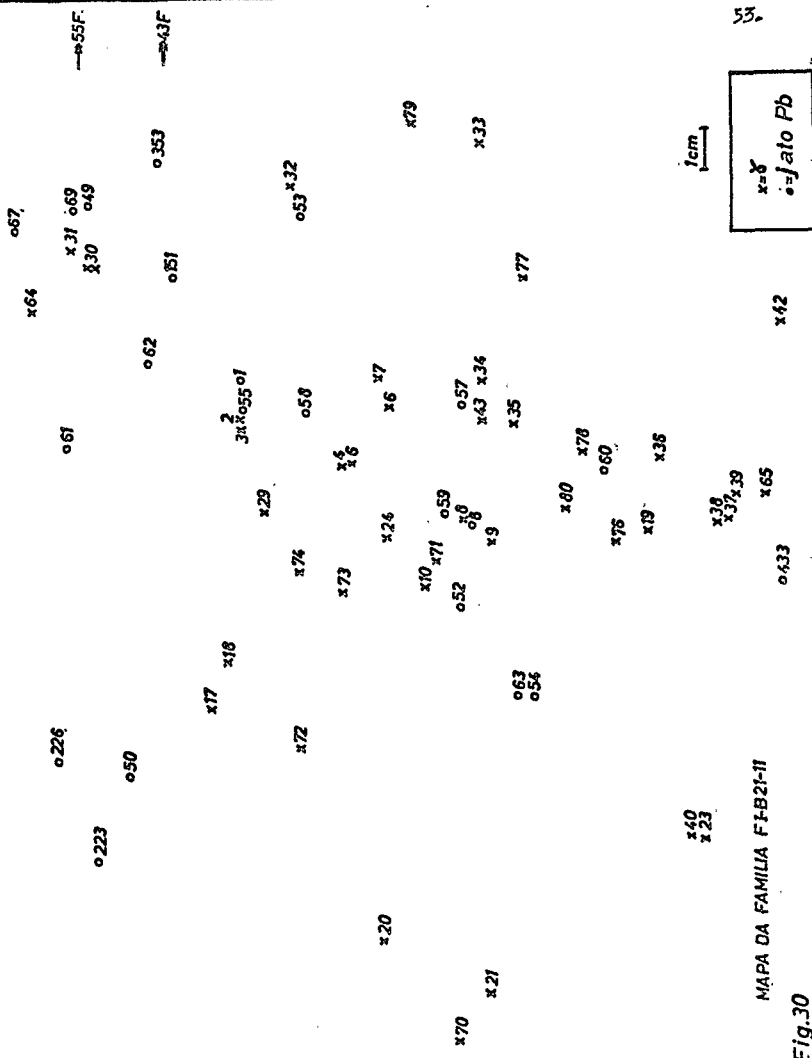
ESTRUTURA DA FAMILIA FI-B26-11

IV.6. FI-B21-11.

A energia total observada sob forma de raios gama nesta família é de $\Sigma E_{\gamma} = 147.0$ Tev (corrigida para cascatas atmosféricas) e sob forma de jatos Pb é de $\Sigma E_{Pb} = 139.2$ Tev. Como na família anterior existe uma serie de possíveis cascatas atmosféricas as quais foi aplicado o teste de Monte Carlo. As figuras 30 e 31 mostram o mapa da família e os detalhes de algumas das c.e.m. que representam cascatas atmosféricas. A interpretação mais provavel dada a esta família é representada na figura 32.

IV.7. Frequencia do Parâmetro de Disparidade.

Para se testar os acoplamentos feitos nas famílias analisadas foi construida a distribuição do parametro de disparidade (c.f. § III) e, a figura 33 mostra o resultado obtido que é concordante (dentro os erros estadísticos) com uma distribuição uniforme.



MAPA DA FAMÍLIA F-B21-II

Fig.30

x=8
o=j
ato Pb

54

x30(0.8)
x30(1.5)

x35(1.0)
x35(4.4)

x5(1.5)

x4(7.2)

x31(1.3)

x12(1.7) x13(2.7)

x28(0.8)

x10(4.0)

x26(0.9)
x27(1.0)

25(1.25)x

x24(2.4)

x15(1.1)

44.5μ

16(1.25)x

x14(2.0)

x11(1.0)

FIG-31
DETALHE DA FI-B21-71
ENERGIA em TeV ENTRE PARENTESIS

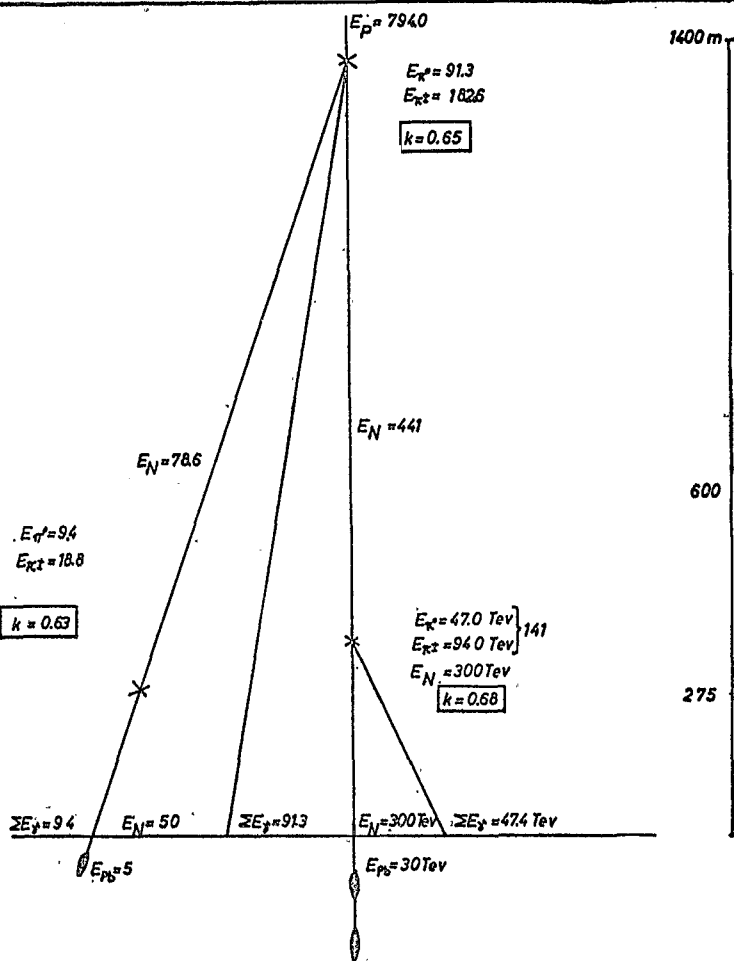


FIG. 32

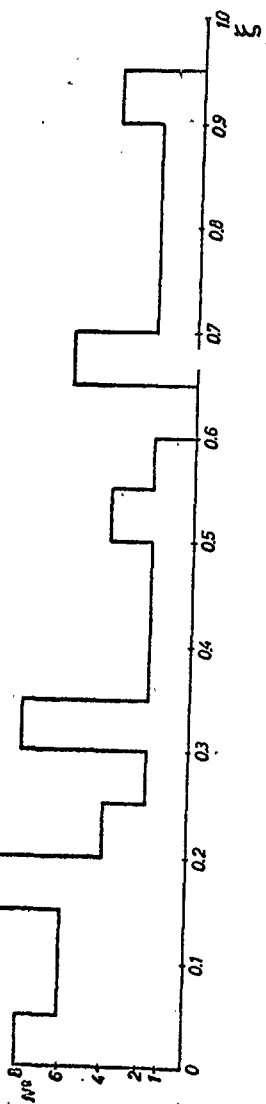
Fig. 33 PARÂMETRO DE DISPARIIDADE ξ

TABELA 2. LISTA DAS PANTILHAS

NOME DA PANTILHA	ΣE_g (Tev)	ALTURA (m)	RODE DO RAILO β	E_g (Tev)	E_g^2 (MeV ² /c)	ACELERAÇÃO $Z^2 - 2\beta^2$
------------------	--------------------	------------	-----------------------	-------------	-------------------------------	-----------------------------

YI-B26-9	77.7	1500	8 ⁺⁺	13.0	173.0	1 - 6
----------	------	------	-----------------	------	-------	-------

3	5.8	96.5	2 - 205
1	21.0	346.0	4 - 11
2	9.0	158.0	10 - 9
6	7.4	148.0	3 - 5
205	1.8	44.4	
10	1.0	28.6	
4	1.4	54.8	
7	2.1	32.6	
9 ⁺⁺	11.7	555.0	
5	2.5	102.0	
1 ⁺	2.0	192.0	

YI-B26-9	59.4	1000	100 ⁺⁺	23.0	521.0	100 - 104
----------	------	------	-------------------	------	-------	-----------

101	1.7	27.2	1031 - 105
102 ⁺⁺	10.7	107.0	
103	19.0	513.0	
104	2.0	72.0	
105	3.0	66.0	

NOME DA PANTILHA	ΣE_g (Tev)	ALTURA (m)	RODE DO RAILO β	E_g (Tev)	E_g^2 (MeV ² /c)	ACELERAÇÃO $Z^2 - 2\beta^2$
------------------	--------------------	------------	-----------------------	-------------	-------------------------------	-----------------------------

YI-B26-11	32.6	930	61 ⁺⁺	10.4	78.0	6C - 7
-----------	------	-----	------------------	------	------	--------

7	1.4	24.1	6B - 13
13	1.3	21.7	6A - 9
6C ⁺⁺	5.9	155.8	
6B ⁺⁺	6.5	195.7	
9	2.0	69.4	
8	2.4	100.8	
12	2.7	172.8	
44a	3.7	178.0	44a - 44b
44b	3.0	280.0	
44c	1.9	391.0	

YI-B26-11	8.6	300	24a	3.7	178.0	44a - 44b
-----------	-----	-----	-----	-----	-------	-----------

2da. Int.			44b	3.0	280.0	
			44c	1.9	391.0	

YI-B15-13 ^a	48.8	1400				
------------------------	------	------	--	--	--	--

7	6.6	32.0	J - D
6	1.95	35.0	G - H
6 ⁺⁺	23.2	630.0	E - F
7	1.7	73.0	B - K
8	2.0	136.0	
D	1.55	144.0	
G	1.95	236.0	
B	1.45	175.0	
H	2.6	300.0	
E	2.2	300.0	
J	1.6	394.0	

+ E_g é o momento transversal do raio gama (vide SV)

++Gascetas Atmosféricas

+++Referência 10

B. Massa Interma da O.S.F.

TABELA 2. Cont.

NOME DA FAMILIA	ΣP_f (Tev)	ALTURA (m)	NOME DO RATO	E_f (MeV)	P_{f1} (MeV/c)	ACOPLAMENTO $\pi^+ - 2\mu^+$
FI-B24-11	91.3	1400	557	2.2	292.0	30 - 46
			437	2.6	154.2	39 - 42
			46	2.0	70.8	10 - 24
			30*	11.2	454.7	19 - 9
			64	1.5	75.0	
			35*	5.4	175.5	
			39	4.5	287.5	
			42*	7.0	418.6	
			40*	3.9	250.4	
			38	12.0	458.4	
			19	9.0	217.8	
			76	0.9	15.2	
			9	2.0	25.2	
			10	19.5	488.0	
			24	7.5	250.5	
	47.4	600	20	4.0	86.4	6 - 43
			21	1.5	42.5	4 - 7
			70	1.6	50.7	80 - 71
			65	1.6	272.0	78 - 77
			36	1.4	159.5	79 - 32
			78	1.2	95.6	70 - 20
			80	0.9	75.6	
			77	1.1	81.4	
			43	3.8	98.8	
			34	2.0	50.0	
			33	1.6	205.0	
			8	3.7	222.0	
			71	2.9	232.0	
			79	1.3	179.0	
			6	3.3	69.3	
			7	1.5	43.5	
			4*	10.0	560.0	
			32*	4.0	508.0	

TABELA 2. Cont.

NOME DA FAMILIA	ΣP_f (Tev)	ALTURA (m)	NOME DO RATO	E_f (MeV)	P_{f1} (MeV/c)	ACOPLAMENTO $\pi^+ - 2\mu^+$
FI-B26-11	242.4	2000	17	1.6	168.0	18 - 74
			72	0.9	119.7	73 - 29
			18	2.0	120.0	72 - 17
			73	1.2	87.6	
			74	0.8	35.2	
			29	2.0	164.0	
			75	0.9	130.3	
	15.5		2	10.0	80.0	
			3	5.5	82.5	
			55*	8.8	22.0	5 - 125
			5*	62.8	207.2	120 - 122
			18*	125.0	468.8	123 - 124
			123*	7.9	61.6	
			65*	24.3	473.3	
			114	1.2	40.2	
			102	1.0	37.7	
			116	1.8	75.6	
			115	1.0	48.0	
			111	1.0	69.3	
			56	1.8	135.9	
			107	2.3	202.8	
			106	3.5	490.0	
	28.7	400	120	4.6	224.0	
			121	3.1	54.0	
			122	2.1	29.4	
			123	1.8	55.6	
			124	5.6	118.0	
			63*	11.5	172.0	

TABELA 2. Cont.

NOME DA FAMILIA	ΣE_p (TeV)	ALTURA (m)	NOME DO RAIO γ	E_γ (TeV)	$P_{t\gamma}$ (Mev/c)	ACOPLAMENTO $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
	170.6	1000	109 ⁺	16.8	1125.0	93 - 113
			104 ⁺	4.4	238.0	90 - 99
			90 ⁺	4.1	127.0	77 - 78
			112	0.8	21.0	80 - 76
			113	2.0	52.0	8 - 73
			93 ⁺	16.3	555.0	108 - 1
			99 ⁺	16.4	541.0	88 - 62
			103	1.2	36.0	118 - 52
			128	1.2	54.0	
			71	2.3	169.5	
			70	4.4	382.0	
			72	3.6	173.0	
			76	2.8	67.3	
			73 ⁺	8.6	224.0	
			78 ⁺	5.6	257.0	
			77	21.0	693.0	
			80 ⁺	13.2	303.0	
			108	1.8	37.8	
			88 ⁺	3.3	122.0	
			119	1.0	51.0	
			118	1.0	52.0	
			117	1.0	34.0	
			62	1.8	64.7	
			52 ⁺	10.8	420.0	
			1 ⁺	19.4	426.0	
			A ⁺	5.0	95.0	
			57	1.0	27.0	

TABELA 2. Cont. 3

NOXE DA FAMILIA	E_p (TeV)	ALTURA (m)	NOXE DO β^2	$E_p \cdot P_{\beta^2}$ (TeV)(Hev/c)	ACOMPANHAMENTO $\gamma^2 - 2\beta^2$
-----------------	-------------	------------	-------------------	--------------------------------------	--------------------------------------

NEO-27	209	1100	a	86.0 470.0	a-b
Primaria	b	15.0 75.0	c-e	7.0 -19.0	c-f
	d	8.6 455.0	d-h	32.0 378.0	v-1
	e	8.6 455.0	f	7.2 98.0	u-1
	f	32.0 378.0	g	6.1 56.0	l-t
	g	7.2 98.0	h	7.0 190.0	m-w
	h	6.1 56.0	i	5.0 478.0	k-p
	i	7.0 190.0	j	4.0 473.0	
	j	5.0 478.0	k	3.6 212.0	
	k	4.0 473.0	l	5.2 275.0	
	l	3.6 212.0	m	8.4 590.0	
	m	5.2 275.0	n	1.9 83.0	
	n	8.4 590.0	o	3.9 595.0	
	o	1.9 83.0	p	1.7 198.0	
	p	3.9 595.0	q	3.9 124.0	
q	1.7 198.0	r	2.0 82.0		
r	3.9 124.0	s	1.3 89.0		
s	2.0 82.0	t	1.6 237.0		
t	1.3 89.0				
	1.6 237.0				

§As famílias apresentadas na tabela 2, deste ponto em diante, não foram analisadas no presente trabalho, porém estas foram utilizadas no estudo das interações nucleares feito nas partes IV e V do presente trabalho.

TABELA 2. Cont.

NOXE DA FAMILIA	E_p (TeV)	ALTURA (m)	NOXE DO β^2	$E_p \cdot P_{\beta^2}$ (TeV)(Hev/c)	ACOMPANHAMENTO $\gamma^2 - 2\beta^2$
-----------------	-------------	------------	-------------------	--------------------------------------	--------------------------------------

NEO-08X	69.6	1200	a ₁	8.0 226.0	a ₁ -a ₂
Primaria	b ₂	5.0 181.0	a ₂	5.0 181.0	a ₂ -a
	a	10.5 560.0	b-k	4.7 256.0	b-k
	m	4.5 190.0	l	3.4 206.0	f-g
	n	4.7 256.0	x-y	4.4 206.0	x-y
	o	3.4 206.0	z	4.45 815.0	a-q
	p	4.45 815.0		1.8 238.0	b-d
	q	1.8 238.0		1.2 156.0	l-d
	r	1.2 156.0		6.8 510.0	
	s	6.8 510.0		0.95 175.0	
	t	0.95 175.0		2.6 530.0	
	u	2.6 530.0		3.8 425.0	
	v	3.8 425.0		1.65 260.0	
	w	1.65 260.0		4.0 330.0	
	x	4.0 330.0		2.1 297.0	
y	2.1 297.0		1.0 112.0		
z	1.0 112.0		1.0 134.0		
	1.0 134.0		1.5 125.0		
	1.5 125.0		0.6 155.0		
	0.6 155.0				

NEO-m
secundaria

43.3	9	a ₁	16.4 81.0	a ₁ - a ₂
		b ₂	11.7 91.0	
		a ₃	5.8 206.0	a ₂ - a ₃
		a ₄	4.7 63.0	
		a ₅	4.7 89.0	

TABLE 2. Cont.

NOHE DA FAHITA	Z _E [†] (rev)	ALTURA (m)	NOHE DO BAIO †	Z _E [†] (rev)	P ₁ [†] (rev/o)	ACOFILAMENTO 77-2 †
H62-L-I	10.55	5.2	a	2.2	103	a-d
			b	1.15	126	b-d
			c	2.1	124	a-f
			d	1.8	32	
			e	1.9	144	
			f	0.9	160	
H62-U	40.8	445	a	23.0	1660.0	a-d
			b	13.8	4770.0	b-c
			d	1.7	87.0	
			e	1.5	192.0	
			f	0.8	77.0	
H62-V	69.3	1500	a	27.0	234.0	a-f
			b	23.0	107.0	b-c
			c	7.7	420.0	a-b
			d	6.0	540.0	d-e
			e	1.9	33.0	
			f	1.75	45.5	
			g	1.4	70.0	
			h	1.2	39.0	
			i	8.7	4570.0	
			j			

TABLE 2. Cont.

NOHE DA FAHITA	Z _E [†] (rev)	ALTURA (h)	NOHE DO BAIO †	Z _E [†] (rev)	P ₁ [†] (rev/o)	ACOFILAMENTO 77-2 †
H620K	18.8	230	b ₃	0.95	305	b ₁ -b ₂
			b ₄	0.8	360	b ₃ -a ₁₂
			b ₅	0.6	198	1-a ₈
			a ₁₂	0.6	62.5	a ₇ -a ₉
			f	1.4	450	a ₅ -a ₆
			a ₈	0.95	181	a ₃ -a ₄
			a ₇	1.75	122	b ₁ -a ₂
			a ₉	1.25	185	a ₃ -a ₁₅
			a ₅	1.75	92	u-b
			a ₆	1.3	76	
H620K	18.8	230	a ₃	1.85	245	
			a ₄	1.85	112	
			p	0.7	189	
			a ₄	0.35	148	
			a ₄	0.5	144	
			a ₅	0.35	125	
			a	0.6	396	
			t	0.7	214	

TABELA 2,Conte.

HOME DA FAMILIA	ΣE_p (MeV)	ALTURA (m)	HOME DO RAIO #	E_p (MeV)	P_{ef} (MeV/c)	ACOMPANHAMENTO $\pi^- \rightarrow 2\pi^0$
CH 64-26	101.8	1.00				
			1	21.0	1280	1-2.
			2	2.0	73	3-4
			3	5.8	285	5-6
			4	3.3	270	7-8
			5	13.0	390	9-10
			6	1.8	20	11-12
			7	11.5	370	
			8	5.0	105	
			9	5.0	228	
			10	3.7	83	
			11	12.0	85c	
			12	1.2	84	
			13	5.4	255	
			14	2.0	38	
			15	2.0	33	
			16	3.1	133	
			17	1.0.	66.5	
			18	1.0	70	
			19	1.0	61.8	

TABELA 2,Conte.

HOME DA FAMILIA	ΣE_p (MeV)	ALTURA (m)	HOME DO RAIO #	E_p (MeV)	P_{ef} (MeV/c)	ACOMPANHAMENTO $\pi^- \rightarrow 2\pi^0$
NP 24	142.4	300				
			1	30.0	930	1-2
			2	5.1	118	3-4
			3	25.0	123	5-6
			4	4.8	48	7-8
			5	7.6	175	9-10
			6	6.0	253	11-12
			7	7.6	99	13-14
			8	5.2	130	15-16
			9	5.8	204	
			10	3.7	29.5	
			11	4.7	202	
			12	3.4	41	
			13	6.1	395	
			14	2.2	145	
			15	4.4	346	
			16	1.6	118	
			17	2.8	213	
			18	2.8	56	
			19	2.0	82	
			20	2.0	44	
			21	2.0	34	
			22	1.9	89	
			23	1.8	103	
			24	1.6	157	

§ V. PRODUÇÃO MÚLTIPLA DE MESONS.

V.1. Descoberta da Produção Múltipla.

Com o uso de aceleradores, a produção de mesons (e.g. pions) em interações nucleon-nucleon e nucleon-nucleo têm sido estudada em detalhe na região de energias da ordem de $10^8 - 10^{10}$ ev. Existe evidencia experimental, que quando a energia primária é bastante maior que a energia mínima necessária para a produção de um meson (290 Mev no hidrogeneo), uma quantidade grande de mesons é produzida numa colisão.

Por muito tempo houve controversia se a emissão de partículas secundárias ocorria numa colisão nucleon-nucleon (produção múltipla) ou se era devida à colisão plural de um nucleon incidente que interage simultaneamente com varios nucleons no nucleo (produção plural, Ref. 53). Não era facil encontrar evidencia experimental da produção múltipla genuina uma vez que era difficil, na época, o uso de alvos de hidrogenio.

A evidencia experimental da produção múltipla foi obtida por volta do ano 1950 quando o desenvolvimento das condições técnicas a permitiu. Com emulsões nucleares sensiveis a partículas relativísticas, algumas interações foram observadas nas quais o número de partículas relativísticas secundárias era maior que 50 (Refs. 54 e 55). Como a colisão podia ter ocorrido em nucleons pesados como por exemplo Ag e Br, a grande multiplicidade observada podia ter sido, pelo menos em par-

te, atribuída à produção plural. Porém, o número de partículas secundárias é grande demais para o evento ser interpretado como produção plural de mesons.

Outra evidência experimental ainda mais forte que a anterior da produção múltipla de mesons foi obtida numa câmara de Wilson, com hidrogeneo a alta pressão onde, foi detetado uma interação localizada no proprio gas (Ref. 56). Numa outra experiência usando acelerador (Ref. 57) a produção dupla de pions foi observada numa câmara de difusão de hidrogeneo exposta a um feixe de protons. Uma evidência forte, porém indireta, da produção múltipla, provém da análise da estrutura dos chuviscos atmosféricos extensos (vide p.e. Refs. 58 e 59).

V.2. Modêlos de Produção Múltipla.

Para descrever a produção múltipla de mesons varios modêlos tem sido apresentados podendo ser classificados em dois grupos: os modêlos dinâmicos (Refs. 60, 61 e 62) e os modêlos fenomenológicos (Refs. 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70 e 71). Descreveremos a seguir alguns destes modêlos.

V.2.1. Modêlos Dinâmicos.

Fermi, apresentou um modêlo termodinâmico (Ref. 60) considerando que quando dois nucleons colidem, eles subitamente libertam toda a sua energia cinética em um pequeno volume da ordem de grandeza do cubo do alcance das forças nucleares:

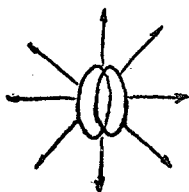
$$\Omega = (4/3)\pi (h/m_p c)^3$$

onde h = constante de Planck

$m_p c$ = massa em repouso do pión

Apesar da pequena duração da colisão, assume-se que as interações fortes permitem o estabelecimento de um equilíbrio termodinâmico neste pequeno volume. Se a energia total E_0^+ (no sistema centro de massa, S.C.M.) contida em Ω^+ se distribui de acordo com a condição de equilíbrio térmico, a densidade de energia será dada pela lei de Stefan-Boltzmann:

$$E_0^+/\Omega^+ \propto T^4$$



onde: $E_0^+ = 2M\gamma_c^2$

M = massa do nucleon

γ_c = fator de Lorentz do S.C.M.

$$\Omega^+ = 2M/E_0^+ \text{ (contração do volume)}$$

e o número mais provável de pions produzidos será

$$n = E_0^+/T \propto \Omega^+ T^3 \propto E_0^{+3/4} \times \Omega^+{}^{1/4}$$

logo,

$$n \propto E_0^+{}^{1/2} \times \Omega^+{}^{1/4}$$

e como para interações a altas energias, a relação entre

E_0 (energia total no sistema laboratório, S.L.) e E_0^+ é dada por

$$E_0^+ \propto E_0^{1/2}$$

então

$$n \propto E_0^{1/4}$$

Esta lei de multiplicidade concorda com as observações experimentais. Porém a energia do pion no S.C.M. é muito grande, implicando um valor muito alto para o momento transversal do pion, caso se admita a emissão isotrópica de mesons no S.C.M.

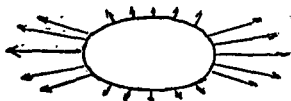
A anisotropia, observada experimentalmente da distribuição angular no S.C.M. com emissão preferencial de partículas nas direções para frente e para trás, pode ser explicada através de considerações da conservação do momento angular, imaginando uma colisão não central; porém, este efeito não é suficiente para reduzir o momento transversal dos pions a valores tão pequenos como os observados (~350 Mev/c). Além disto, não há jeito de introduzir na teoria de Fermi uma inelasticidade que não seja aproximadamente 1; o que discorda fortemente das observações experimentais (inelasticidade ~0.5 com grandes flutuações).

Uma importante predição na teoria de Fermi é que a probabilidade para a produção de partículas que interagem fortemente é independente de suas massas e dependente somente dos fatores estatísticos ligados com o número de estados possíveis do spin e carga.

O resultado é que uma grande fração das partículas criadas serão mesons K e pares de nucleons-antinucleons; porém, esta fração é grande demais comparada com os resultados experimentais; p.e. para colisões proton-proton a 30 Gev encontra-se (Ref.72)

$$n(\pi^+):n(K^+):n(K^-):n(\bar{p}) \sim 1:0.15:0.05:0.01$$

Landau (Refs. 61 e 62) introduziu um modelo hidrodinâmico no qual a energia, logo após a colisão, está concentrada em um pequeno volume, como no modelo de Fermi; mas, a emissão de mesons só é permitida depois da expansão do volume nas direções para frente e para trás ao longo da linha de colisão dos nucleons.



Há a introdução de um campo de velocidade, de densidade de energia e de pressão para o fluido, de modo que é possível uma descrição hidrodinâmica do sistema; isto é, as quantidades macroscópicas, densidade de energia ϵ e pressão p são

dadas como função das coordenadas espaço-tempo no sistema e estão relacionadas através da equação de estado

$$p = \epsilon/3$$

A temperatura T e a densidade de entropia s são também introduzidas e estão relacionadas como no caso da radiação de um corpo negro

$$\epsilon \propto T^4 \quad s \propto T^3$$

A interação poderá ser descrita da seguinte maneira: na colisão de dois nucleons, forma-se um fluido, que é aquecido a uma temperatura alta como no modelo de Fermi, portanto, os valores iniciais da temperatura T_0 e densidade de energia ϵ_0 são essencialmente os mesmos que no caso de Fermi. Com a expansão do fluido na direção da linha de colisão, a densidade de energia diminui tal que a energia se concentra nas partes do fluido onde a entropia é menos concentrada. Como a entropia torna-se proporcional ao número de partículas, em consequência, um número pequeno de partículas são emitidas com grande energia.

O fluido se expande até que elementos do fluido se desprendem como fragmentos e cada fragmento pode ser observado como uma partícula livre. A forte interação no sistema resulta numa dissipação de energia desprezível e portanto pode-se imaginar que no decorrer da expansão a entropia varia muito pouco.

Como o número de partículas emitidas é proporcional a entropia total S , então a multiplicidade pode ser calculada como

$$n \propto S = s \Omega^+ \propto \epsilon_0^{3/4} \Omega^+$$

$$n \propto (E_0^+ / \Omega^+)^{3/4} \Omega^+ = E_0^{3/4} \Omega^{+1/4} \propto E_0^{+1/2}$$

que é idêntica a lei de multiplicidade de Fermi. Desde que a velocidade longitudinal do fluido é muito maior

que a transversal e no estado final da expansão a temperatura pode decair a valores pequenos (da ordem do valor da energia em repouso do pion), então o momento transversal de uma partícula emitida será pequeno e insensível à energia primaria; fatos estes observados experimentalmente. As partículas são emitidas preferencialmente nas direções para frente e para traz, apresentando a grande anisotropia observada experimentalmente da distribuição angular no S.C.M..

Como no modelo de Fermi os nucleons originais estão incluídos na distribuição estatística da energia e então, a divisão de energia entre as partículas secundárias (mesons e nucleons) é determinada por considerações estatísticas, resultando assim, numa inelasticidade sempre perto de 1, que não concorda com a experiencia.

A falta de sucesso das teorias dinâmicas para explicar todos os fatos característicos das interações à altas energias, levaram os cientistas a tentarem modelos fenomenológicos; isto é, baseando-se na observação experimental. Existem varios modelos deste tipo propostos até agora (Refs. 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70 e 71), dentre eles descreveremos na seção seguinte os modelos propostos por Niu e Hasegawa.

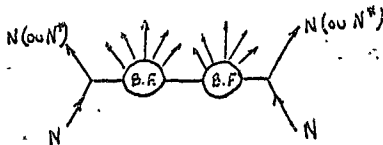
V.2.2. Modelos Fenomenológicos.

Investigações recentes sugerem que o processo de produção múltipla pode ser descrito através da introdução de um estado intermediario, chamado de bola de fogo, que pode ser descrito como um complexo do qual os pions são emitidos isotropicamente.

V.2.2.a) Modelo de Duas Bolas de Fogo.

Quando a energia primária incidente é da ordem de 1 Tev ou mais, a distribuição angular das partículas secundárias desvia-se apreciavelmente da emissão isotrópica de um centro e é caracterizada no S.C.M. por uma colimação acentuada para frente e outra para traz. Este fato pode ser interpretado como a emissão colimada de partículas secundárias de uma bola de fogo ou a formação de duas bolas de fogo cada uma das quais age como emissor isotrópico. O primeiro caso corresponde à teoria de Landau, que como mencionamos não descreve bem todos os resultados experimentais. Analisando em detalhe os dados experimentais, Niu (Ref. 63), Ciok et al (Ref. 65) e Cocconi (Ref. 64) apresentaram separadamente o modelo chamado de duas bolas de fogo.

Assume-se neste modelo a formação de dois centros emissores. Para explicar não só a alta elasticidade como também a multiplicidade observada do processo de colisão à alta energia, considerase que após a colisão, as bolas de fogo e os nucleons (que podem estar em estado excitado) se movem separadamente (com velocidades diferentes), isto é, as bolas de fogo não são consideradas como nucleons excitados.



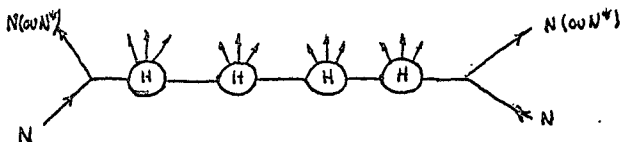
Para explicar a presença de dois cones, um para frente

e outra para traz na distribuição angular dos secundários no S.C.M., admite-se que as bolas de fogo se movem neste sistema em direções opostas emitindo isotropicamente mesons. O fato experimental de que o momento transversal das partículas secundárias é constante e independente da energia do primário encontra explicação ao se assumir a hipótese (verificada experimentalmente) que o momento relativo dos mesons no sistema em repouso da bola de fogo, é constante e independente de outras quantidades. Uma vez que somente duas bolas de fogo podem ser criadas, a sua massa é uma quantidade que aumenta à medida que aumenta a energia primária. Sendo a multiplicidade proporcional à massa da bola de fogo e esta proporcional a raiz quadrada do fator de Lorentz do S.C.M., encontra-se para a lei da multiplicidade a observada dependencia com a quarta potencia da energia do primário.

V.2.2.b) Modelo de Múltipla Bolas de Fogo.

No modelo descrito anteriormente, a massa das bolas de fogo criadas na colisão pode em principio ter qualquer valor que respeite a conservação de energia e quantidade de movimento. Uma outra possibilidade de interpretação é a de considerar que as bolas de fogo têm caráter de partículas, assumindo para elas uma massa definida. Esta interpretação é devida a Hasegawa (Ref. 66), e ele chama essa partícula de quantum H. Sendo a massa das bolas de fogo de valor definida, o modelo prediz a possibilidade de produção de mais do que dois quanta H, sendo que, o número dos quanta H

criados depende da energia primária. O modelo propõe que a emissão de secundários pelos quanta H não é isotrópica mas do tipo de dipolo, ou seja, têm a forma $\sin^2\theta d\theta^+$; o que pode indicar um valor grande de spin para o quantum H. A massa do quantum H prevista pelo modelo é de aproximadamente duas vezes a massa de um nucleon, e como este valor é o da massa de um par nucleônico, pode-se esperar que o quantum H é uma das partículas responsáveis das interações fortes.



Outra das características do modelo de Hasegawa é a regularidade das velocidades do quantum H no S.C.M.. Encontra-se que o fator de Lorentz de um quantum H no sistema centro de massa não varia continuamente, mas assume uma série de valores discretos, $\gamma_H^+ = 1.5, 8, 45, \dots$ (Ref: 67).

A lei de multiplicidade neste modelo é do tipo logarítmico e pode ser expressa como

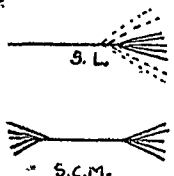
$$n \propto \ln E_0$$

Esta lei difere pouco da lei $E_0^{1/4}$ até energias primárias da ordem de 1 Tev, mas devia-se desta quando E_0 é maior que 10 Tev.

§ VI. RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

VI.1. Distribuição Angular.

Como mencionamos em §V, uma das características das interações nucleares à altas energias é a emissão colimada para frente, de partículas, dentro de dois cones (um concentrado e outro difuso) no S.L. que correspondem no S.C.M. a partículas emitidas para frente e para traz.



Estudaremos as distribuições angulares diferencial e integral dos raios gama detetados nas famílias analisadas, a fim de se determinar se estes são emitidos isotropicamente ou não de um centro que se move.

VI.1.1. Distribuição Angular Diferencial.

É comun representar a distribuição angular das partículas secundárias em função da coordenada

$$x = \log \gamma_c \tan \theta$$

onde γ_c é o fator de Lorentz no S.C.M. e θ o ângulo de emissão da partícula secundária no S.L.. Por a transform

mação de Lorentz podemos escrever

$$\tan \theta = \text{sen } \theta^+ / \gamma_c (\cos \theta^+ + (\beta_c / \beta^+))$$

onde θ^+ e β^+ são o ângulo de emissão e a velocidade respectivamente da partícula secundária no S.C.M. e β_c é dada por

$$\beta_c = (\gamma_c^2 - 1)^{1/2} / \gamma_c$$

Quando $\beta_c \sim \beta^+$ (no nosso caso), então

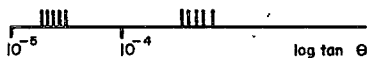
$$\begin{aligned} \tan \theta &\sim \text{sen } \theta^+ / \gamma_c (\cos \theta^+ + 1) \quad (1) \\ &\sim \tan \frac{\theta^+}{2} / \gamma_c \end{aligned}$$

$$\text{logo} \quad \log \gamma_c \tan \theta \sim \log \tan \frac{\theta^+}{2}$$

Deste modo a distribuição da coordenada $x = \log \gamma_c \tan \theta$ revela diretamente a distribuição angular no S.C.M. Embora a determinação do valor absoluto de γ_c pode estar sujeita a grandes imprecisões, a distribuição angular relativa, é invariante em relação a transformação de Lorentz, pois

$$\log \tan \theta \sim \log \gamma_c + \log \tan \frac{\theta^+}{2}$$

O gráfico de $\log \tan \theta$ em uma linha é deslocado pelo erro na determinação de γ_c mas as distâncias relativas entre os θ_i mantem-se inalteravel



Este gráfico $\log \tan \theta$ é o que tem sido usado para identificar as bolas de fogo e analisar as propriedades destas, sem o conhecimento preciso da energia do primário e da energia translacional da bola de fogo. As bolas de fogo podem ser identificadas neste gráfico, uma vez que, as partículas emitidas de cada centro emissor (que se move com diferentes velocidades) apresentam agrupamentos bem definidos (vide figura acima).

A forma da distribuição da frequência da quantidade x para uma emissão isotrópica no sistema em repouso da bola de fogo (S.B.F.) é obtida da seguinte maneira:

$$\text{sendo} \quad x = \log(\gamma \tan \theta) - \log \tan \theta/2$$

onde γ é o fator de Lorentz da bola de fogo no S.L., e θ^* o ângulo de emissão no SBF então

$$10^x = \gamma \tan \theta^*/2 \quad \text{e} \quad dx = d\theta^* / \sin \theta^*$$

$$\text{e como} \quad \tan \theta^*/2 + \cot \theta^*/2 = 2 / \sin \theta^*$$

$$\text{então} \quad 10^x + 10^{-x} = 2 / \sin \theta^*$$

Para uma distribuição isotrópica, i.e. da forma $(1/2) \sin \theta^* d\theta^*$ teremos

$$(1/2) \sin \theta^* d\theta^* = 2 dx / (10^x + 10^{-x})^2$$

Então podemos escrever

$$f(x) \propto 1 / (10^x + 10^{-x})^2$$

que em aproximação representa uma distribuição Gaussiana (Ref. 73). Para uma distribuição do tipo dipolo, isto é, da forma $(1/2) \sin^2 \theta d\theta^2$ obteremos

$$f(x) \propto 1 / (10^x + 10^{-x})^4$$

A figura 34 mostra a distribuição angular obtida para os raios gama detetados nas famílias analisadas. Uma vez que as famílias estudadas abrangem um grande intervalo de energia total observada ($20 < \Sigma E_\gamma < 450$), a distribuição angular é normalizada para ΣE_γ . Como se vê na figura, a distribuição angular para a região de ângulos pequenos é consistente com a emissão isotrópica de partículas secundárias no S.B.F.

Fig 34. DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DIFERENCIAL

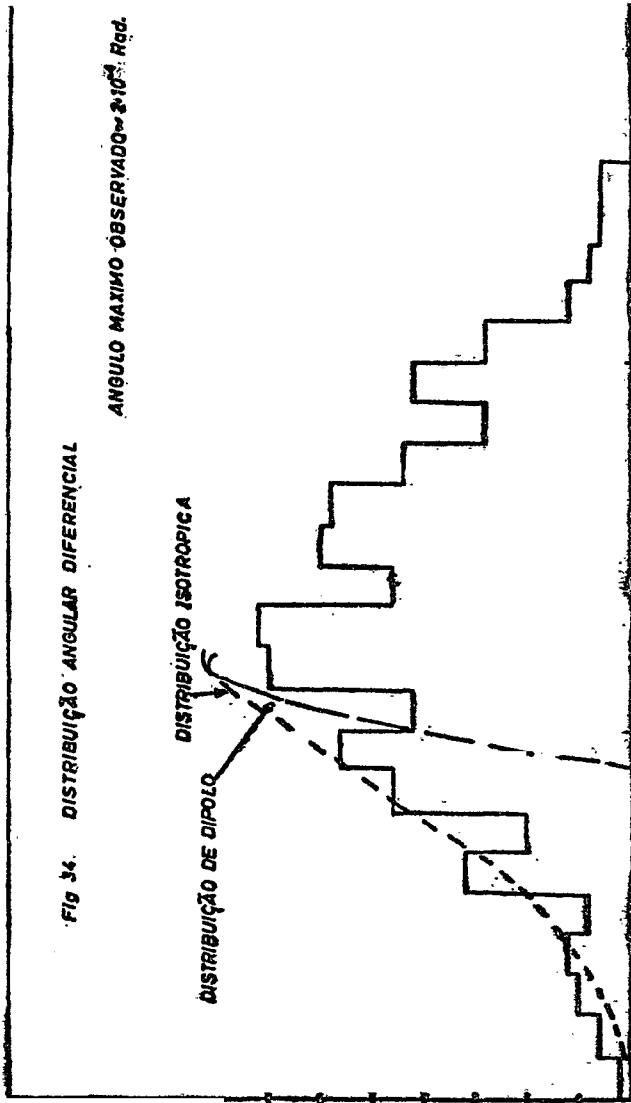
ANGULO MAXIMO OBSERVADO $\approx 2 \cdot 10^3$ Rad.

DISTRIBUIÇÃO DE DÍPOLO
DISTRIBUIÇÃO ISOTROPICA

10
8
6
4
2
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30
32
34

10^3

$\Theta_1 \Sigma \Theta_2 (\Theta_1)$



VI.1.2. Distribuição Angular Integral.

Seja $F(\theta)$ a fração do número de partículas emitidas com ângulos menores do que θ no S:L. (ou θ^* no S.B.F.). Para uma distribuição isotrópica no SBF teremos:

$$F(\theta^*) = \frac{2\pi \int_0^{\theta^*} \frac{\sin \theta^* d\theta^*}{4\pi} = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta^*)$$

ou
$$\frac{F(\theta^*)}{1 - F(\theta^*)} = \frac{1 - \cos \theta^*}{1 + \cos \theta^*} = (\tan \theta^* / (1 + \cos \theta^*))^2$$

Pela relação (1), (página 74) podemos então escrever

$$\frac{F(\theta)}{1 - F(\theta)} \approx (\delta \tan \theta)^2 \quad (2)$$

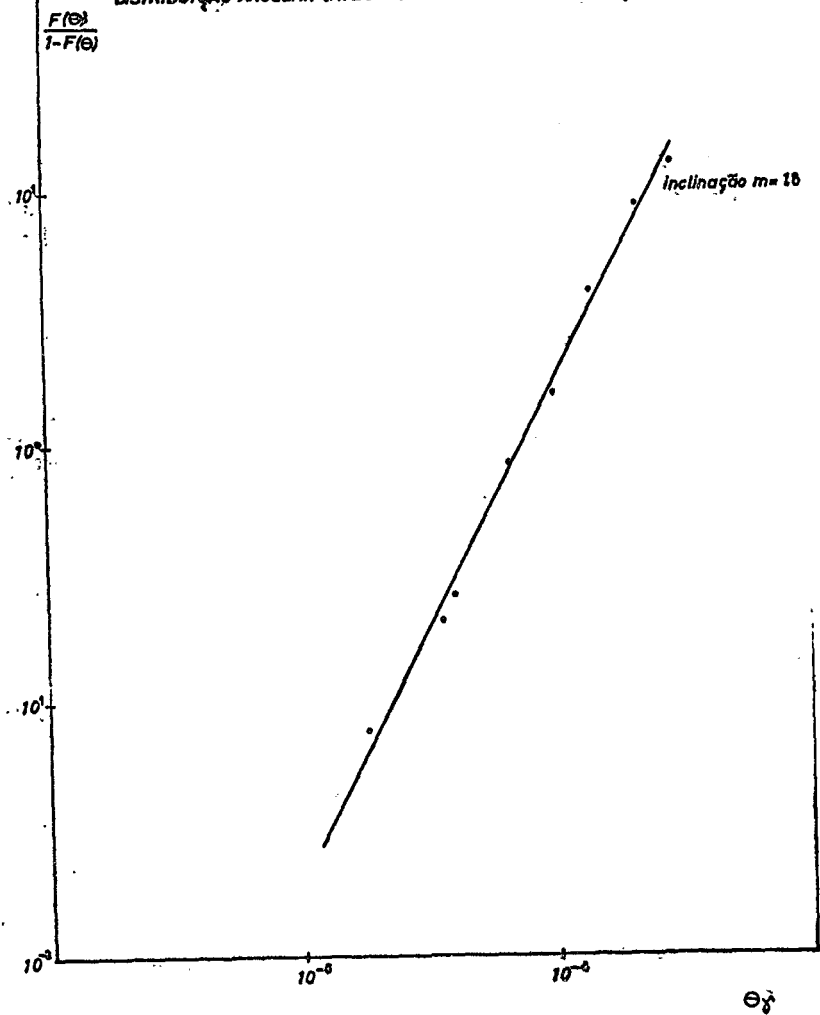
Dai
$$\log \frac{F(\theta)}{1 - F(\theta)} \approx 2 (\log \tan \theta + \log \delta)$$

Desta relação linear conclui-se que quando $\log F(\theta)/(1 - F(\theta))$ é colocado em função de $\log \tan \theta$ obtém-se uma linha reta de inclinação 2 caso a distribuição for isotrópica.

O ângulo mediano $\theta_{1/2}$ definido como $F(\theta_{1/2}) = 1/2$ dá uma estimativa do fator de Lorentz δ da bola de fogo que se move, pois, pela relação (2) $\delta \approx 1/\theta_{1/2}$

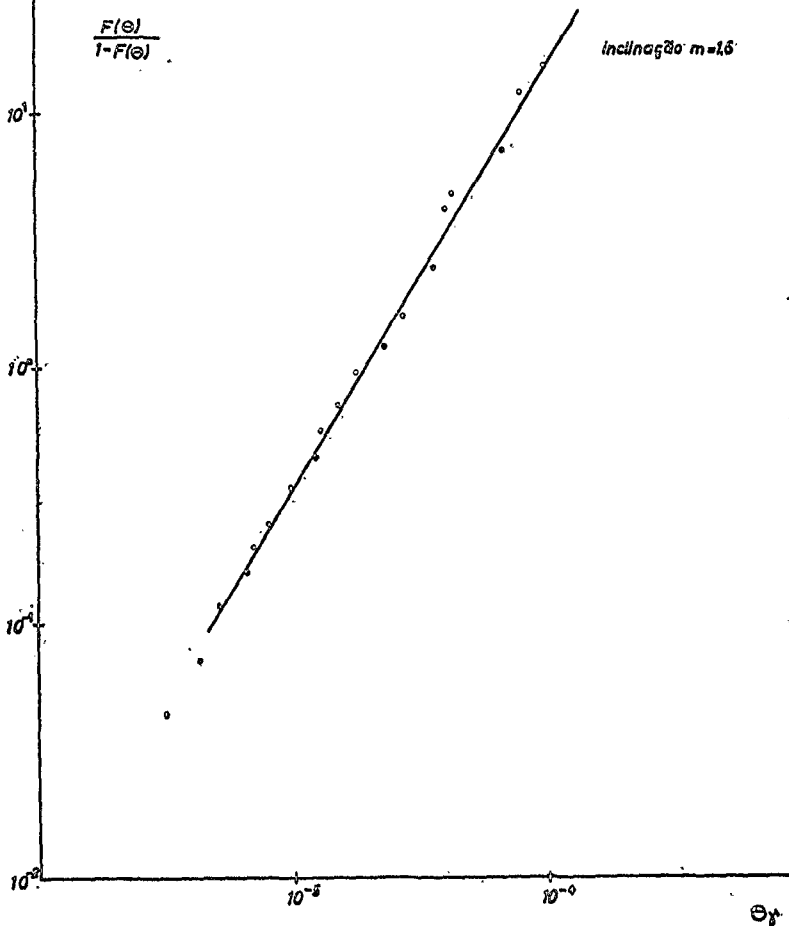
As figuras 35, 36 e 37 mostram as distribuições angulares integrais obtidas no presente trabalho para raios gama e π^0 's provenientes de interações em diferentes regiões de energia. Pode-se ver das curvas que a distribuição angular obtida é consistente com a emissão isotrópica.

FIG. 35

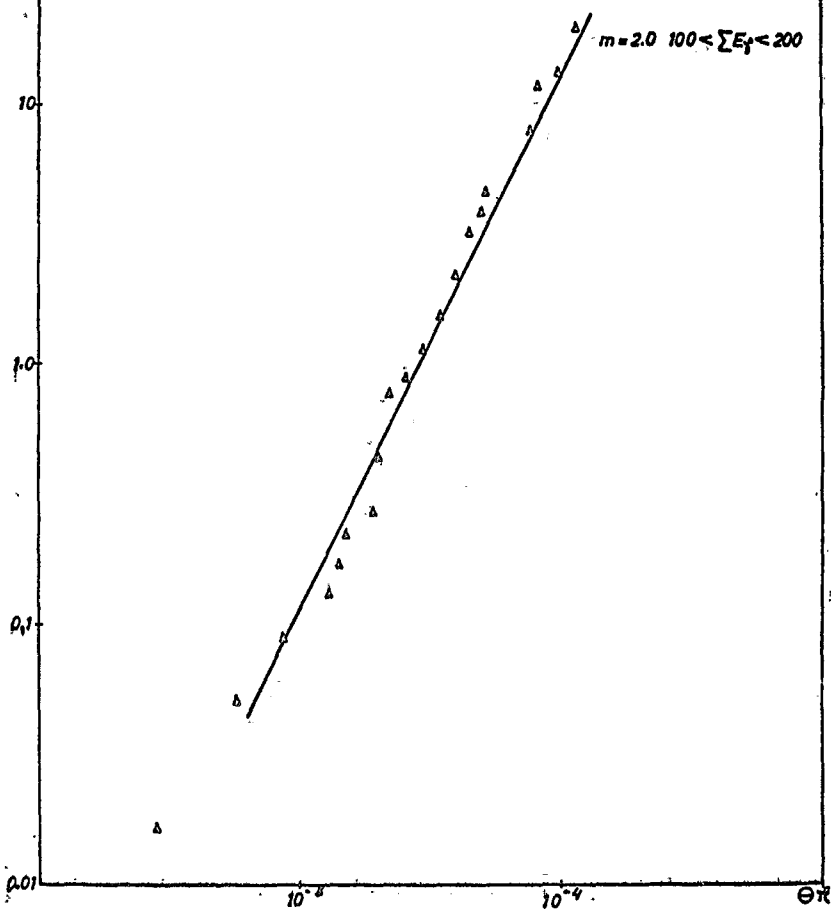
DISTRIBUIÇÃO ANGULAR INTEGRAL DOS RAIOS GAMA ($5 < \Sigma E_{\gamma} < 20 \text{ Tev}$)

80. FIG. 36

DISTRIBUIÇÃO ANGULAR INTEGRAL DOS RAIOS GAMA (100 E_{γ} \leq 200 Tev)



$$\frac{F(\theta)}{1 F(\theta)}$$

 Fig 37 DISTRIBUIÇÃO ANGULAR INTEGRAL DOS π° 'S


VI.2. Distribuição da Massa e Fator de Lorentz da Bola de Fogo.

No presente trabalho determinaremos a massa e o fator de Lorentz da bola de fogo através de um método que chamaremos de balanço de momentos e comparamos os resultados com aqueles obtidos pela Ç.B.J. empregando outro método (Ref. 18).

Para os raios gama emitidos de uma bola de fogo, aplicamos a transformação de Lorentz do sistema da bola de fogo (S.B.F.) correspondente ao S.L. e obtemos:

$$\text{para a componente transversal} \quad P_t^* = P_t \quad (1)$$

$$\text{para a componente longitudinal} \quad P_{//}^* = \gamma (P_{//} - \beta E) \quad (2)$$

$$\text{e para a energia} \quad E^* = \gamma (E - \beta P_{//}) \quad (3)$$

onde as grandezas em asterisco são as relativas ao S.B.F. e as outras ao S.L., e onde γ é o fator de Lorentz da bola de fogo relativa ao S.L.

$$\text{Como} \quad \beta \sim 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$$

$$\text{e} \quad P_{//} \sim E - \frac{1}{2} \frac{P^2}{E}$$

$$\text{podemos escrever} \quad P_{//}^* \sim \frac{1}{2} \left(\frac{E}{\gamma} - \gamma \frac{P^2}{E} \right) \quad (4)$$

para altas energias podemos escrever $P_t \sim E \Theta$ (onde Θ é o ângulo de emissão) que substituindo na relação (4) temos

$$P_{\parallel}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{E}{\gamma} - \gamma P_{\parallel} \theta \right) \quad (5)$$

e para a energia temos

$$E^* = \frac{1}{2} \left(\frac{E}{\gamma} + \gamma P_{\parallel} \theta \right) \quad (6)$$

Assumindo que os raios gama detetados são emitidos isotropicamente de uma bola de fogo conforme os resultados obtidos nas distribuições angulares (vide VI.1.1. e VI.1.2.) então, será nula a soma das componentes longitudinais dos momentos no S.B.F. isto é,

$$\sum_i \vec{P}_{\parallel i}^* = 0$$

Logo, de acôrdo com (5) podemos escrever

$$\sum_i \vec{P}_{\parallel i}^* = \frac{1}{2} \left(\sum_i E_i / \gamma - \gamma \sum_i P_{\parallel i} \theta_i \right) = 0$$

Donde γ pode ser obtido como

$$\gamma^2 = \sum_i E_i / \sum_i P_{\parallel i} \theta_i \quad (7)$$

A massa da bola de fogo convertida em raios γ é dada por

$$M^* = \sum_i E_i^*$$

e de acôrdo com (6) podemos escrever

$$M^* = \sum_i \frac{1}{2} \left(\frac{E_i}{\gamma} + \gamma P_{\parallel i} \theta_i \right) \quad (8)$$

substituindo o valor de γ obtido em (7) na relação (8) encontramos

$$M^* = \left(\sum_i E_i \sum P_{ti} \theta_i \right)^{1/2} \quad (9)$$

Por outro lado, se assumimos que uma bola de fogo emita raios γ isotrópicamente, a parte de sua massa convertida em raios γ poderá ser calculada como

$$M^* = \frac{4}{\pi} \sum_i P_{ti} \quad (10)$$

pois

$$\sum_i P_{ti} = \int P_t \frac{M^* d\Omega}{E^* 4\pi} = \frac{M^*}{2} \int_0^\pi \sin^2 \theta^* d\theta^*$$

$$\sum_i P_{ti} = M^* \frac{\pi}{4}$$

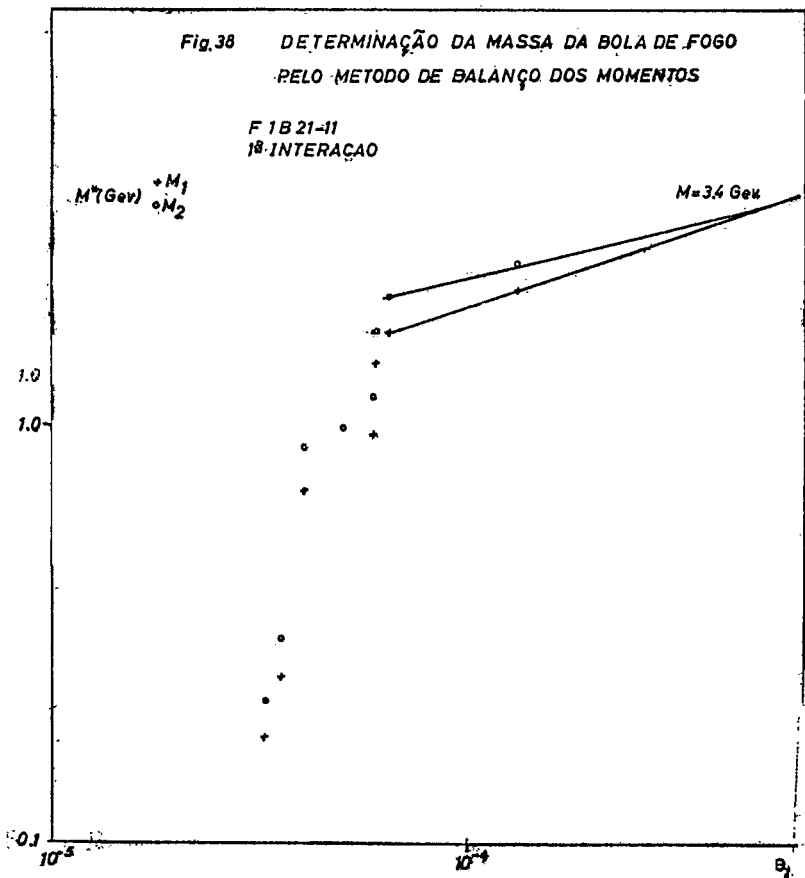
A massa da bola de fogo convertida em raios γ é determinada da seguinte maneira: coloca-se num gráfico (Figuras 38 e 39) para os diferentes valores observados dos ângulos de emissão θ_i os valores correspondentes de M_i , determinados por (9) (e independentemente por 10) e que representam a parte da massa da bola de fogo convertida em raios gama que são emitidos em ângulos menores que θ_i .

Chamando de M_1 o valor da massa obtido pela relação (9) e de M_2 o obtido pela relação (10), então, o caso em que $M_1 > M_2$ indica que os raios gama supostos provenientes de uma bola de fogo estão contami-

naos por outros pertencentes à uma segunda bola de fogo. Por outro lado, o caso em que $M_1 < M_2$ sugere que os raios gama considerados não compõem uma bola de fogo completa. O valor da massa da bola de fogo será dada pela condição em que $M_1 = M_2$.

A figura 40 mostra a distribuição da massa da bola de fogo obtida por este processo para todas as interações estudadas no presente trabalho. Esta distribuição é comparada com aquela obtida pela C.B.J. utilizando outro método (Ref. 18).

A figura 41 mostra a distribuição do fator de Lorentz da bola de fogo determinada pela relação (7). Esta distribuição é comparada também com aquela obtida pela C.B.J. pelo método descrito na referencia 18.



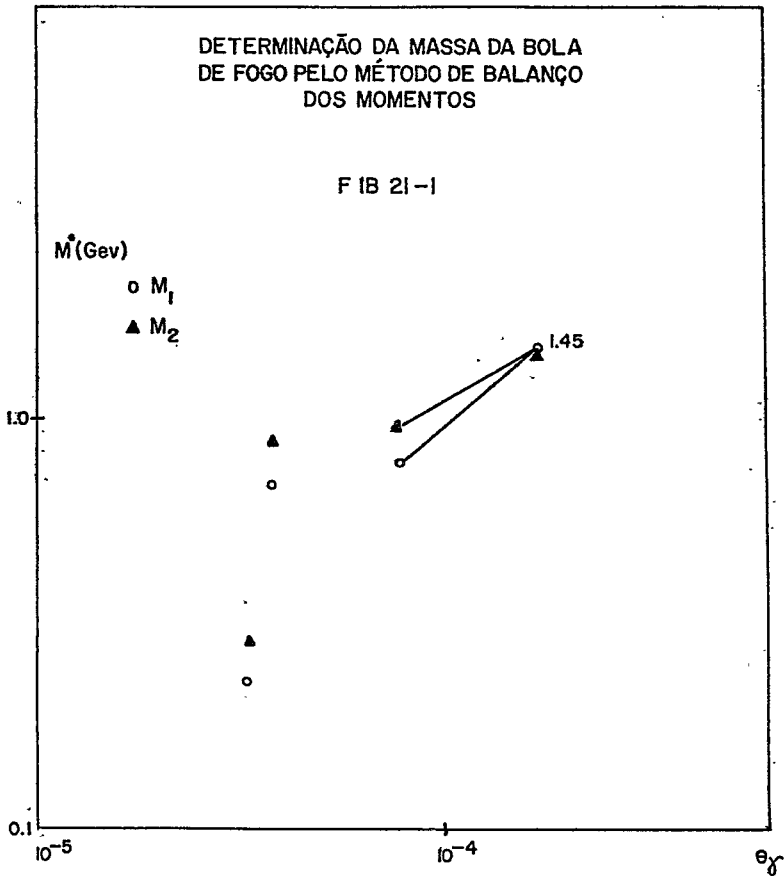
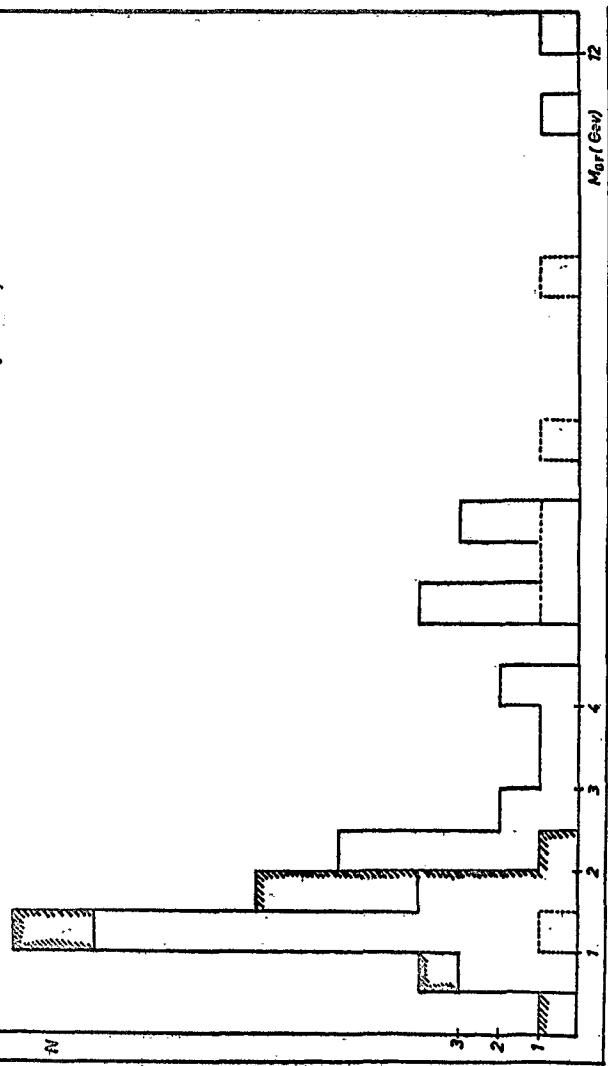


Fig. 39

Fig. 40 DISTRIBUIÇÃO DA MASSA DA BOLA DE FOGO

— PRESENTE TRABALHO
 — RESULTADOS DA C.B.J (10 <math>< \sum E_p < 20 \text{ Tev}</math>
 — RESULTADOS DA C.B.J ($\sum E_p > 50 \text{ Tev}$)

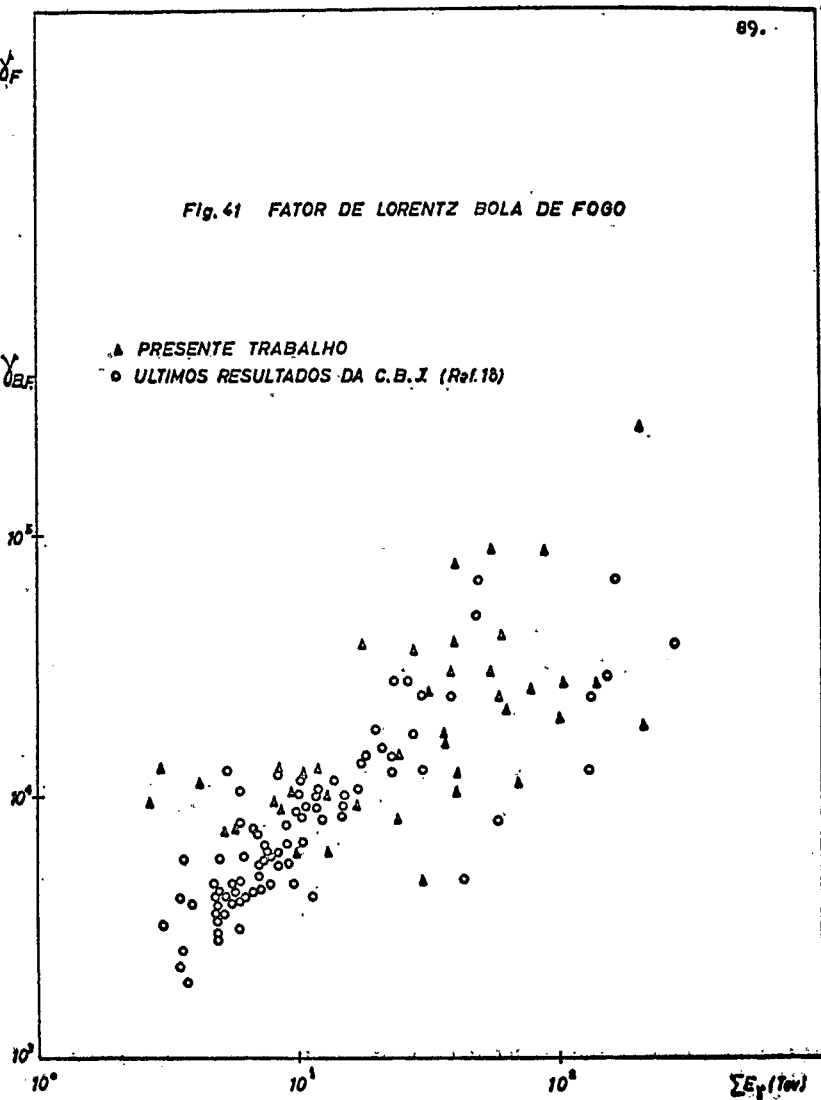


γ_{BF}

Fig. 41 FATOR DE LORENTZ BOLA DE FOGO

 γ_{BF}

- ▲ PRESENTE TRABALHO
○ ULTIMOS RESULTADOS DA C.B.I. (Ref. 18)

 10^2 10^1 10^0 10^0 10^1 10^2 $\Sigma E_p (\text{TeV})$ 

VI.3. Multiplicidade.

Para examinar a multiplicidade N_0 , i.e. o número de raios gama emitidos por um centro emissor, constrói-se para os raios gama detetados em uma bola de fogo o espectro integral de energia fraccionaria $f(E_\gamma / \sum E_\gamma)$, (normalizado para uma bola de fogo). (Ref. 18).

Este espectro é mostrado na figura 42. Como se vê dela, o espectro $f(E_\gamma / \sum E_\gamma)$ é bem representado por uma função exponencial simples do tipo

$$f(E_\gamma / \sum E_\gamma) = N_0 \exp(-N_0 E_\gamma / \sum E_\gamma)$$

com $N_0 = (8.1 \pm 0.80)$

Este valor da multiplicidade concorda com o obtido para jatos C pela Colaboração Brasil-Japão (Ref. 18).

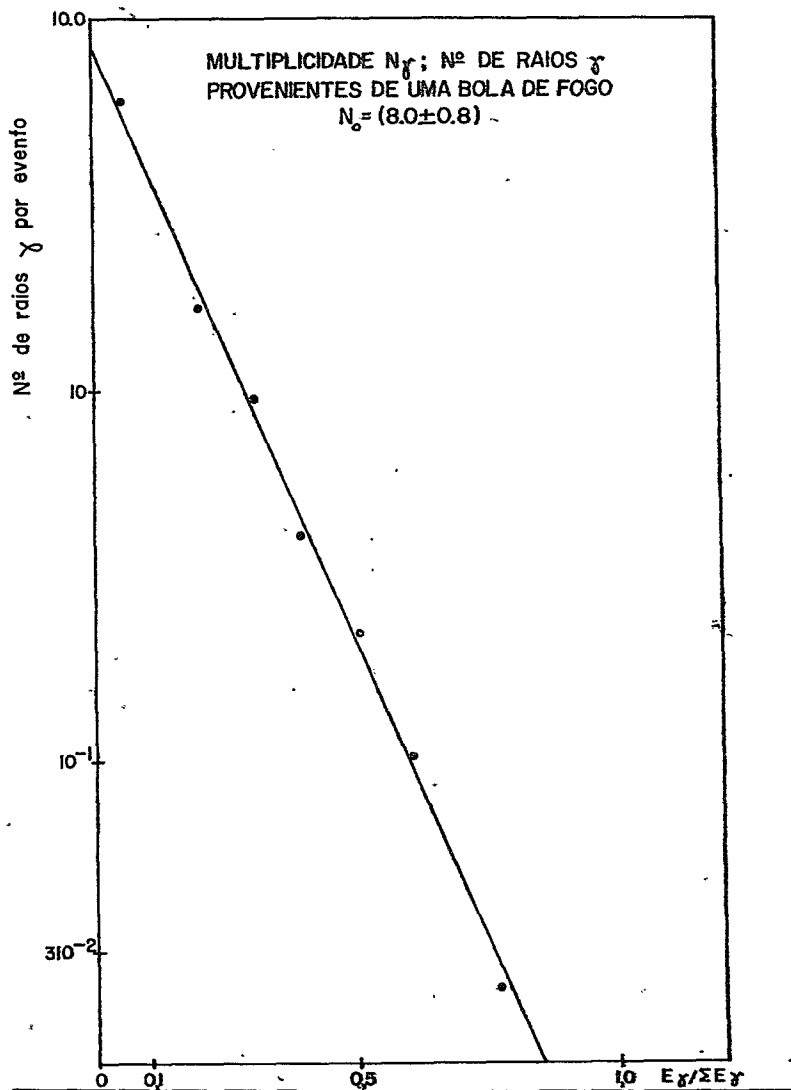


Fig. 42

§ VII. CONCLUSÕES.

a) Um dos problemas mais sérios na interpretação das famílias é o de se identificar o número observado de colisões sucessivas sofridas por um nucleon. Porém, o número de interações sucessivas obtido das interpretações feitas às famílias concorda com um cálculo estimativo, descrito no Apêndice III, na região de energia estudada, tomando para o valor da inelasticidade o obtido no presente trabalho ($K = 0.5 \pm 0.8$)

b) Como teste à interpretação dada às famílias determinou-se também o valor medio do momento transversal dos π^{\pm} e dos raios gama detetados. O valor obtido para os π^{\pm} é:

$$\bar{P}_{t\pi^{\pm}} = (324 \pm 30) \text{ Mev/c}$$

e para raios gama

$$\bar{P}_{t\gamma} = (211 \pm 20) \text{ Mev/c}$$

Estes valores concordam com os obtidos pela C.B.J. e outros grupos (vide p.e. Refs. 36, 74 e 75), indicando que os acoplamentos de 2^+ em π^0 neste trabalho são bons, fato este que é indicado também pela frequencia do parametro de disparidade (c.f.IV.7)

c) As distribuições angulares obtidas (Figs.34,35,36 e 37) sugerem a existencia de centros emissores e a emissão isotrópica de raios gama no sistema da bola de fogo

- d) Sendo observada a emissão isotrópica de raios gama, então é válida a determinação da massa da bola de fogo pelo método descrito em VI e que chamamos método de balanço de momentos.
- e) A comparação dos valores obtidos para a massa e o fator de Lorentz por este método com aquele usado nos últimos trabalhos da C.B.J. (Ref. 18) resulta em uma boa concordância.
- f) Da distribuição da massa da bola de fogo (Fig. 40), há indicação da existência não só da bola de fogo predita pelo modelo de Hasegawa como também a de uma massa maior, fato este, que já foi confirmado experimentalmente (Ref. 18)

Finalmente, nota-se que os resultados obtidos não estão em contradição com aqueles obtidos na análise das câmaras com produtor localizado (p.e. Refs. 5, 10 e 18). Ve-se também pelo presente trabalho que é possível se interpretar as interações nucleares na atmosfera, o que facilitará o estudo do complexo problema dos chuvaros atmosféricos extensos e a sua relação com a física de altas energias.

APÊNDICE I. CALCULO DE NISHIMURA E KAMATA PARA A TEORIA DAS CASCATAS ELETROMAGNÉTICAS.

A.I.1. Introdução.

A energia dos eventos detetados nas câmaras de emulsões nucleares é determinada pelo uso de curvas de transição, calculadas a partir da teoria de cascatas eletromagnéticas por Nishimura e Kamata (N-K). Várias teorias sobre o desenvolvimento da cascata eletromagnética foram apresentados (vide p.e. Refs. 76 a 80), todas tendo uma aplicabilidade limitada. Porém a teoria de N-K, é a mais exata; os autores estimam que o erro relativo na determinação da energia é de 20 a 30%. O calculo de N-K para as c.e.m. foi desenvolvida para chuveiros atmosféricos extensos e depois aplicada com algumas modificações as câmaras de chumbo-fotoemulsões pelos autores. Apresentaremos no presente apêndice, em linhas gerais a teoria tridimensional de cascatas.

A.I.2. Cascatas Eletromagnéticas.

Consideremos primeiro o desenvolvimento das cascatas eletromagnéticas em geral. Os elétrons sofrem deflexões por espalhamento Coulombiano; desta maneira a cascata se desenvolve lateralmente. A dispersão devida a deflexões nos processos de radiação e criação de pares é muito pequena comparada com a produzida pelo espalhamento Coulombiano, de modo que a teoria tri-dimensional pode ser construída a partir de uma teoria unidimensional e a teoria do espalhamento Coulombiano.

Consideremos então, a teoria unidimensional. As partículas carregadas perdem energia por ionização e por radiação eletromagnética, e os fôtons por efeito fotoelétrico, efeito Compton, e criação de pares. Porém os efeitos fotoelétrico e Compton ocorrem abaixo da energia que consideramos a radiação cósmica existir ($\sim 10^7$ ev). Logo, a teoria de cascatas pode ser descrita levando-se em conta as perdas por ionização e radiação para os elétrons e a perda por criação de pares para os raios gama. Ainda como uma aproximação pode-se excluir a perda por ionização. A aproximação que leva em conta só os processos de radiação e criação de pares é chamada de Aproximação A, e aquela que leva em conta as perdas por ionização é a Aproximação B. Trataremos brevemente da Aproximação A.

Se a partícula que inicia a cascata é um elétron de energia E_0 chamaremos de $\Pi(E_0, E, t)dE$ o número de elétrons (positivos ou negativos) na profundidade t e na região de energia $E + dE$; da mesma maneira o número de raios gama produzidos pelo elétron será $\Upsilon(E_0, W, t)dW$, onde W é a energia do raio gama. Se a partícula primária fôsse um gama de energia W_0 o número de elétrons seria dado por $\Pi(W_0, E, t)dE$ e o número de gamas por $\Upsilon(W_0, W, t)dW$. Então, temos a variação no número de elétrons no intervalo $E, E + dE$, de um número Π_1 , produzidos por criação de pares, um número Π_2 que estavam acima do intervalo e que, por radiação, perdem energia e entram no intervalo considerado, e um número Π_3 que originalmente estavam no

intervalo, perdem energia por radiação e saem d'ele. Para a variação no número de ftons, temos um número γ_1 produzido por radiação e um número γ_2 absorvidos na criação de pares. Então, podemos descrever estas variações pelas seguintes equações:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t}(E, t) dE dt = \Pi_1 + \Pi_2 - \Pi_3 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t}(W, t) dW dt = \gamma_1 - \gamma_2 \quad (2)$$

Chamando $\psi_0(W, E) dE$ a probabilidade de produção de um elétron de energia entre E e $E+dE$ por um foton de energia W , teremos para o processo de criação de pares

$$\Pi_1 = 2 dE dt \int_E^{\infty} \gamma(W, t) \psi_0(W, E) dW$$

para os elétrons que saem do intervalo

$$\Pi_3 = dE dt \int_0^E \phi_0(E, W) \Pi(E, t) dW$$

onde $\phi_0(E, W) dW$ é a probabilidade de radiação de um foton com energia na região $(W, W+dW)$ por um elétron de energia E . Para os elétrons que entram no intervalo

$$\Pi_2 = dE dt \int_E^{\infty} \phi_0(E', E'-E) \Pi(E', t) dE'$$

de maneira análoga podemos escrever para os ftons

$$\gamma_1 = dW dt \int_E^{\infty} \Pi(E, t) \phi_0(E, W) dE$$

$$\gamma_2 = dW dt \sigma_0 \gamma(W, t)$$

onde σ_0 é a probabilidade de criação de pares. Pode-se fazer ainda a aproximação

$$\Psi_0(W, E) = \frac{1}{W} \psi_0\left(\frac{E}{W}\right)$$

$$\phi_0(E, W) = \frac{1}{E} \varphi_0\left(\frac{W}{E}\right)$$

Substituindo estes valores nas equações acima e dividindo por $dEdt$ as equações 1 e 2 ficam

$$\frac{\partial \pi}{\partial t}(E, t) = Z \int_0^\infty \gamma(W, t) \psi_0\left(\frac{E}{W}\right) \frac{dW}{W} + \int_0^\infty \pi(E', t) \varphi_0\left(\frac{E'-E}{E}\right) \frac{dE'}{E'} - \int_0^E \pi(E, t) \varphi_0\left(\frac{W}{E}\right) \frac{dW}{E}$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t}(W, t) = \int_0^E \pi(E, t) \varphi_0\left(\frac{W}{E}\right) \frac{dE}{E} - \sigma_0 \gamma(W, t)$$

ainda fazendo $W = E/u$ e $E = W/v$, obtemos

$$\frac{\partial \pi}{\partial t}(E, t) = Z \int_0^1 \gamma\left(\frac{E}{u}, t\right) \psi_0(u) \frac{du}{u} - \int_0^1 \left\{ \pi(E, t) - \frac{1}{1-v} \pi\left(\frac{E}{1-v}, t\right) \right\} \varphi_0(v) dv \quad (3)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t}(W, t) = \int_0^1 \pi\left(\frac{W}{v}, t\right) \varphi_0(v) \frac{dv}{v} - \sigma_0 \gamma(W, t) \quad (4)$$

(3) e (4) são as duas equações básicas na teoria unidimensional e na Aproximação A.

Consideramos agora o processo de ionização (i.e. Aprox. B). Um elétron perde energia de valor ϵdt na espessura dt , portanto, $\pi(E+dE) \epsilon dt$ elétrons entram no intervalo $(E, E+dE)$, e $\pi(E) \epsilon dt$ saem dêle, dando assim uma variação total de $\epsilon \frac{\partial \pi}{\partial t}$ elétrons nesse intervalo. Chamando o segundo termo da direita da equação (3) de $A' \pi$ e o primeiro de $B' \gamma$, e o primeiro da equação (4) de $C' \pi$, e usando o termo proveniente do processo de ionização, podemos escrever as equações básicas da teoria unidimensional na Aproximação B.

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -A'\pi + B'\gamma + \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial E} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = C'\pi - \sigma_0 \gamma \quad (6)$$

Consideremos agora as variações angulares e laterais produzidas por espalhamento Coulombiano. Seja $\sigma(\theta)d\theta$ a probabilidade de um elétron ser espalhado em um ângulo $(\theta, d\theta)$ atravessando uma dada espessura. O número de elétrons nos intervalos espaciais $(\vec{r}, d\vec{r})$ e angular $\vec{\theta}$ é obtido da seguinte maneira: um elétron na posição $(\vec{r}', d\vec{r}')$ na direção $\vec{\theta}$ com respeito ao eixo da cascata sofre um deslocamento lateral θdt , logo um elétron em \vec{r} na profundidade t estará em $\vec{r} + \theta dt$ na profundidade $t + dt$. Logo,

$$\begin{aligned} \pi(t+dt, \vec{r}, \vec{\theta}) &= \pi(t, \vec{r}, -\vec{\theta}' dt, \vec{\theta}) \\ &= \pi(t, \vec{r}, \vec{\theta}) - \theta dt \frac{\partial \pi}{\partial r} \end{aligned}$$

Um elétron na direção $\theta d\theta'$ na profundidade t será espalhado em $\theta d\theta$. A variação no número de elétrons dentro do intervalo $(\vec{\theta}' d\vec{\theta}')$ causado pelo espalhamento é dado por

$$dt \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\theta - \theta') \pi(\theta') d\theta' - \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\theta') d\theta' \pi(\theta) \right\}$$

ou em forma operacional por

$$\sigma' \pi$$

logo as equações (5) e (6) ficam

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \vec{\theta} \frac{\partial \pi}{\partial \vec{r}} = -A'\pi + B'\gamma + \sigma' \pi + \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial E}$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \vec{\theta} \frac{\partial \gamma}{\partial \vec{r}} = C'\pi - \sigma_0 \gamma$$

Estas equações são chamadas equações de difusão, e podem ser resolvidas com ou sem a aproximação de Landau. O caso sem a aproximação corresponde a levar em conta não só o espalhamento Coulombiano múltiplo mas também o espalhamento simples e plural. No trabalho da C.B.J. as curvas de transição usadas foram calculadas sem a aproximação de Landau. Omitimos aqui a solução destas equações, e apenas mencionamos que elas nos dão as curvas de transição teóricas pelas quais obtemos as energias dos eventos detectados. (Refs. 49, 50,81)

APÊNDICE II; ANÁLISE DAS CASCATAS ATMOSFÉRICAS PELO MÉTODO DE MONTE CARLO.

A.II.1. Introdução.

Como vimos da descrição das famílias, existem dois grupos diferentes de raios gama que atingem as câmaras de emulsão, um constituído por gamas diretos que provêm do decaimento dos mesons π^0 e o outro por gamas que são produto de cascatas eletromagnéticas na atmosfera. Neste último caso não podemos aplicar diretamente a teoria de cascatas para medir as energias e determinar as alturas de produção, porque, as flutuações (devido ao pequeno número de partículas) são muito grandes. Para se obter estas informações é preciso um cuidadoso exame das flutuações e a correlação entre as quantidades observáveis. Dentre estas, devemos encontrar aquelas que nos permitam determinar de uma maneira precisa as energias dos raios gama originais e as alturas de produção.

Para estudar essas flutuações e quantidades, cascatas foram simuladas pelo método de Monte Carlo (Ref. 51). Além deste estudo, um fator importante no uso do Método de Monte Carlo, é que êle permite examinar a aplicabilidade do cálculo de Nishimura e Kamata aos resultados experimentais.

A.II.2. Método.

Uma vez que a energia das partículas nas quais estamos interessados está acima de 10^{11} ev, foi assumido que os efeitos responsáveis pelo desenvolvimento das cascatas são apenas os de criação de pares e radiação (Aprox. A na teoria de cascatas), e que o desvio com respeito ao eixo se deve só ao espalhamento coulombiano múltiplo (Aprox. de Landau). Neste Apêndice trataremos apenas de uma parte dos resultados obtidos pelo método de Monte Carlo; esta parte se refere às informações sobre energias e alturas de pro-

As quantidades observadas são: o número de partículas n , as energias individuais de cada raio gama que compoe a cascata e as distâncias do raio gama ao eixo da cascata R . Destas três quantidades podemos construir outras, tais como ΣE , ΣR , $\Sigma R/n$, ΣER , etc. Suponhamos agora que X e Y são as quantidades observáveis, logo $\langle X \rangle_s$, $\langle Y \rangle_s$ são univocamente determinados como função da energia primária E_0 e a profundidade t , logo temos eliminando t .

$$F(E_0, \langle X \rangle_s, \langle Y \rangle_s) = 0 \quad (1)$$

o que dá uma curva no plano X - Y , isto é, uma curva para cada E_0 diferente. Porém a estimativa do valor de E_0 a partir de cada curva depende sempre que a flutuação em X e Y seja pequena. É portanto mais conveniente, achar uma relação simples, independente de E_0 , entre uma quantidade observada e outra não observável que contém E_0 .

Escrevamos (1) na forma

$$F_1(Z(E_0, \langle X \rangle_s), \langle Y \rangle_s) = 0 \quad (2)$$

ou

$$Z(E_0, \langle X \rangle_s) = z(\langle Y \rangle_s) \quad (3)$$

onde Z é uma combinação entre E_0 e $\langle X \rangle_s$. Logo a relação entre Z e $\langle Y \rangle_s$ representa a curva desejada no plano Z - Y independente do valor de E_0 . Expressamos agora, como função de E_0 e t uma quantidade observável $\langle Q \rangle_s$

$$\langle Q \rangle_s = E_0^\alpha f(E_0, t)$$

onde α é uma constante e portanto o produto $E_0^{-\alpha} \langle Q \rangle_s$ representa aproximadamente uma curva como função de t qualquer seja o valor de E_0 . Se colocamos

$$\langle X \rangle_s = E_0^\alpha g_1(t)$$

e

$$\langle Y \rangle_s = E_0^\beta g_2(t)$$

então podemos obter depois de eliminar t ,

$$G(\langle X \rangle_s / E_0^\alpha, \langle Y \rangle_s / E_0^\beta) = 0$$

ou seja, uma curva no plano $X/E_0^\alpha - Y/E_0^\beta$. Porém nenhuma destas quantidades pode ser observada, logo devemos escolher p.e. Y independente de E_0 , i.e. $\beta = 0$, e portanto podemos escrever

$$G(\langle X \rangle_s / E_0^\alpha, \langle Y \rangle_s) = 0$$

ou

$$\langle X \rangle_s / E_0^\alpha = g(\langle Y \rangle_s) \quad (4)$$

A relação (4) corresponde então a relação (3). Quando $\langle X \rangle$ e $\langle Y \rangle$ são conhecidos calculamos com ajuda de (4) a relação $\langle X \rangle_s / E_0^\alpha$ e obtemos E_0 . Quanto maior for α a estimativa de E_0 é mais sensível. Pode-se então tomar como Y as quantidades $\Sigma ER/n$, $\Sigma R/n$, $\Sigma ER/\Sigma E$ sendo que estas têm dependência fraca de E_0 . Por outro lado, ΣE tem uma dependência forte de E_0 , mas p.e. $\Sigma E/E_0$ é quasi independente de E_0 ; logo, devemos tomar ΣE como X com $\alpha = 1$.

Consideremos agora o problema das flutuações em $\Sigma E/E_0$ e $Y(\Sigma ER/n, \text{etc.})$. Um conjunto de Valores sorteados $\Sigma E/E_0$ e Y se distribuem ao redor de uma curva do tipo (4), independente de E_0 e t ; quanto menor a flutuação a correlação é obviamente melhor. O resultado obtido mostra que só para grandes valores de t , existe uma influência da flutuação em $\Sigma E/E_0$ e Y . Para determinar qual das quantidades $\Sigma ER/\Sigma E$, $\Sigma R/n$ ou $\Sigma ER/n$ é a melhor, devemos considerar as condições de flutuação e as experimentais. A distância radial R é em primeira aproximação proporcional a $1/E$, ou seja, $\Sigma R = \Sigma(1/E)$; por outro lado no caso de ΣER as contribuições de todas as partículas têm o mesmo peso.

Se denotamos as quantidades observáveis como x, y, z, \dots podemos avaliar em princípio a partir do modelo adotado, a probabilidade $P(x, y, z, \dots; E_0, t) dx dy dz \dots$ de achar x, y, z, \dots em intervalos prescritos $(x, x+dx)$, $(y, y+dy)$, $(z, z+dz)$ para um valor fixo de E_0 e t . Se todos os primários (raios gama originais) têm energia fixa E_0 e se todos eles são achados igualmente em cada ponto do espaço, P dará a probabilidade relativa que uma cascata em que o valor observado de x, y, z , está no intervalo $(x, x+dx)$ $(y, y+dy), (z, z+dz)$ é iniciada a uma altura t . Por outro lado, fixando t encontramos os diferentes valores de E_0 . Porém na prática este não é o caso e devemos levar em conta o espectro de energia dos raios gama primários e a sua atenuação. A atenuação é dada por $\exp(-t/\lambda)$ onde λ é a distância de atenuação e t a profundidade. Logo, os valores $P(x, y, z, \dots; E_0, t) \exp(-t/\lambda)$ dão a probabilidade de que uma cascata é iniciada a uma altura t , sempre que o espectro de energia seja uniforme. Se fazemos $P \exp(-t/\lambda) f(E_0)$, teremos a probabilidade de que a cascata seja iniciada por um raios gama com energia E_0 a uma altura t .

Os resultados finais desta análise são as figuras 8, 9, 10 que foram usadas na interpretação das famílias descritas na parte §IV.

APÊNDICE III; CÁLCULO DA PROBABILIDADE DE COLISÕES SUCESSIVAS DE UM NUCLEON PRIMÁRIO NA ATMOSFERA:

Seja n o número de colisões ocorridas na espessura t . Calcularemos a probabilidade P que se tenha um número x de colisões sucessivas na espessura t .

Dividimos a espessura t em X intervalos menores

$$\Delta t = t/X \quad (1)$$

A probabilidade que uma colisão ocorra em Δt será

$$(n/t)\Delta t \quad (2)$$

e a probabilidade de não colisão será

$$1 - (n/t)\Delta t \quad (3)$$

A probabilidade de se ter mais do que uma colisão no mesmo intervalo é da ordem de Δt^2 e será desprezada. Se x colisões ocorrem na espessura t , pode-se assumir que as colisões têm lugar em x diferentes intervalos Δt de t e que, não há colisões no resto dos $X - x$ intervalos. A probabilidade de se ter colisões nestes intervalos será

$$\left(\frac{n}{t}\Delta t\right)^x \left(1 - \frac{n}{t}\Delta t\right)^{X-x} \quad (4)$$

A probabilidade total de se ter x colisões é obtida somando a relação acima para todas as combinações possíveis de x intervalos. O número destas combinações é

$$(5) \quad \frac{X!}{x!} (X-x)! = X^x \left(1 - \frac{1}{X}\right) \dots \left(1 - \frac{x-1}{X}\right) / x!$$

Logo, por (1), (4), (5) obtemos

$$P(n,x) = \frac{n^x}{x!} \left(1 - \frac{n}{X}\right)^X - x \left(1 - \frac{1}{X}\right) \dots \left(1 - \frac{x-1}{X}\right)$$

No caso limite em que $X \rightarrow \infty$ $x/X \rightarrow 0$
então

$$P(n,x) = e^{-n} n^x / x!$$

a função $P(n,x)$ é a distribuição de Poisson.

Agora, n será da forma $n = t / \cos^2 \theta \times L$
onde: $t =$ a profundidade atmosférica (em Chacaltaya =
550 gr cm^{-2})

$L =$ O caminho livre médio de interação (80 gr cm^{-2})
 $\theta =$ O ângulo zenital

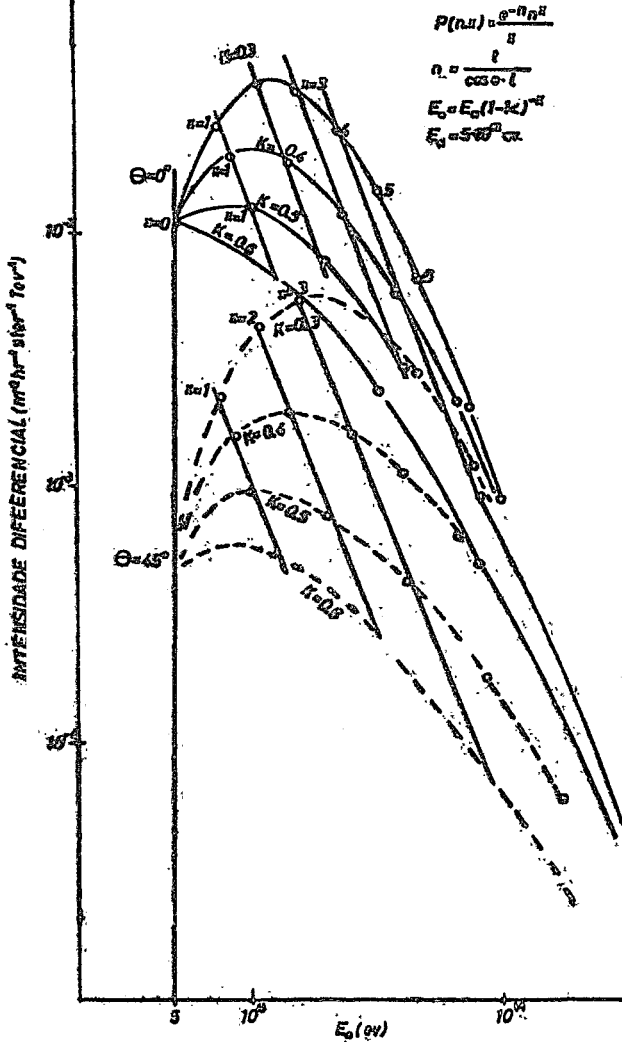
$$e \quad E_0 = E_N (1 - K)^{-x}$$

onde E_0 é a energia primária e E_N a energia residual do nucleon e K a inelasticidade.

A figura 43 mostra o gráfico da função $P(n,x)$ vs E_0 para diferentes valores de θ e K .

PROBABILIDADE DE COLISÕES SUCESSIVAS DE
UM NUCLEON

Fig. 43



REFERÊNCIAS.

1. M. Akashi et al. Proc. of the International Conference on Cosmic Rays. Vol. V Jaipur 326(1963)
2. M. Akashi et al. " Nuclear Interactions Produced in the Emulsion Chamber". Proc. of the International Conference on Cosmic Rays, London(1965)
3. M. Akashi et al. " Observation on Extremely High Energy Nuclear Events by the Emulsion Chamber". Proc. of the International Conference on Cosmic Rays, London(1965)
4. M. Akashi et al. "Extensive Air Showers Observed in the Emulsion Chamber". Proc. of the International Conference on Cosmic Rays. London (1965)
5. M. Akashi et al. " Observation of Extremely High Energy Nuclear Interactions with an Emulsion Chamber". Canadian Journal of Physics. Vol. 46. S660(1968)
6. Colaboração Brasil-Japão. "Investigation of Extremely High Energy Nuclear Interactions with Large Emulsion Chambers". Proc. of the Vth. Interamerican Seminar on Cosmic Rays. Vol. II 33(1962) La Paz
7. Colaboração Brasil-Japão. " An Account of the Emulsion Chamber Project of the Brasil-Japan Collaboration". Simposio de Radiação Cósmica do Conselho Latino Americano de Raios Cósmicos e Física do Espaço, Buenos Aires (1964)
8. Colaboração Brasil-Japão. " Observation of Extreme High Energy Nuclear Interactions by Means of Huge Emulsion Chambers with Producer - Part I. XIth International Conference on Cosmic Rays Budapest (1969). A ser publicado no Acta Physica Hungarica.
9. Colaboração Brasil-Japão. "Observation of Extreme High Energy Nuclear Interactions by Means of Huge Emulsion Chambers with Producer - Part II. XIth International Conference on Cosmic Rays. Budapest (1969). A ser publicado no Acta Physica Hungarica.

10. C.M.G. Lattes. " A Report of Eight Years Observation of High Energy Cosmic Rays by Brasil-Japanese Collaboration. VI Seminario Interamericano de Rayos C6smicos, La Paz (1970).
11. C.M.G. Lattes and M.Mantovani. " Intermediate States in Multiple Meson Production". VI Seminario Interamericano de "ayos C6smicos. La Paz (1970)
12. C.M.G. Lattes et al. Nuovo Cimento 28, 614(1963)
13. C.M.G. Lattes et al. Nuovo Cimento 33, 680(1964)
14. C.Q. Orsin6. "An6lise de Intera66es Nucleares de Alta Energia por Meio de C6maras de Emuls6es Nucleares-Chumbo" Tese de Doutorado Apresentada 6 Faculdade de Filosofia, Ciencias e Letras da USP (1955)
15. C.M.G. Lattes. "Observa66es S6bre a Componente Eletro - magn6tica de Alta Energia da Radia66o C6smica, atrav6s do estudo de Cascatas Eletromagn6ticas Detetadas em C6maras de Emuls6o Fotograficas e Chumbo, Expostas no Laboratorio de F6sica C6smica de Chacaltaya". Tese apresentada 6 Faculdade de F.C. e L. da USP para curso 6 Catedra de F6sica Superior (1966)
16. C.M.G. Lattes et al. " Estudo de Intera66es Nucleares de Raios Gama de Energia Extremamente Alta por meio de C6maras de Emuls6es Nucleares Expostas no Monte Chacaltaya, em Programa de Colabora66o Brasil-Jap6o". Academia Brasileira de Ciencias (1963)
17. A.M.F. Endler. Tese de Doutorado apresentada 6 Universidade de Bonn (1968)
18. Colabora66o Brasil-Jap6o. Suppl. of the Progress of Theo. Phys. 46 1(1970)
19. M.S.M. Mantovani et al. "Simula66o da Produ66o de Pions por Bolas de Fogo Utilizando o M6todo de Monte Carlo" Reuni6o da Academia Brasileira de Ciencias (1969)
20. A. Osaw6 et al. "Behaviour of Various Components of Cosmic Ray Radiation in the Atmosphere and Models of Multiple Meson Production". Reuni6o da Academia Brasileira de Ciencias (1969)

21. Colaboração Brasil-Japão. "Produção de uma Bola de Fogo em Interações Nucleares de Energia Extremamente Alta Observadas com Câmara de Emulsão, Parte I, C-jatos" Reunião da Academia Brasileira de Ciências(1969)
22. Colaboração Brasil-Japão. "Produção de uma Bola de Fogo em Interações de Energia Extremamente Alta Observadas com Câmara de Emulsão, Parte II. A-jatos . Reunião da Academia Brasileira de Ciências (1969)
23. C.M.G. Lattes et al. "Colaboração entre os Grupos de Raios Cósmicos das Universidades de Toquio e São Paulo". Reunião da S.B.P.C. (1962)
24. C.M.G.Lattes et al. " Colaboração Brasil-Japão para estudo de Interações de Energia Extremamente Alta ". XV Reunião da S.B.P.C. (1963)
25. C.M.G. Lattes et al. " Análise de Famílias de Raios Gama nas Câmaras de Emulsões Nucleares". XV Reunião da S.B.P.C. (1963)
26. C.M.G. Lattes et al. "Aplicação do Método de Monte Carlo ao Estudo de Cascatas Eletromagnéticas". XV Reunião da S.B.P.C. (1963)
27. T. Borello et al. "Resultados Preliminares sobre Cascatas Eletromagnéticas e Nucleares Obtidas por meio de Câmaras de Emulsões Nucleares de Espessura igual a 58 unidades de cascata". XVII Reunião da S.B.P.C(1965)
28. C.M.G. Lattes et al. "Espectro de Energia de Raios Gama Detectados por Câmaras de Emulsões Nucleares". XV Reunião da S.B.P.C. (1963)
29. T. Borello et al. "Análise de Interações Nucleares de Alta Energia Produzidas na Atmosfera".XVII Reunião da S.B.P.C. (1965)
30. T. Borello et al. "Investigações sobre Raios Gama da Radiação Cósmica". XVII Reunião da S.B.P.C.(1965)

31. T. Borello et al. "Método Fotométrico para Determinação da Energia de Cascatas Eletromagnéticas". XVII Reunião da S.B.P.C. (1965)
32. N. Amato et al. "Resultados Parciais Obtidos numa Câmara com Produtor da Colaboração Brasil-Japão". XIX Reunião da S.B.P.C. (1967)
33. M. Mantovani et al. "Verificação do Efeito de Desaparecimento da Imagem Latente com o tempo pelo Método Fotométrico". XIX Reunião da S.B.P.C. (1967)
34. M. Mantovani et al. "Método Fotométrico no Estudo de Interações Nucleares da Radiação Cósmica". XIX Reunião da S.B.P.C. (1967)
35. C. Aguirre et al. "Observações sobre a Componente Nuclearmente ativa de Alta Energia da Radiação Cósmica". XX Reunião da S.B.P.C. (1968)
36. M.S.M. Mantovani et al. "Caraterísticas de Interações de Alta Energia da Componente Ativa da Radiação Cósmica". XX Reunião da S.B.P.C. (1968)
37. C. Santos et al. "Observações sobre a Componente Eletromagnética de Alta Energia da Radiação Cósmica". XX Reunião da S.B.P.C. (1968)
38. Y. Fujimoto et al. "Comparação do Fluxo da Componente Eletromagnética na pressão atmosférica $p=550 \text{ gr cm}^{-2}$ (5200 m de altura sobre o nível de mar) com Fluxo de Muones Observados ao Nível do Mar." XX Reunião da S.B.P.C. (1968)
39. Colaboração Brasil-Japão. "Production of a Fire Ball in the Extremely High Energy Nuclear Interaction Observed by Emulsion Chamber, Part I." XXI Reunião da S.B.P.C. (1969)

40. Colaboração Brasil-Japão. "Production of a Fire Ball in the Extremely High Energy Nuclear Interaction Observed by Emulsion Chamber, Part II." XXI Reunião da S.B.P.C. (1969)
41. Colaboração Brasil-Japão. "A Fire Ball and New State of Matter." XXI Reunião da S.B.P.C. (1969)
42. Colaboração Brasil-Japão. "Análise de Interações Nucleares Ocorridas na Atmosfera a uma Altura Menor que 1000 m em Chacaltaya." XXII Reunião da S.B.P.C. (1970)
43. C.M.G. Lattes e M.S.M. Mantovani. "Estados Intermediários na Produção Múltipla de Mesons." XXII Reunião da S.B.P.C. (1970)
44. K. Aizu et al. Suppl. of the Progress of Theoretical Physics 30, 2(1964)
45. Y. Fujimoto et al. Suppl. of the Progress of Theoretical Physics 30, 32(1964)
46. J. Linsley. Proc. of the Jaipur Conference on Cosmic Rays (1963)
47. L. Ginzburg and S.T. Syrovatsky. Theo. Phys. Suppl. 20, 1(1961)
48. B. Rossi. High Energy Particles. Prentice Hall Inc. New York (1952)
49. K. Kamata and J. Nishimura. Theo. Phys. Suppl. 6, 93(1958)
50. J. Nishimura. Suppl. Progr. of Theo. Physics 32, 72(1964)
51. A. Adashi et al. Theo. Phys. Suppl. 32, 154(1964)
52. M. Akashi et al. Theo. Phys. Suppl. 32, 1(1964)
53. J.W. Hamilton et al. Phys. Rev. 64, 78(1943)
 W. Heitler and P. Walsh. Rev. Mod. Phys. 17, 252(1945)
 L. Jannossy. Phys. Rev. 64, 345(1943)
 W. Heitler and L. Jannossy. Proc. Roy. Soc. Lond. A62, 374(1949)

54. L. Leprince-Ringuet et al. Phys. Rev. 76, 1273(1949),
C.R. Acad. Sci. Paris 229, 163(1949)
55. H.L. Bradt et al. Phys. Rev. 76, 1735(1949)
56. C. Kusumoto. Phys. Rev. 90, 998(1953)
57. W.B. Fowler et al. Phys. Rev. 90, 758(1953)
Phys. Rev. 95, 1026(1954)
58. G.T. ZATSEPIN. Dokl. Akad. Nauk. USSR 67, 993(1949)
59. Y. Fujimoto et al. Prog. Theo. Phys. 5, 197(1950)
60. E. Fermi. Prog. Theo. Phys. 5, 570(1950)
61. Belenskiy and L. Landau. Uspekhi Fiz. Nauk 56, 309(1955)
62. L.D. Landau. Izv. Akad. Nauk: USSR 17, 57(1953)
63. K. Niu. Nuovo Cimento 10, 994(1958)
64. G. Cocconi. Phys. Rev. 111, 1699(1958)
65. P. Ciok et al. Nuovo Cimento 10, 741(1958)
66. S. Hasegawa. Prog. Theo. Phys. 26, 451(1961)
67. S. Hasegawa. Prog. Theo. Phys. 29, 128(1963)
68. S. Hasegawa. Nuovo Cimento 14, 909(1959)
69. S. Hasegawa et al. Prog. Theo. Phys. Vol. 39, 6, 1487(1968)
70. S. Takagi. Prog. Theo. Phys. 7, 123(1952)
71. S. Frautshi. Nuovo Cimento 28, 409(1963)
72. S. Hayakawa. "Very High Energy Phenomena" Proc. of the
International School of Theoretical Physics. IAEA Publ.
73. L. v. Linden. Nuovo Cimento 5, 1074(1957)
74. M. Samorski et al. A ser publicado no Zeitschrift für
Physik
75. M. Samorski et al. International Conference on Cosmic
Rays, Budapest 1969. A ser publicado no Acta Physica
Hungarica.
76. L. Eges and S. Fernbach. Phys. Rev. 82, 23(1951)
77. B.A. Chartres and H. Messel. Phys. Rev. 104, 517(1956)
78. J. Roberg and L.W. Nordheim. Phys. Rev. 75, 444(1949)
79. L. Landau and G. Rumer. Proc. Roy. Soc. 166, 531(1938)
80. H.S. Snyder and W.T. Scott. Phys. Rev. 76, 220(1952)
81. K. Kamata. Comunicação Particular