

REGINA HELENA CEZAR MALDONADO

"INTERAÇÕES NUCLEARES DE RAIOS CÔSMICOS DE ALTAS ENERGIAS
OBSERVADAS NAS EXPERIÊNCIAS COM CÂMARAS DE EMULSÃO
EM CHACALTAYA"

TESE DE
DOUTORADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS
RIO DE JANEIRO, 1989

Marco Aurélio:

(agora você é um adolescente !...)

Na elaboração deste trabalho, todo esforço foi recompensado pela aprendizagem alcançada, pela perspectiva de novos conhecimentos mas, acima de tudo, pela certeza do dever cumprido.

AGRADECIMENTOS

– Agradeço à Professora Neusa Amato, Orientadora deste trabalho, o seu interesse no desenvolvimento de cada etapa, suas sugestões e esclarecimentos de dúvidas. Aproveito para mencionar que a confiança que me foi dedicada transformou-se num incentivo permanente para a elaboração deste trabalho. Expresso além da amizade a minha admiração pelo seu pioneirismo, enquanto mulher, na Física de Raios Cômicos no Brasil.

– Sou muito grata ao Dr. N. Arata, que na qualidade de Co-Orientador deste trabalho, participou ativamente do desenvolvimento do mesmo, quer nas salutares discussões, quer na transmissão de conhecimentos da Física de Altas Energias e Raios Cômicos.

O convívio durante este período revelou a sua marcante personalidade de pesquisador, pela sua dedicação à Ciência e a incessante busca de novas descobertas.

Agradeço sua prestimosa colaboração nos cálculos de simulação, na etapa que envolveu observação e medida dos eventos, entre outras.

– Ao Professor Cesar M.G. Lattes, brilhante físico brasileiro, que se dedica a incentivar o desenvolvimento da Ciência e a semear novos grupos de pesquisa no País, o meu agradecimento sincero. Como iniciador da Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos e fundador do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas possibilitou que este trabalho fosse realizado.

– Ao Dr. F.M. de Oliveira Castro que tanto tem contribuído para a Ciência, exemplo de dedicação e dinamismo agradeço seu incentivo permanente.

– Ao Dr. Edson H. Shibuya, Responsável pela Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos na UNICAMP, meu agradecimento pelo interesse e discussões.

– Aos Drs. Y. Fujimoto, S. Hasegawa, A. Ohsawa agradeço as sugestões feitas quando solicitados.

– Agradeço aos demais membros da Colaboração Brasil-Japão.

Meu agradecimento

– Ao Dr. José Leite Lopes (Diretor do CBPF), ao Dr. T. Kodama (Coordenador de Ensino do CBPF) e ao Dr. Odilon A.P. Tavares (Chefe do DNE do

CBPF).

Quero agradecer à Dra. Anna Maria F. Endler e aos Drs. Luiz C. S. Oliveira, Jader B. Martins, Chung Kai Cheong, Sergio J.B. Duarte, Emil L. Medeiros, A. Marques e demais pesquisadores do DNE pela solicitude e amizade.

Às amigas e microscopistas Iolanda A. Lopez, Nair Moranda e Terezinha T. Villar, agradeço o auxílio prestado e o carinho constantemente dedicado.

Ao Luiz Reis agradeço a colaboração no manuseio do MTS e do Microcomputador.

A Lelé R. Gil e Elisabeth L. Moreira o auxílio nas técnicas de fotografia.

Às amigas Helena de S. Ferreira (Secretária do DNE), Myriam S. Coutinho (Secretária da PG), Maria de Fátima D. Oliveira, Maria Neuma G. Rodrigues, agradeço a atenção, bem como ao Sr. Aroldo F. Vieira e demais funcionários do CBPF:

Desejo agradecer aos Pesquisadores e companheiros do Grupo de Altas Energias do Instituto de Física da UFF:

- Dr. Carlos N. Ojeda pela presteza com que tem me auxiliado nos cálculos computacionais e nas discussões pertinentes ao trabalho.

- Ao Prof. Helio M. Portella, amigo desde a Universidade em fase final de Tese de Doutorado, que vem acompanhando com interesse o desenvolvimento deste trabalho e colaborando, com grande didatismo, na transmissão dos conhecimentos adquiridos através do seu empenho e dedicação à Ciência.

- Aos Drs. Hersy V. Pinto e Francisco A. Pinto o constante incentivo.

Agradeço:

- à Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos por permitir a utilização dos dados para este trabalho;

- ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo auxílio financeiro concedido;

- ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, instituição que possibilitou a minha participação nos trabalhos da Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos;

- a PROPP, órgão da Universidade Federal Fluminense, por permitir o acesso à pesquisa;

- à CAPES pelo auxílio financeiro concedido;

- ao Instituto de Física da UFF pelo tempo concedido para a realização deste trabalho.

- aos membros responsáveis pelo atendimento na PROPP, Prof^a Tereza, Virginia e Carminha que tanto me incentivaram.

Em especial desejo dizer aos meus familiares que o apoio, a preocupação e o incentivo constantes foram muito importantes e me conduziram à realização e conclusão deste trabalho.

EU OS AMO MUITO ! MUITO OBRIGADA !

SUMÁRIO

	Pág.
DEDICATÓRIA	ii
AGRADECIMENTOS	iii
SUMÁRIO	vi
LISTA DE FIGURAS	viii
LISTA DE TABELAS	xii
RESUMO	xiii
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 1 - EXPERIÊNCIAS COM CÂMARAS DE EMULSÃO EM CHACALTAYA ...	5
1.1 - Breve Histórico	5
1.2 - Câmara de Emulsão	8
1.3 - Classificação dos dados	11
1.4 - Materiais foto-sensíveis	11
1.5 - Processamento do material foto-sensível	13
1.6 - Chuveiros e sua observação	16
1.7 - Diagrama de alvo	20
1.8 - Centro ponderado em energia	20
1.9 - Determinação da energia	22
1.9.1 - Método de contagem de traços de elétrons	22
1.9.2 - Método foto-métrico	23
1.10 - Inelasticidade em gamas	25
CAPÍTULO 2 - PRODUÇÃO MÚLTIPLA DE PIONS NA REGIÃO DE 100 TeV	26
2.1 - Região de observação	28
2.2 - Comparação com dados de balão	31
2.3 - Comparação com dados de aceleradores	34
2.3.1 - Distribuição de energia dos raios gama	35
2.3.2 - Distribuição angular dos raios gama	37
2.3.3 - Momento transversal dos raios gama	40
2.3.4 - Correlação entre n_{γ} e $\langle P_T \rangle$	41
2.4 - Interpretação em termos de Bolas de Fogo	43

CAPÍTULO 3	-	PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS NA REGIÃO DE ENERGIA OBSERVADA MAIOR QUE 1000 TeV	48
3.1	-	Visão geral dos A-jatos	50
3.2	-	Procedimentos experimentais para super-famílias ...	52
3.2.1	-	Medida da opacidade do halo	53
3.2.2	-	Busca e Medida dos chuveiros	54
3.2.3	-	Identificação de hadrons e raios gama(elétrons) ...	55
3.3	-	Energia do halo	56
3.4	-	Características gerais dos eventos com halo	60
3.4.1	-	Espectro de energia	61
3.4.2	-	Decascatização	64
3.4.3	-	Interação principal como origem do halo	69
3.4.4	-	Composição primária	73
CAPÍTULO 4	-	DESCRIÇÃO DE UM EVENTO COM HALO E COMPARAÇÃO COM OU- TROS EVENTOS	76
4.1	-	Condição experimental para o evento P06	76
4.2	-	Resultados experimentais do halo do P06	77
4.2.1	-	Estrutura do halo no P06	78
4.2.2	-	Chuveiros individuais no P06	81
4.2.3	-	Comparação com simulação de PS	83
4.3	-	Concentração de energia e partículas na região central	91
CAPÍTULO 5	-	DISCUSSÕES E CONCLUSÕES	95
APÊNDICE A	-	CONCEITOS USADOS EM RAIOS CÓSMICOS E EM ACELERADORES ..	100
APÊNDICE B	-	SIMULAÇÃO MONTE CARLO	101
BIBLIOGRAFIA		103

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
1.2.1 - Esquema da câmara nº 18	10
1.3.1 - Câmara com os três tipos de interação	12
1.6.1 - Desenvolvimento de uma cascata na câmara	17
1.6.2 - Mapa de um bloco de câmara	19
1.7.1 - Diagrama de alvo do evento P06	21
1.9.1.a - Curva de transição de Ne	24
1.9.1.b - Curva de transição de D	24
2.1.1 - Espectro de energia dos C-jatos	29
2.1.2 - Diagrama de energia e ângulo de raios gama de C-jatos de Chacaltaya	29
2.1.3 - Distribuição das massas invariantes de dois raios gama dos C-jatos	30
2.2.1 - Distribuições angulares em escala log tang θ ┌┐ : raios gama de 80 C-jatos de Chacaltaya com $\Sigma E_{\gamma} > 20 \text{TeV}$; ● : raios gama de 15 eventos de balão com $\Sigma E_{\gamma} > 0.6 \text{TeV}$; ○ : partículas carregadas de eventos de balão A: sistema de laboratório B: sistema do projétil	33
2.2.2 - Distribuições de P_T dos raios gama dos C-jatos ● : 80 C-jatos de Chacaltaya com $\Sigma E_{\gamma} > 20 \text{TeV}$ ○ : 15 eventos de balão com $\Sigma E_{\gamma} > 0.6 \text{TeV}$	34
2.3.1.1 - Distribuição de energia dos raios gama na forma fracionária ● : 80 C-jatos de Chacaltaya com $\Sigma E_{\gamma} > 20 \text{TeV}$ ○ : eventos de câmaras de bolha (FNAL) x : eventos de ISR (CERN)	36
2.3.2.1 - Distribuição angular dos raios gama na variável log tan θ ● : 80 C-jatos de Chacaltaya com $\Sigma E_{\gamma} > 20 \text{TeV}$ ○ : eventos de câmaras de bolha (FNAL) x : eventos de ISR (CERN)	37
2.3.2.2 - Distribuição de pseudo-rapidez dos raios gama no s.c.m. ● : raios gama de 80 C-jatos de Chacaltaya com $\Sigma E_{\gamma} > 20 \text{TeV}$ □ : raios gama de S \bar{p} pS ($\sqrt{s}=540 \text{GeV}$) ○ : hadrons carregados de S \bar{p} pS ($\sqrt{s}=540 \text{GeV}$) ■ : raios gama de ISR ($\sqrt{s}=53 \text{GeV}$) ▲ : raios gama de ISR ($\sqrt{s}=45 \text{GeV}$) △ : raios gama de FNAL ($\sqrt{s}=19.7 \text{GeV}$)	38
2.3.2.3 - Dependência da multiplicidade média com a energia ○ ; Δ : C-jatos de Chacaltaya x ; \times ; \otimes : dados de balão □ ; \bullet : Dados de aceleradores	39

2.3.3.1	-	Distribuições de momentos transversais dos raios gama ● : 80 C-jatos de Chacaltaya com $\Sigma E_{\gamma} > 20 \text{ TeV}$ ○ : eventos de câmaras de bolha (FNAL) x : eventos de ISR (CERN)	40
2.3.4.1	-	Correlação entre n_{γ} e $\langle P_T \rangle$ de raios gama a) 80 C-jatos de Chacaltaya com $\Sigma E_{\gamma} > 20 \text{ TeV}$ b) eventos de câmaras de bolha (FNAL) ¹ c) eventos de ISR (CERN)	41
2.3.4.2	-	Variação de $\langle P_T \rangle$ em função da densidade de partículas no espaço de rapidez - \sphericalangle : partículas carregadas ($\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$) + C-jatos de Chacaltaya, raios gama ($\Sigma E_{\gamma} > 20 \text{ TeV}$)	42
2.4.1	-	Distribuições da massa da bola de fogo liberada em gamas (m_g) - \sphericalangle : C-jatos de Chacaltaya ○ : dados de ISR (CERN)	45
2.4.2	-	Distribuições de momentos transversais dos raios gama para os três tipos de jatos: ● Mirim, ○ Açú, Δ Guaçú	46
3.1.1	-	Desenvolvimento de cascata nuclear e eletromagnética ~ : raio gama - - - : $e^+ e^-$ — : hadron (partícula nuclearmente ativa)	50
3.3.1	-	Distribuições laterais da densidade de elétrons para o evento P06	57
3.3.2	-	Transições dos números de elétrons para a parte do halo de seis superfamílias Δ : Andromeda (só a parte eletromagnética) ⊙ : M.A.III ⊕ : M.A.I ⊖ : M.A.II x : Ursa Maior ○ : P06	59
3.4.1.1	-	Espectros integrais de energia fracionária de gamas/elétrons de quatro superfamílias ○ : Andromeda x : Ursa Maior ● : M.A.III □ : P06 A curva é a média de cinco famílias com $\Sigma E_{\gamma} = 100 - 3000 \text{ TeV}$ da experiência de Monte Fuji	61
3.4.1.2	-	Espectros integrais de energia fracionária dos hadrons de quatro superfamílias ○ : Andromeda x : Ursa Maior ● : M.A.III □ : P06	62
3.4.1.3	-	Expoentes β_{γ} e β_h do espectro de energia de elétrons/gamas e hadrons na região de energia acima de E_c . Valores de E_c em TeV são mostrados nos respectivos pontos	

	○ : Andromeda	
	× : Ursa Maior	
	● : M.A.III	
	□ : P06	63
3.4.2.1	- Diagrama de E^* e R^* dos raios gama decascatizados	
	○ : Andromeda	
	• : M.A.III	
	× : Ursa Maior	
	+ : P06	66
3.4.2.2	- Diagrama de E_{jato} e R_{jato}	
	○ : Andromeda	
	● : M.A.III	
	× : Ursa Maior	
	+ : P06	67
3.4.3.1	- Distribuição lateral de densidade de energia, expressa na escala $\log_{10} R$	
	a) Andromeda	
	b) M.A.III	
	c) Ursa Maior	
	d) P06	70
3.4.3.2	- Distribuição lateral de densidade de energia para famílias simuladas	
	a) PS($\Sigma E_\gamma=1557\text{TeV}$)	
	b) CNOS(2217TeV)	
	c) FES(5494TeV)	
3.4.4.1	- Diagrama de ΣE_h^Y e ΣE_γ	
	▲ : Andromeda	
	● : M.A.III	
	▼ : Ursa Maior	
	■ : P06	
	△ : PS	
	+ : CNOS	
	○ : FES	
	• : PS	75
3.4.4.2	- Diagrama de N_h e N_γ	
	▲ : Andromeda	
	● : M.A.III	
	▼ : Ursa Maior	
	■ : P06	
	△ : PS	
	• : PS	
	+ : CNOS	
	○ : FES	
	: PS	75
4.2.1	- Aparência do halo do P06 nos filmes de Raios-X tipo N ...	77
4.2.1.1	- Mapa de contorno da opacidade do halo do P06 no filme de Raios-X tipo RR na 14uc da câmara superior, junto com chu- veiros de alta energia (para 10-20TeV e para >20TeV) . Chuveis hadrônicos são indicados por cruces. O centro do evento é indicado por uma grande cruz para o ângulo zenital .	78

4.2.1.2	- Distribuição azimntal de ER dentro do halo do evento P06. A parte tracejada representa os hadrons	79
4.2.1.3	- Distribuições de opacidade no filme de Raios-X tipo RR na 14uc da câmara superior (linha pontilhada) e no filme de Raios-X tipo N na 4uc da câmara inferior (linha contínua)	80
4.2.2.1	- Correlação entre energia E e distância lateral R dos chuueiros observados no P06. Os chuueiros hadrônicos são indicados por cruzeis. A linha tracejada representa ER=7.5GeVm	82
4.2.3.1	- Correlação entre R(77%) e f_E . O evento P06 está no centro do retângulo	84
4.2.3.2	- Flutuação da pureza	85
4.2.3.3	- Distribuições laterais de chuueiros individuais a) número de partículas b) energia c) ER ○ : gamas e hadrons do P06 ● : hadrons do P06 --- : 119 eventos simulados	87
4.2.3.4	- Distribuições de energia dos chuueiros individuais, na forma integral ○ : chuueiros individuais do P06 ● : somente chuueiros no halo --- : 119 eventos simulados — : curva exponencial $100 \exp[-0.1E]$	88
4.2.3.5	- Distribuições de ER dos chuueiros individuais, na forma integral ○ : chuueiros de $R < 10\text{cm}$ ● : chuueiros dentro do halo ($R < 0.65\text{cm}$)	
4.3.1	- Correlação entre R(E) e R(N); distribuições de $\log R(N)$ e $\log R(E)$ ○ : e — para experiência . : e --- para simulação	93
4.3.2	- Correlação entre R(N) e ΣER ○ : experiência . : simulação	94

LISTA DE TABELAS

	Pág.
1.1.1 - Características dos eventos tipo Centauro	7
1.2.1 - Características das câmaras da CBJ	9
1.4.1 - Características dos materiais foto-sensíveis	13
1.5.1.a - Processo padrão de revelação dos filmes de Raios-X	14
1.5.1.b - Processo padrão de revelação das emulsões nucleares	15
1.5.1.c - Tempos padrões de processamento dos filmes de Raios-X ..	15
1.5.1.d - Tempos padrões de processamento das emulsões nucleares .	16
1.5.1.e - Tempos de processamento usados na câmara 18	16
2.2.1 - Limiares de detecção em experiências de balão e de Chacal taya	31
2.4.1 - Massas dos três tipos de bolas de fogo	47
3.3.1 - Parâmetros da densidade de elétrons ($\rho = Ne^{-ar} + Me^{-br}$ para o evento P06	50
3.3.2 - Resultados experimentais de seis famílias com halo	60
3.4.2.1 - Valores de $\langle E^*R^* \rangle$ e $\langle E_j R_j \rangle$ para quatro superfamílias ...	68
3.4.3.1 - Espalhamento lateral das seis famílias observadas	70
3.4.3.2 - Valor médio do espalhamento lateral para famílias simula das	73
4.2.2.1 - Medidas em chuveiros individuais	81
4.3.1 - Características de algumas superfamílias	91

RESUMO

Neste trabalho são apresentados os dados experimentais obtidos com câmaras de emulsão que foram expostas no Monte Chacaltaya pela Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos, CBJ, com o objetivo de investigar os fenômenos da produção múltipla de partículas nas interações nucleares de altas energias produzidas pelos raios cósmicos.

Utilizando os chamados C-jatos, isto é, as interações nucleares ocorridas na camada alvo da câmara de emulsão de dois andares, estudou-se a produção múltipla de pions na região de energia $E_0 \sim 100$ TeV com uma boa precisão. É feita comparação com os dados de acelerador do FNAL (0.2 TeV) e do ISR (1.5 TeV), que mostra que os fenômenos mudam drasticamente tanto na direção longitudinal como na direção transversal das partículas produzidas; mostra-se também como o acelerador SppS do CERN, que foi o primeiro a alcançar a região de energia dos C-jatos, confirmou os resultados da Colaboração Brasil-Japão sobre violação de "scaling".

A região de energia super-alta, E_{obs} , acima de 1000 TeV, que deve ser a principal região de interesse das próximas experiências de câmaras de emulsão, é investigada, com base em alguns eventos A-jatos (interações nucleares atmosféricas). São apresentados os novos procedimentos de análise nesta região de energia, especialmente os usados na grande área geralmente escura que costuma aparecer nestes eventos, e que é denominada "halo". Mostra-se que os eventos nesta região apresentam uma grande emissão de energia, tanto na direção longitudinal como na transversal, ou seja, uma forte concentração de energia e partículas na região angular bem para frente, junto com um grande espalhamento lateral.

INTRODUÇÃO

As pesquisas sobre a radiação cósmica, desde a sua descoberta no início deste século, tem sido realizadas para estudar sua origem, aceleração, propagação, composição, etc. (campo de interesse da astronomia, cosmologia e astrofísica) e também para estudar suas interações com a matéria (campo de interesse da física nuclear e da física de partículas elementares e altas energias).

Várias partículas foram descobertas marcando uma época especial na física de raios cósmicos, sendo que a emulsão nuclear ocupou um papel muito importante nestas pesquisas. Entre as descobertas menciona-se especialmente a do meson pi, em 1947, por Lattes em colaboração com Ochiellini e Powell (1), confirmando as previsões teóricas de Yukawa (2).

A produção múltipla de partículas é um fenômeno típico nas interações nucleares em alta energia, que devido à sua aparência nas placas de emulsão nuclear quando observadas ao microscópio, recebe a denominação de "jato". A existência de jatos nos fenômenos de raios cósmicos era conhecida há bastante tempo desde a observação em câmaras de ionização (3). Em 1950, após a introdução de nova técnica de observação de trajetórias de partículas carregadas em emulsão nuclear sensível ao mínimo de ionização, a comunidade estava convencida de que o fenômeno de jato é uma produção múltipla de partículas num ato elementar e não uma produção plural.

Várias experiências, tanto em raios cósmicos como em acelerador, foram realizadas até agora para investigar a estrutura interna das partículas elementares e suas interações. Para atingir um nível mais profundo, a energia usada foi gradualmente aumentada; a energia mais alta disponível no presente momento é $\sim 10^{15}$ eV em experiências de acelerador, $\sim 10^{17}$ eV em experiências com câmaras de emulsão expostas em altitudes de montanha e $\sim 10^{20}$ eV em experiências com chuueiros extensos.

A idéia teórica da produção múltipla de partículas existiu desde meados de 1930, antes da descoberta do meson, como pode ser visto em trabalhos de Wataghin (4) e de Heisenberg (5). Foram propostos modelos fenomenológicos, para explicar a produção múltipla de partículas, como o modelo estatístico de Wataghin, 1944 (6), o modelo termodinâmico de Fermi, 1950 (7), o modelo de baryon excitado de Takagi, 1952 (8), o modelo hidrodinâmico de Landau, 1953 (9); destacou-se ainda o modelo das duas bolas de fogo, introduzido independentemente por Ciok et al. (10), Cocconi (11) e Niu (12) em 1958 e o modelo do quantum H, de Hasegawa (13) proposto em 1962 após análises de jatos em emulsões.

Estes são os modelos das chamadas "bolas de fogo", que tratam o processo da produção múltipla de partículas em duas etapas: produção do estado intermediário, "bola de fogo", e seu decaimento em partículas secundárias.

Em adição aos modelos de bolas de fogo, foram propostos, o modelo multi-periferico por Amati et al., 1962 (14), o modelo de "scaling" por Feynman, 1969 (15), e o modelo de fragmentação limite por Benecke et al., 1969 (16). Após o acúmulo de várias

informações experimentais de reações induzidas por leptons, surgiu o modelo de partons (15,17); esse tipo de modelo tem sido aplicado a interações hadronicas, também, combinando com a idéia motivada por QCD, como, por exemplo, o modelo de LUND, 1983 (18). É interessante notar que tais modelos também tratam o processo em 2 etapas: interação dos partons (quarks, anti-quarks e gluons) e sua fragmentação em partículas secundárias.

Em 1940, experiências realizadas no Brasil por Wataghin, S. Santos e Pompeia (19) levaram à descoberta dos chuveiros penetrantes na Radiação Cósmica, que foram atribuídos à produção múltipla de mesons nas colisões hadronicas.

Vários grupos de pesquisa surgiam para estudar a produção múltipla de mesons, e no período de 1960 a 1962 foi realizado o programa ICEF (International Cooperative Emulsion Flight) (20) do qual faziam parte quinze países inclusive o Brasil.

Em 1962 teve início uma Colaboração Internacional entre grupos de pesquisa brasileiros e japoneses denominada Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos.

No Capítulo 1 são descritas experiências com câmaras de emulsão em Chacaltaya, procedimentos experimentais e dados experimentais.

No Capítulo 2 são descritas as interações nucleares (denominadas C-jatos) que são produzidas na camada de piche nas câmaras de emulsão de dois andares. Mostra-se que as características dos fenômenos nesta região de energia (~ 100 TeV) são diferentes das encontradas em baixa energia (até $\sim 1,5$ TeV) no

sentido de que nos C-jatos há uma divisão da energia em um número maior de partículas e os momentos transversais são maiores.

Nos capítulos 3 e 4 são descritas as interações nucleares atmosféricas na região de energia observada acima de 1000 TeV. Pode-se dizer que estamos agora no estágio de descobrir os procedimentos experimentais adequados e a tendência fenomenológica de eventos nesta região de energia super-alta. Os novos procedimentos experimentais de análise são descritos. Mostra-se que, como tendência geral, os eventos nesta região de energia apresentam uma grande emissão de energia, tanto na direção longitudinal como na transversal.

O capítulo 5 é dedicado a discussões e conclusões do presente trabalho.

CAPITULO 1

EXPERIÊNCIAS COM CÂMARAS DE EMULSÃO EM CHACALTAYA

1.1 Breve Histórico

Os pesquisadores japoneses tinham experiência em uso de balão e de câmaras de emulsão expostas no Monte Norikura a 2770 m (735 gr/cm²), no Japão, e queriam expor câmaras em montanha mais elevada (21). O monte Chacaltaya era uma montanha famosa nas atividades científicas, pois lá o Prof. Lattes expôs chapas de emulsão e descobriu o primeiro evento de decaimento $\pi \rightarrow \mu$. Assim, através de uma carta, em 1959 (22), o Professor H. Yukawa propôs ao Prof. C.M.G. Lattes uma colaboração internacional. Como consequência, iniciou-se em 1962, a chamada Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos, que vem expondo uma série de câmaras de emulsão nuclear e chumbo no Monte Chacaltaya (La Paz, Bolívia, a 5220 m acima do nível do mar) com o objetivo de estudar as interações nucleares de altas energias induzidas pelos raios cósmicos.

As primeiras exposições com câmaras simples serviram para testes de sensibilidade dos filmes de Raios X e das emulsões nucleares, testes de fadiga (perda da imagem latente), como também para medidas das componentes eletromagnética (e^{\pm} , γ) e nuclearmente ativa, e famílias de raios gama. As câmaras de números 12 e 13 foram construídas com uma nova estrutura, de

dois andares, para detetar as interações nucleares locais que ocorrem na camada alvo de piche (C-jatos).

Com base no estudo desses C-jatos, verificou-se, em 1968 (23,24), que a distribuição de energia pode ser independente da energia se ela é expressa em função da energia fracionária $E_{\gamma} / \Sigma E_{\gamma}$. Essa regularidade foi denominada de "lei de similaridade", e foi interpretada em termos de produção e decaimento de uma bola de fogo (H-quantum) de massa constante. Esses eventos que obedecem a lei de similaridade, fenomenologicamente são chamados, pela Colaboração Brasil-Japão, de eventos tipo Mirim (25).

Em 1968 foi construída a câmara 14, do tipo simples, com uma área cujo valor, 48 m^2 , era maior que o das câmaras expostas até então. Nas interações atmosféricas denominadas A-jatos foram detetados fenômenos de grandes momentos transversais, que eventos do tipo Mirim não explicam, e nesta câmara foi observado o evento "Andromeda" de energia muito alta. Em 1969 foi construída a câmara 15 de dois andares com área de 44.2 m^2 . As características de alta multiplicidade e grandes momentos transversais foram observadas nos eventos C-jatos de alta qualidade. Um evento especial, "Centaurus" (26), foi observado nesta câmara, em 1973, que apresentava produção de aproximadamente cem partículas nuclearmente ativas, desacompanhadas de pions neutros. Depois desse, outros eventos do mesmo tipo foram analisados. Estes são classificados em várias categorias de acordo com a multiplicidade e o Pt médio, como mostra a Tab. 1.1.1 (27).

Tab. 1.1.1 Características dos eventos tipo Centauro

	N_h	$P_t^{(\gamma)}$ (GeV/c)	Massa da Bola de fogo (GeV/c ²)
Centauro	100 ± 20	0,35 ± 0,10	200 - 300
Mini-Centauro	15 ± 2	0,35 ± 0.10	20 - 30
Chiron	22 ± 4	2,0 ± 0,5	200 - 300
Geminion	2	2,0 ± 0,3	20 - 30

Até a câmara 22, tem sido adotada a estrutura de dois andares, e vários aspectos da produção múltipla de partículas tem sido estudados.

Atualmente fazem parte da Colaboração Brasil-Japão várias instituições.

No Brasil

- Universidade Estadual de Campinas - Instituto Gleb Wataghin -
Campinas - S. P. ,
- Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - Rio de Janeiro- RJ,
- Universidade Federal Fluminense - Niterói - RJ,
- Universidade Federal Matto Grosso - Cuiabá - MG,

No Japão

- Science and Engineering Research Laboratory, Waseda
University, Tokyo
- Department of Physics, Aoyama Gakuin University, Tokyo
- Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo

1.2 Câmara de Emulsão

A câmara de emulsão é construída no Monte Chacaltaya, que está situado a cerca de 30 km de La Paz, Bolívia. Leva-se cerca de duas horas de carro de La Paz a Chacaltaya. A altitude da parte central da cidade é de cerca de 3700 m e o Observatório de Chacaltaya está a 5220 m acima do nível do mar, o que corresponde a profundidade atmosférica de 540 gr/cm^2 .

A geometria da câmara tem variado ao longo da série de exposições dependendo do objetivo das experiências. Na Tab. 1.2.1 são apresentadas as características das câmaras da Colaboração Brasil-Japão. Desde a câmara No. 15 a Colaboração Brasil-Japão tem adotado a estrutura de dois andares de área de 40 m^2 . Câmara de emulsão com esta estrutura é constituída de câmara superior, camada de alvo, espaço vazio e câmara inferior. Cada câmara é composta de blocos de área $40 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$ de material pesado (chumbo nas experiências de Chacaltaya) alternado com envelopes contendo material fotosensível (filmes de Raios X e emulsões nucleares) que são superpostos nas diversas profundidades da câmara. Na Fig. 1.2.1 é apresentado um esquema da câmara no. 18 como exemplo de câmara de dois andares.

A câmara superior funciona como absorvedor e detetor da componente eletromagnética atmosférica. A camada de alvo é constituída de material de número atômico baixo escolhendo-se até a câmara no. 21, o piche de 23 cm de espessura, que corresponde a $1/3$ do livre caminho médio para interações dos hadrons. As interações nucleares que ocorrem nesta camada são denominadas C-jatos.

Nº da Câmara	Data de Exposição	Período (dias)	Área (m ²)	Exposição total (m ² ano)	Espessura (cm de Pb)	Nº de camadas fotosensível
1	15/06/1962	50	0,4	0,05	6,0	4
2	15/06/1962	50	0,4	0,05	6,0	4
3	15/06/1962	119	0,4	0,13	8,0	4
4	01/08/1962	75	1,2	0,25	6,0	4
5	05/08/1962	74	6,0	1,22	6,0	4
6	20/10/1962	120	1,2	0,39	10,0	6
7	15/06/1962	300	0,4	0,33	10,0	7
8	20/10/1962	180	8,0	3,95	10,0	6
9	22/04/1963	194	8,0	4,25	10,0	6
10 ⁺	23/04/1963	192	S 1,2 I 1,2	0,63 0,63	6,0 5,0	4 4
11	24/02/1964	316	6,0	5,19	29,0	20
12 ⁺⁺	06/05/1965	335	S 6,0 I 6,0	5,51 5,51	8,0 20,0	4 13
13 ⁺⁺⁺	20/08/1966	380	S 9,8 I 5,0	10,2 5,21	8,0 36,0	5 33
14	14/05/1968	343	46,8	44,0	12,0	10
15 [*]	04/10/1969	295	S 44,2 I 32,4	35,7 26,0	6,8 7,0	6 7
16 [*]	25/03/1971	370	S 44,2 I 20,4	45,2 20,7	7,8 15,0	6 15
17 [*]	20/10/1972	567	S 44,2 I 32,2	68,7 50,3	9,8 7,4	6 8
18 [*]	18/11/1974	570	S 44,2 I 32,4 40,2	69,0 50,6 62,8	9,1 8,0 7,0	6 9 6
19 [*]	04/08/1977	677	S 44,2 I 32,4 33,6	82,0 60,1 62,3	6,0 7,0 8,4	5 8 5
20 [*]	14/04/1980	547	S 44,2 I 32,4 32,6	66,2 48,6 48,9	7,0 10,8 9,1	6 10 6
21 ^{**}	05/09/1983	653	S 41,6 I 32,4	74,4 58,0	7,0 11,0	5 10
22 ^{**}	14/04/1986	740	S 44,2 I 32,2	88,4 64,4	7,0 11,0	5 10
S-Superior	+) Sup + piche(80 cm) + madeira(20 cm) + espaço(80 cm)					
	+ Inferior					
	++) Sup + piche(70 cm) + madeira(5 cm) + espaço(85 cm)					
	+ Inferior					
	+++) Sup + piche(69 cm) + madeira(20 cm) + espaço(75 cm)					
	+ Inferior					
	*) Sup + piche(23 cm) + madeira(5 cm) + espaço(158cm)					
	+ Inferior					
	**) Sup + plastico(30 cm) + espaço(237 cm) + Inferior					

Tab. 1.2.1 Características das câmaras da C.B.J.

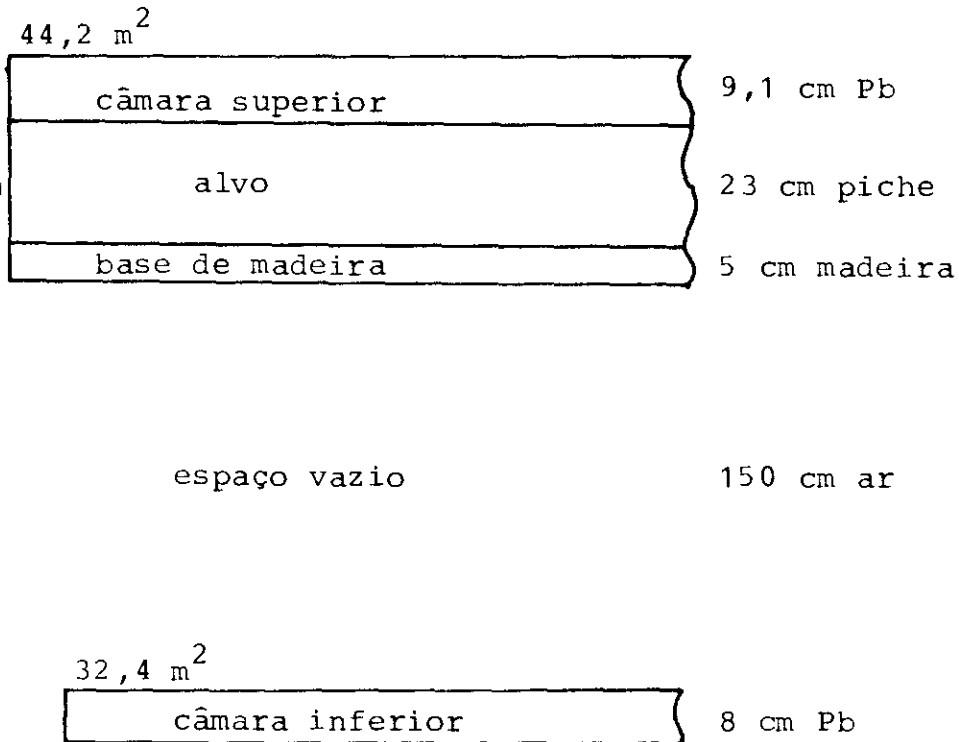


Fig. 1.2.1 Esquema da câmara nº 18

Na câmara no.22 o piche foi substituído pelo plástico que permite maior uniformidade na espessura do alvo. O espaço vazio entre o alvo e o detetor inferior permite que os raios gama de um C-jato alcancem este detetor razoavelmente separados uns dos outros.

Após 1-2 anos de exposição a câmara é desmontada. O processamento químico dos filmes de raios X e das placas de emulsão nuclear é realizado na sala escura da UNICAMP, por pesquisadores, técnicos e funcionários durante ~ 15 dias. Depois de processado o material é separado e metade da câmara é enviada para o grupo japonês e a outra metade é distribuída e analisada no Brasil.

1.3. Classificação dos dados

Classifica-se os dados experimentais em três categorias de acordo com a localização das interações.

1- A-jatos - são interações que ocorrem na atmosfera acima da câmara. Raios gama e eletrons/positrons (que são denominados simplesmente raios-gama) nos A-jatos são registrados na câmara superior. Hadrons (partículas nuclearmente ativas), se interagem na câmara, são registrados na forma de C-jatos ou Pb-jatos.

2.- C-jatos - são interações que ocorrem na camada alvo da câmara; os raios-gama produzidos são registrados na câmara inferior. Usualmente um C-jato é visto a olho nu no filme de Raios X como um ponto escuro, enquanto que na placa de emulsão, vários chuveiros são vistos ao microscópio.

3.- Pb-jatos - são interações que ocorrem no chumbo da câmara. Se ocorrem na câmara superior, são denominados Pb-jato-sup, e se na câmara inferior, Pb-jato-inf. Usualmente um Pb-jato é registrado como um ponto escuro nos filmes de Raios X e como um único chuveiro nas placas de emulsão.

A Fig. 1.3.1 mostra o esquema de uma câmara de dois andares com os três tipos de interações mencionados acima.

1.4 Materiais foto-sensíveis

Nas câmaras da Colaboração Brasil-Japão tem sido usadas emulsão nuclear Fujl ET7A e ET7B, filmes de Raios X Sakura tipo N e tipo RR e filmes de Raios X Fuji #100. Emulsão nuclear de 50 μ

de espessura é colocada num único lado da base de acrílico de 1,6 mm de espessura. A espessura da base dos filmes de Raios X é de 200 μ .

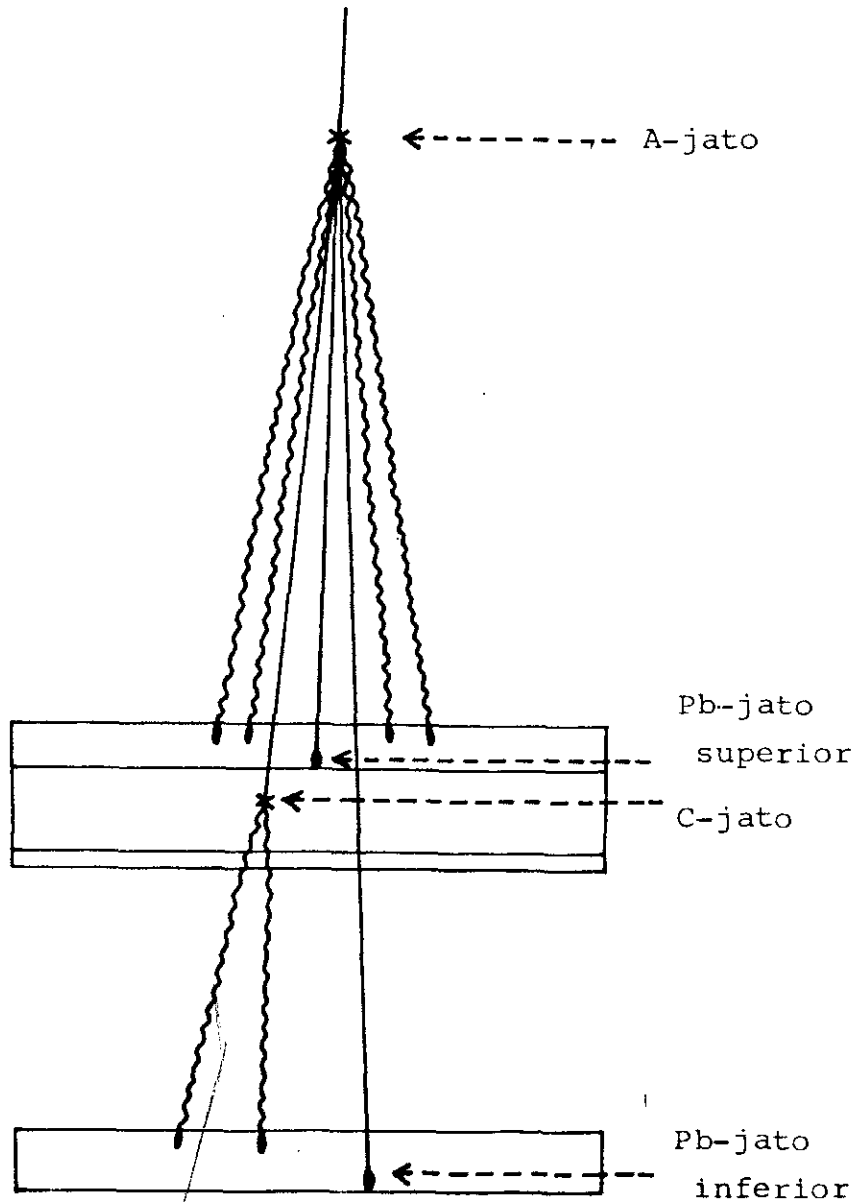


Fig. 1.3.1 Câmara com os 3 tipos de interação

O tamanho de cada chapa é de 40 cm x 50 cm que coincide com o tamanho de cada bloco da câmara. As características da emulsão nuclear e dos filmes de raios X são apresentadas na Tabela 1.4.1.

Tab. 1.4.1 Características dos materiais foto-sensíveis

Tipo de Emulsão	Espessura da Emulsão (μ)	Tamanho do grão (μ^2)	Tamanho do grão após revelação (μ^2)	Espessura da base (μ)
Raios X Sakura tipo N	30	3	25	200
Raios X Sakura tipo RR	25	0,5	1,6	200
Fuji ET 7A e B	50	0,07	0,7	1600

1.5 Processamento do material foto-sensível

O processo padrão da revelação dos materiais foto-sensíveis é visto nas Tab. 1.5.1 (a) e (b). Nas Tab. 1.5.1 (c), (d) e (e) são apresentados os tempos de processamento.

Tab. 1.5.1 (a) Processo padrão de revelação dos filmes de Raios X.

Revelador	1) Água morna ($\approx 50^{\circ}\text{C}$) desmineralizada 2) Konidol industrial 1 lata/10 litros a) Metol (sulfato de p-metitamino-fel) 3,5 g/litro b) Sulfito de sódio anidro 60,0 g/litro c) Hidroquimona 9,0 g/litro d) Carbonato de sódio mono-hidratado 40,0 g/litro e) Brometo de potássio 2,0 g/litro
Freador	1) Água desmineralizada 2) Acido acético glacial 33,0 cc/litro
Fixador	1) Solução A a) Água morna ($\approx 50^{\circ}\text{C}$) desmineralizada 600 cc/litro b) Hipossulfito (tiossulfito) de sódio 250 g/litro 2) Solução B a) Água morna ($\approx 50^{\circ}\text{C}$) desmineralizada 200 cc/litro b) Sulfito de sódio anidro 15 g/litro c) Acido acético glacial 15 cc/litro d) Alumen de potássio 15 g/litro
Lavagem	Água corrente
	Temperatura média das soluções $(20 \pm 1)^{\circ}\text{C}$

Tab. 1.5.1 (b) Processo padrão de revelação das emulsões nucleares

Banho prévio	Água desmineralizada
Revelador	1) Água desmineralizada 2) Sulfito de sódio anidro 6,7 g/litro 3) Meta-bissulfito de sódio (sol. saturada) 1,4 cc/litro 4) Amidol 3,0 g/litro 5) Brometo de potássio 0,5 g/litro
Freador	1) Água desmineralizada 2) Ácido acético glacial 5,0 cc/litro
Fixador	1) Água morna ($\approx 50^{\circ}\text{C}$) desmineralizada 2) Hipossulfito (tiossulfito) do sódio 400 g/litro 3) Meta-bissulfito de sódio 30 g/litro
Lavagem	Água corrente
	Temperatura média das soluções $(20\pm 1)^{\circ}\text{C}$

Tab. 1.5.1 (c) Tempos padrões de processamento para filmes de Raios X.

Revelador	5 a 10 minutos
Freador	4 minutos
Fixador	12 minutos
Lavagem	40 a 60 minutos

Tab. 1.5.1 (d) Tempos padrões de processamento para emulsões nucleares

Banho Prévio	10	minutos
Revelador	15 a 20	minutos
Freador	10	minutos
Fixdor	50 a 80	minutos
Lavagem	90 a 120	minutos

Tab. 1.5.1 (e) Tempos de processamento da câmara 18

Raios X	Emulsão	
-----	10 minutos	Banho prévio
6 minutos	15 minutos	Revelador
4 minutos	10 minutos	Freador
12 minutos	80 minutos	Fixador
40 minutos	120 minutos	Lavagem

1.6 Chuveiros e sua observação

Os raios-gama ou eletrons quando atravessam materiais densos como o chumbo desenvolvem cascatas eletromagnéticas devido a dois processos: criação de par eletron-positron e Bremsstrahlung. No caso de hadrons (partículas nuclearmente ativas) eles produzem a cascata via interações nucleares e processos de decaimento do $\pi^0 \rightarrow 2$ raios gama. Na Fig. 1.6.1, é apresentado o esquema do desenvolvimento de uma cascata na câmara. Se tal cascata tem energia maior que o limiar (no filme de Raios X, ~ 1 TeV, na emulsão nuclear ~ 0.2 TeV), ela é detetada experimentalmente.

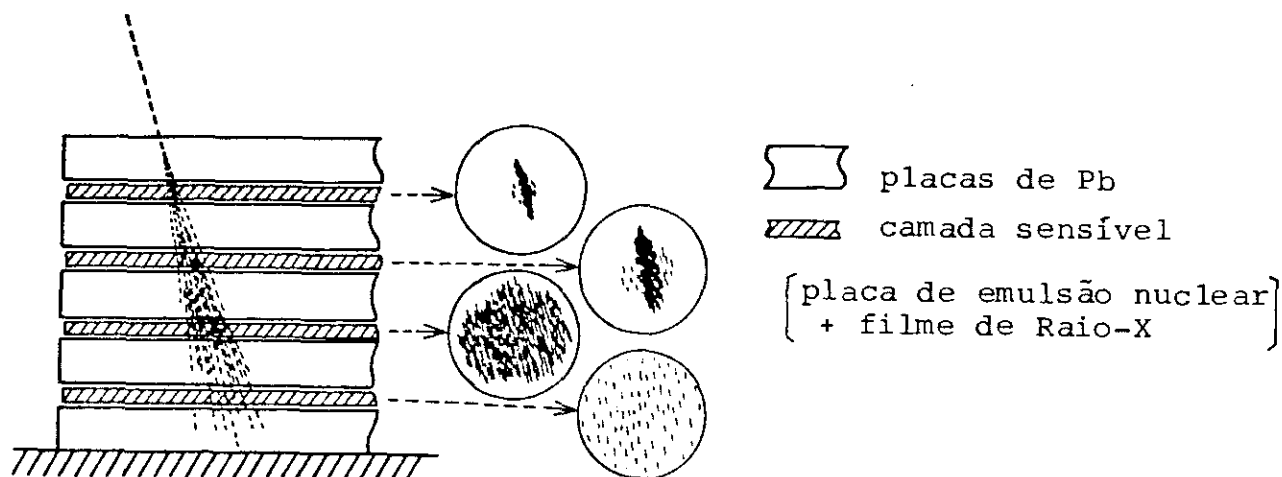


Fig. 1.6.1 Desenvolvimento de uma cascata na câmara

Nos filmes de Raios X, ela aparece como uma mancha escura enquanto que nas placas de emulsão nuclear pode-se identificar, ao microscópio, os traços paralelos dos eletrons.

Para analisar um bloco da câmara de emulsão, procede-se da seguinte maneira. Escolhe-se um filme de Raio X que apresente boa revelação e um número razoável de eventos; numa busca a olho nu, alguns pontos escuros, que representam cascatas eletromagnéticas, são escolhidos como referência. Fazendo correspondência dos pontos nos dois filmes de Raios X tipo N, que se encontram à mesma profundidade, tem-se certeza de que os pontos são realmente produzidos por cascata eletromagnética, c.e.m..

Superpondo-se o filme de Raio X à chapa de emulsão nuclear adjacente localiza-se nela as posições das c.e.m., que serão observadas ao microscópio. Para as c.e.m. encontradas, determina-

se, com auxílio do microscópio, o ângulo entre a projeção horizontal dos traços dos eletrons e um eixo de referência, bem como o comprimento da projeção dos traços dos eventos escolhidos como referência. Procura-se em seguida identificar o maior número possível de c.e.m. em cada filme de Raios X do bloco. Superpondo-se os filmes de Raios X, um a um, numa folha de papel milimetrado, marca-se (usando um símbolo diferente para cada profundidade) as posições dos eventos, e constrói-se o "mapa" do bloco, que representa as projeções horizontais das direções de incidência dos eventos.

O mapa do bloco além de dar uma visão do número de c.e.m. existentes no mesmo, permite algumas vezes encontrar um evento, em uma profundidade, na emulsão nuclear, sem que o mesmo tenha sido encontrado a olho nu no filme de Raios X adjacente, devido ao fato de que no filme de Raio x o limiar de detecção é mais alto que na emulsão nuclear. A emulsão nuclear, que é bastante estável contra a fadiga em períodos de 1,5 a 2 anos depois de fabricada, permite examinar a estrutura fina das c.e.m..

A Fig. 1.6.2 mostra o mapa de um bloco para exemplo. O mapa do bloco permite reconhecer também as c.e.m. que constituem uma família (conjunto de raios gama e eletrons cogenéticos) e que aparecem nas diversas profundidades da câmara obedecendo um paralelismo. Uma vez identificadas as famílias, faz-se a sua análise, sendo que o primeiro passo para isso é a construção do diagrama de alvo.

Fig. 1.6.2 Mapa de um bloco da câmara



1.7 Diagrama de Alvo

O diagrama de alvo de uma família é confeccionado superpondo-se um papel transparente a um dos filmes de Raios X em que a mesma está localizada, registrando no papel as posições das cascatas eletromagnéticas (pontos escuros do filme de Raio X) que constituem a família. Para obter confirmação, superpõe-se o papel transparente a todos os filmes de Raios X onde a família aparece, os quais correspondem às diversas profundidades da câmara.

Algumas vezes, verifica-se ao microscópio que um ponto escuro do filme de Raios X corresponde a um grupo de c.e.m., e neste caso faz-se um diagrama do grupo separadamente.

Uma vez obtido o diagrama de alvo, é feita uma correção nas posições das c.e.m., levando-se em conta a direção de incidência (ângulo zenital) dos raios gama da família. O diagrama assim corrigido é o que se obtém projetando-se o original em um plano perpendicular à direção de incidência.

Na Fig. 1.7.1 é apresentado o diagrama de alvo do evento P06 que foi detetado na câmara 18. O estudo detalhado deste evento é apresentado no capítulo 4.

1.8 Centro Ponderado em energia

Além das posições das c.e.m. da família, marca-se também, no diagrama corrigido, a posição do centro pesado em energia, cujas coordenadas são obtidas através:

$$X = \frac{\sum E_i x_i}{\sum E_i} \qquad Y = \frac{\sum E_i y_i}{\sum E_i}$$

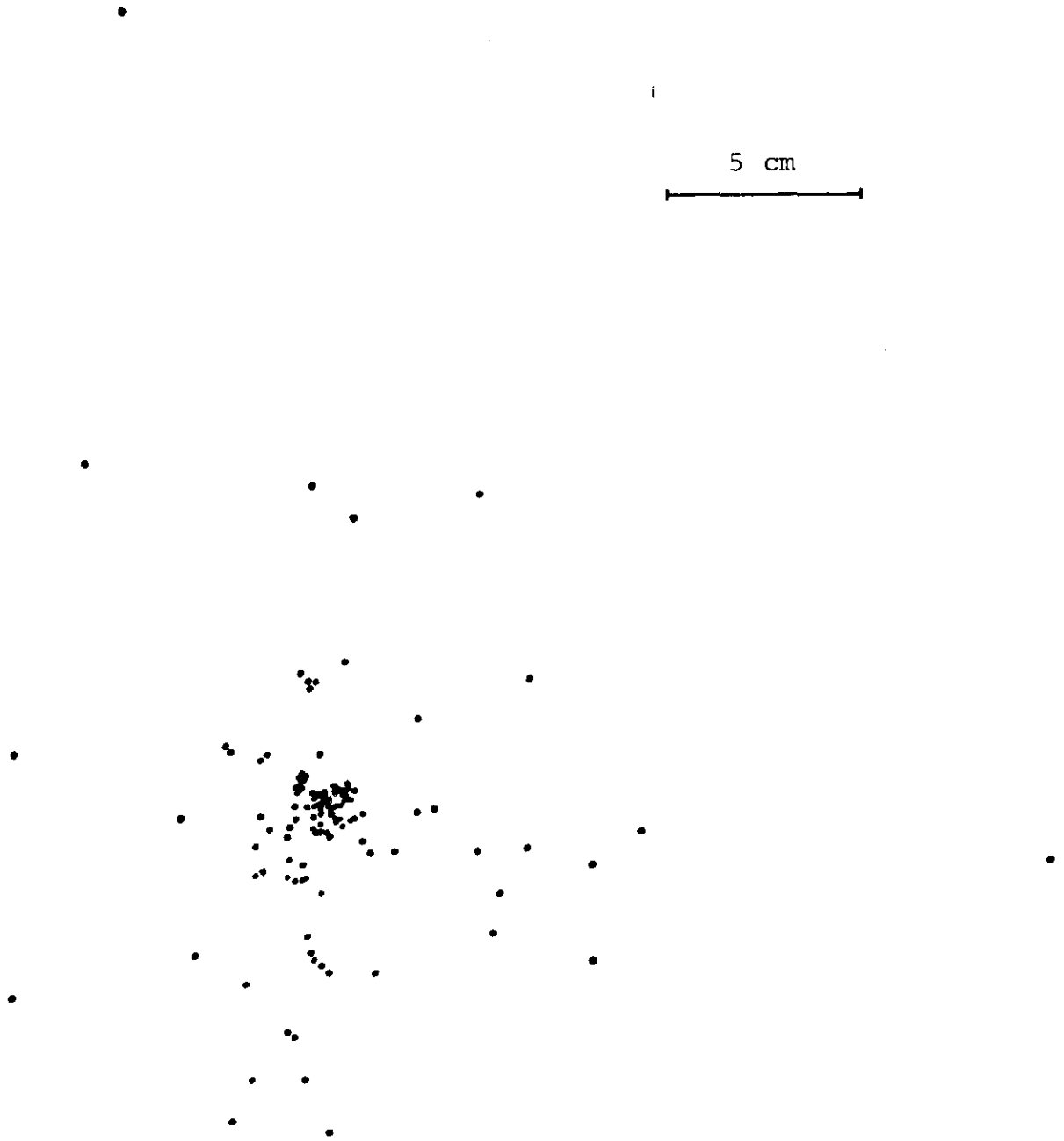


Fig. 1.7.1 Diagrama de alvo do evento P06.

onde

E_i é a energia do i -ésimo gama

x_i e y_i são as coordenadas do i -ésimo gama

$\sum E_i$ é a soma das energias dos raios gama que constituem a família.

Após localizar o centro ponderado em energia, determina-se o afastamento lateral, r_γ , de cada raio gama a este centro, seguindo a expressão: $r_i = \sqrt{(x_i - X)^2 + (y_i - Y)^2}$ e em seguida, calcula-se o ângulo de emissão de cada raio gama em relação à direção de incidência do centro pesado em energia, pela expressão: $\theta_i = r_i / H$ onde H é a distância do plano de observação ao vértice do C-jato. Conhecendo-se a energia E_i de cada raio gama e o ângulo θ_i , determina-se o momento transversal pela relação $P_{\gamma i} = E_i \theta_i$

1.9 Determinação da energia

Pode-se determinar a energia das c.e.m. por dois diferentes métodos:

- 1) Método de contagem de traços de eletrons nas chapas de emulsão nuclear.
- 2) Método fotométrico nos filmes de raios X.

1.9.1 Método de contagem de traços de eletrons

Neste método conta-se, ao microscópio, o número N_e de traços de e^\pm , que constituem a c.e.m., contidos numa área nas chapas de emulsão nuclear que correspondem às várias profundidades t da câmara. Os pontos experimentais são marcados no papel mono-log, representando-se em ordenada o número N_e , e em abcissa, a

profundidade t (em u.c.). Entre as curvas de transição, (N_e vs t), obtidas por simulação de Monte Carlo, escolhe-se aquela que mais se aproxima dos pontos experimentais. Sabendo-se que o número máximo de eletrons, obtido na curva de transição, é proporcional à energia E da c.e.m., pode-se determinar a energia através da reta de calibração que relaciona $N(\text{max})$ e E . O método de contagem é muito útil na análise de C-jatos.

1.9.2 Método fotométrico

Para os A-jatos usa-se o método fotométrico, no qual se mede o escurecimento da mancha produzida pelo chuveiro nos filmes de Raios X. Para tal, com auxílio do fotodensitômetro, mede-se a opacidade do filme de Raio X na região da c.e.m.. A opacidade é definida pela relação $D = \log_{10} (I_0/I)$ onde I é a corrente elétrica que corresponde ao escurecimento devido ao evento, e I_0 é a que corresponde ao fundo. Na prática, coloca-se o filme de Raio X numa posição qualquer (posição de fundo) e ajusta-se o fluxo de luz de modo a obter o valor $I_0 = 100 \mu\text{A}$. Depois coloca-se na posição do evento e mede-se I . O valor de I é convertido em D . Para cada c.e.m. determina-se os valores de D nas diversas profundidades t , e num papel mono-log coloca-se os valores de t em abcissa e os valores medidos de D em ordenada. Em seguida escolhe-se a curva de transição teórica que mais se aproxima dos pontos experimentais. O valor máximo de D obtido na curva é convertido em energia com auxílio da reta de calibração dos filmes de Raios X.

As Fig. 1.9.1 (a) e (b) mostram exemplos de curvas de transição de N_e (número de eletrons) e D (opacidade) respectivamente.

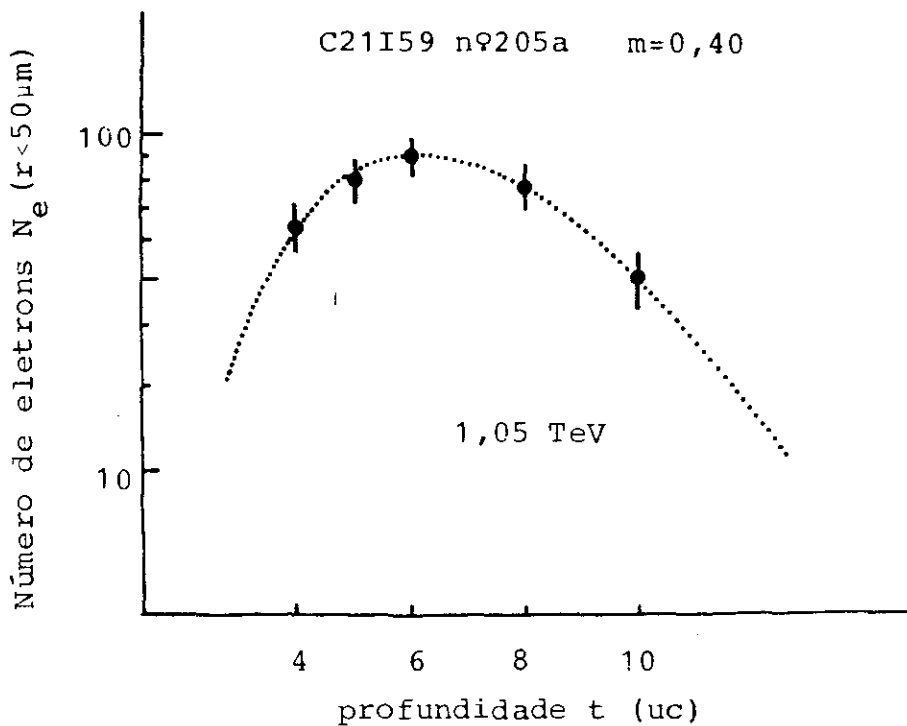


Fig. 1.9.1 (a) Curva de transição de N_e .

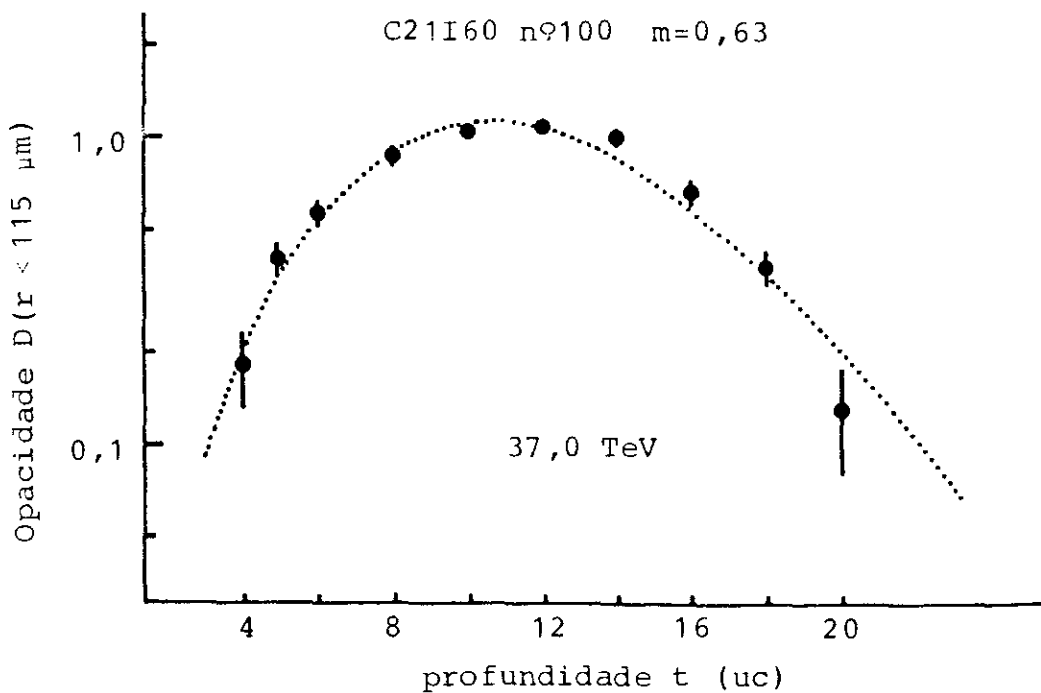


Fig. 1.9.1 (b) Curva de transição de D .

O escurecimento do filme causado por uma c.e.m. de determinada energia varia para cada câmara, e portanto deve-se fazer, para cada exposição, uma calibração da relação entre a energia do chuveiro e o escurecimento da mancha que ele produz nos filmes de Raios X.

Quando se trabalha na região de energia muito alta (maior que 1000 TeV) algumas vezes observa-se eventos com uma área totalmente escura de tamanho que varia desde poucos mm até poucos cm. O método de medida de energia de eventos com escurecimento tão grande é especial e será descrito no Capítulo 3.

1.10 Inelasticidade em gamas

Nas experiências com câmara de emulsão a energia incidente, E_0 (energia da partícula que produz a interação), não pode ser medida diretamente, mas pode ser estimada através da inelasticidade em gama, k_γ , pela relação

$$k_\gamma E_0 = \sum E_\gamma$$

onde $\sum E_\gamma$ é a energia observada, que é a soma das energias dos raios gama que constituem a família. Como se sabe que o proton incidente carrega, após a interação, cerca da metade da sua energia inicial, e que os pions neutros são emitidos com cerca de 1/3 do restante da energia incidente, o valor médio de k_γ pode ser tomado $\sim 1/6$. Levando-se em consideração o fato de que a câmara de emulsão favorece a detecção de eventos com grande k_γ , o melhor valor estimado para nossa experiência é de $\langle k_\gamma \rangle = 0.3$.

CAPITULO 2

PRODUÇÃO MÚLTIPLA DE PIONS NA REGIÃO DE 100 TeV

Neste capítulo, o interesse está voltado para o estudo das interações do tipo C-jatos que tem sido acumulados pela Colaboração Brasil-Japão ao longo dos anos, desde que foram iniciadas as exposições com câmaras de dois andares. Nestas interações, a energia do hadron incidente é, em geral, menor que nas interações atmosféricas, o que nos dá um limite para a região de energia estudada.

A qualidade, porém, dos C-jatos é muito boa devido às seguintes razões:

- (1) a câmara superior absorve os raios gama atmosféricos, de modo que não há, na câmara inferior, background que pudesse ser confundido com C-jatos.
- (2) o material usado na camada alvo é de baixo Z, de modo que apesar da espessura ser suficiente para ter uma boa probabilidade de colisão ($\sim 1/3 \lambda$), esta camada é quase transparente para desenvolvimento de cascata, o que significa que não há problemas de degradação de cascata.
- (3) o espaço vazio entre o alvo e a câmara inferior é grande, permitindo, na região de energia considerada, uma boa separação dos 2 raios gama originados do decaimento do π^0 de modo que os raios gama de um C-jato podem ser medidos individualmente.

É importante notar que a Colaboração Brasil-Japão tem sido o único grupo a realizar pesquisas sobre C-jatos em experiências

com câmaras de emulsão expostas em montanhas. Graças à alta qualidade dos C-jatos, pode-se fazer uma comparação direta com os dados de acelerador.

A seguir é feito um exame sobre o "scaling" de Feynman (15). O modelo diz que:

(1) A distribuição de momentos das partículas secundárias torna-se independente da energia, na região assintótica, se o momento é expresso na forma fracionária $x = 2p_{||}/\sqrt{s}$, pois:

$$f(p_{||}, \sqrt{s}) \text{ ----> } f(x) \text{ quando } s \text{ --> } \infty$$

(2) A distribuição de momento transversal é independente da energia, com o valor médio $P_T \sim 0.3 \text{ GeV}/c$.

Como consequência de (1) e (2) vem:

(3) Quando a energia varia, a distribuição de rapidez muda só quanto ao intervalo de rapidez cinematicamente permitido, mas a altura do patamar se mantém constante.

(4) A multiplicidade média aumenta como $\log(E)$.

É fácil notar que o ponto (1) é equivalente a lei de similaridade encontrada nas primeiras experiências com câmara de emulsão (23), e que o ponto (2) é baseado no valor constante de $\langle P_T \rangle$ primeiramente descoberto em experiências com balão (28) e mais tarde confirmado por experiências de acelerador a baixa energia. Fenomenologicamente ambos são equivalentes às características dos eventos chamados de tipo Mirim pela Colaboração Brasil-Japão.

As experiências em aceleradores, desde energias de Serpukov até as de ISR, mostram a validade do "scaling", o que levou

muitos físicos de altas energias a sonharem com a "asymptotia". Um grupo americano de simulação (29) mostrou, baseando nos eventos C-jatos da Colaboração Brasil-Japão, que o "scaling" é válido até ~ 100 TeV.

Através de comparação dos dados de C-jatos com os de experiências de balão, mostrou-se que há um "scaling" entre $E_0 \sim 2$ TeV e $E_0 \sim 40$ TeV. Para testar se este scaling é equivalente aquele visto com aceleradores a baixa energia, foi feita comparação dos dados de C-jatos com os de acelerador obtidos no FNAL e ISR, levando em conta as condições experimentais. Para mostrar que as experiências com o SppS do CERN confirmaram nosso ponto de vista, apresenta-se também, neste capítulo, algumas distribuições obtidas nas colisões $p\bar{p}$ na energia $\sqrt{s} = 540$ GeV.

No final deste capítulo, os C-jatos são interpretados em termos de "bolas de fogo".

2.1 Região de Observação

Na Fig. 2.1.1, mostra-se o espectro de energia $\sum E_\gamma$ dos C-jatos, onde $\sum E_\gamma$ representa a soma das energias dos chuveiros individuais.

Na Fig. 2.1.2, mostra-se o diagrama de energia e ângulo de emissão dos raios gama observados nos 80 eventos de C-jatos com $\sum E_\gamma > 20$ TeV para indicar a região de observação na experiência.

O limiar de detecção de energia está situado em $0.1 - 0.2$ TeV e o limiar angular em cerca 10^{-3} rad, o que corresponde ao número de eletrons 15 a 25 dentro do círculo com raio de 50μ no

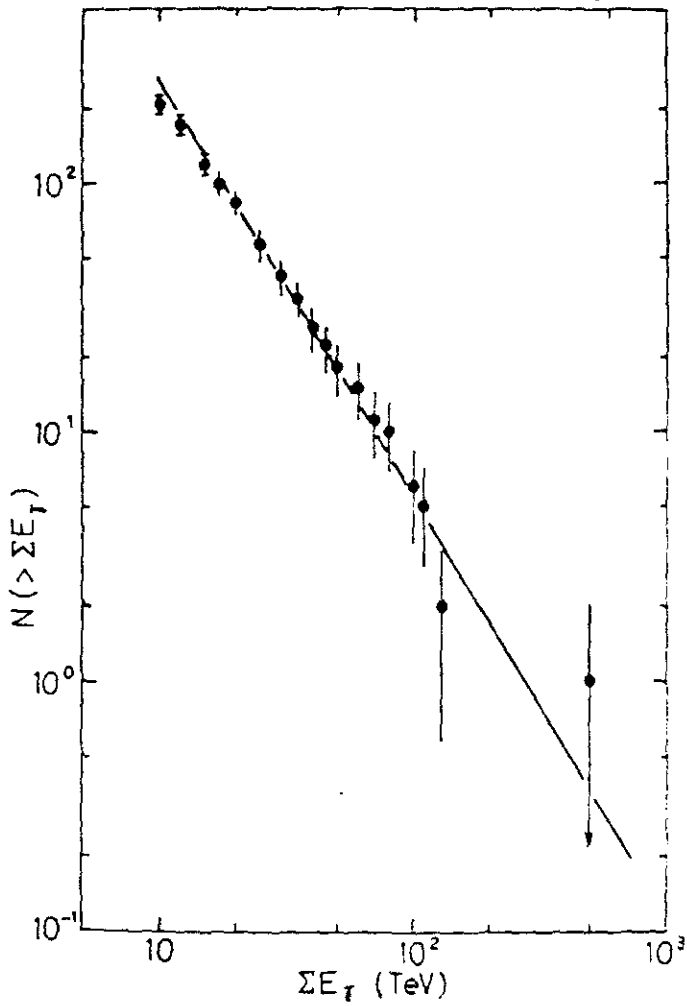


Fig. 2.1.1
Espectro de energia
dos C-jatos.

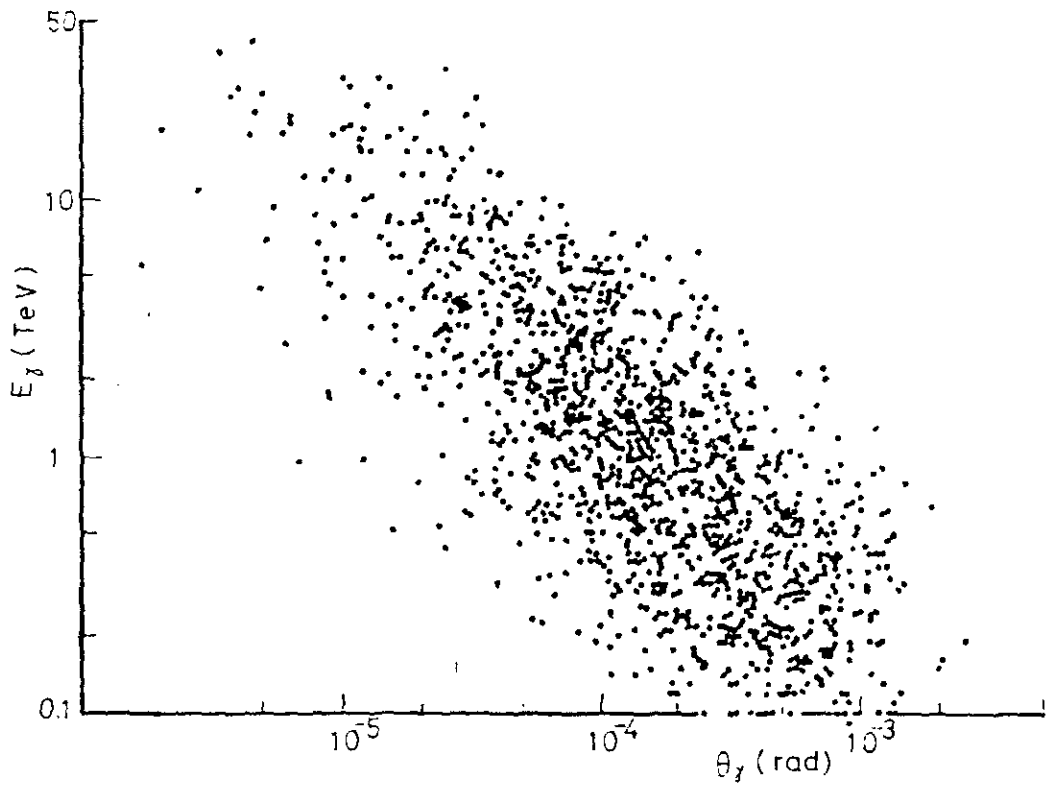


Fig. 2.1.2 Diagrama de energia e angulo de raios gama
de C-jatos de Chacaltaya

máximo de desenvolvimento da cascata eletromagnética e a uma busca feita dentro de um raio de 2.5 mm, respectivamente.

As duas variáveis mostram uma correlação negativa, o que reflete uma constância do valor médio $\langle P_T \rangle$.

Na Fig. 2.1.3, mostra-se a distribuição das massas invariantes de todas as combinações de dois raios gama em cada evento. O pico do π^0 é visto claramente na figura. A curva de "background" é traçada trocando os ângulos azimutais num modo aleatório para cancelar a correlação interna. Esta figura mostra a precisão de nossa medida de energia.

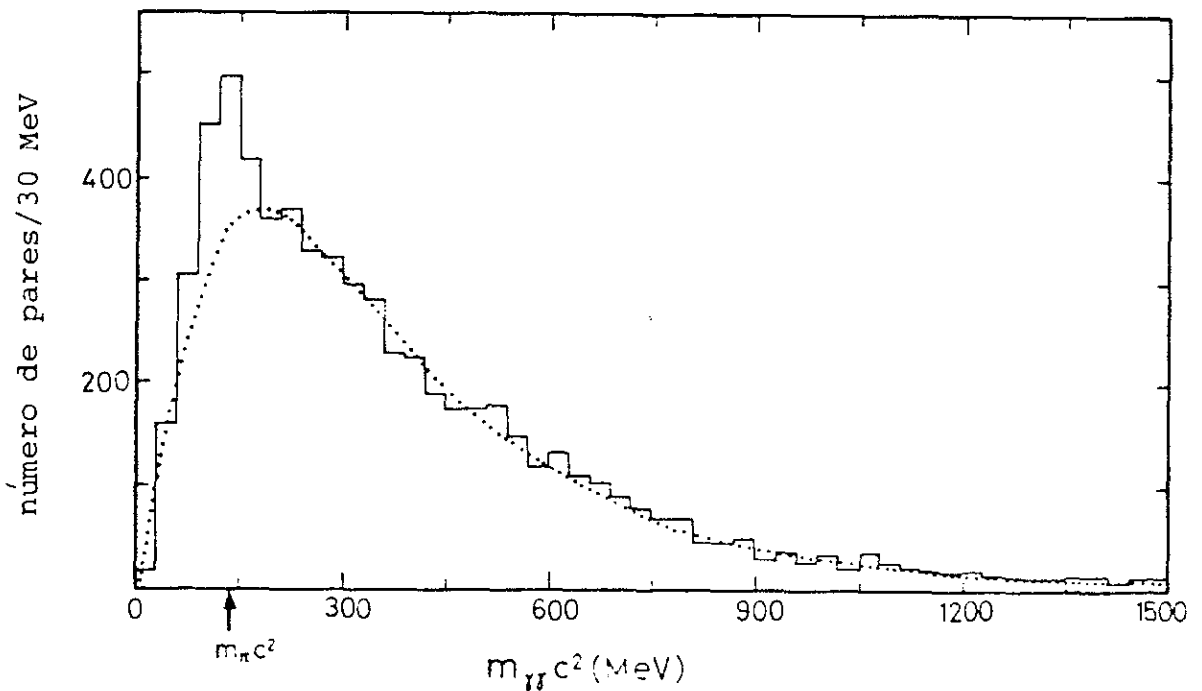


Fig. 2.1.3 Distribuição das massas invariantes de dois raios gama dos C-jatos

2.2 Comparação com dados de balão

Aqui mostra-se os resultados da comparação entre os dados experimentais dos C-jatos de Chacaltaya (25) e os obtidos com balão (30). A estatística é de 80 C-jatos com energia $\sum E_{\gamma} > 20$ TeV, e de 15 eventos com $\sum E_{\gamma} > 0.6$ TeV produzidos por protons e detetados em experiências com balões. Na Tab. 2.2.1 são apresentados os limites, energético e angular, das duas experiências.

Tab. 2.2.1 Limiares de detecção em experiências de balão e de Chacaltaya.

Experiência	Balão	Chacaltaya
Filme de Raio-X a olho nu ($\sum E_{\gamma}$) _{min} em TeV	0,5	3,0
Emulsão nuclear ao microscópio		
Energia, E_{\min} em TeV	0,03	0,1 - 0,2
Angulo, θ_{\max} em rad.	0,01	0,001

A comparação pode ser feita diretamente devido às seguintes razões:

(1) ambas experiências usam a mesma técnica experimental de

câmara de emulsão.

(2) o espectro energético das partículas incidentes é semelhante nas duas experiências: tem a forma de potência com expoente quase igual para as duas.

(3) a razão $\frac{E_{min}}{\sum E_{\gamma}}$ não difere muito entre as 2 experiências.

Fig. 2.2.1 apresenta as distribuições angulares nos sistemas de laboratório e do projétil (ou espelho); esta última é a distribuição da variável

$$\xi = \log \left\{ \left(\sum E_{\gamma} / k_{\gamma} m_p \right) \tan \theta \right\}$$

onde k_{γ} é a inelasticidade em raio gama e m_p é a massa do proton. O valor adotado para k_{γ} é de 0.3. Junto com as distribuições para raios gama, mostra-se também a distribuição para partículas carregadas, obtida da experiência com balão. Nota-se que os dados, de Chacaltaya e de balão, concordam bem uns com os outros.

A altura do patamar é de cerca 12 raios gama (ou partículas carregadas) por unidade de ξ , o que corresponde a 5 raios gama (ou partículas carregadas) por unidade de rapidez. Lembrando que os dados de acelerador, do FNAL e do ISR, mostram aproximadamente 2 raios gama (ou partículas carregadas) por unidade de rapidez, o teste de "scaling" deve ser feito através da comparação entre os dados de raios cósmicos e os de acelerador levando em conta a diferença das condições experimentais.



$$\frac{dN}{d(\log \tan \theta)} / \text{evento}$$

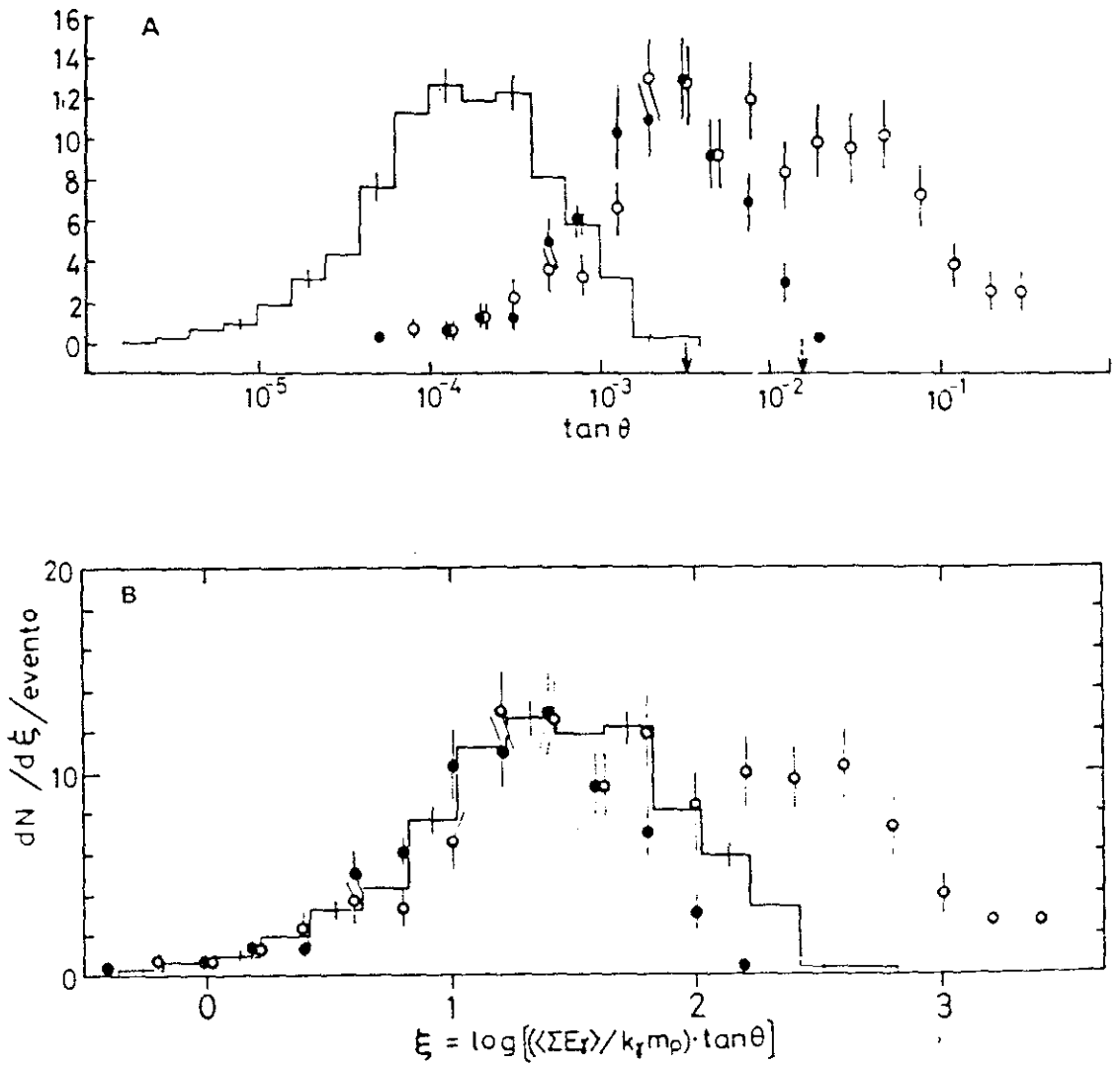


Fig. 2.2.1 Distribuições angulares em escala $\log \tan \theta$,

- \square : raios gama de 80 C-jatos de Chacaltaya com $\sum E_\gamma > 20$ TeV;
- \bullet : raios gama de 15 eventos de balão com $\sum E_\gamma > 0,6$ TeV;
- \circ : partículas carregadas de eventos de balão.

A: sistema de laboratório, B: sistema do projétil.

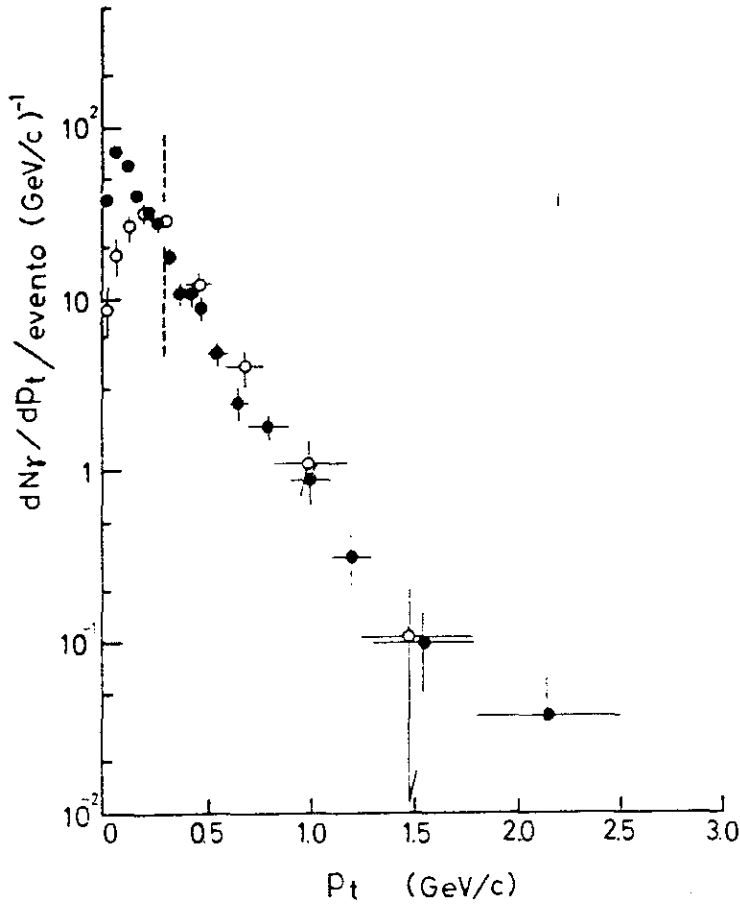


Fig. 2.2.2

Distribuições de p_T dos raios gama dos C-jatos.

- : 80 C-jatos de Chacaltaya ($\Sigma E_\gamma > 20$ TeV)
- : 15 eventos de balão ($\Sigma E_\gamma > 0,6$ TeV)

A Fig. 2.2.2 mostra as distribuições de p_T dos raios gama obtidas nas 2 experiências. Também aí encontra-se um bom acordo entre as 2 experiências, exceto na região de baixo p_T onde limiares de detecção, em energia e ângulo, afetam a distribuição.

2.3 Comparação com dados de aceleradores

Aqui são apresentados os resultados da comparação entre os C-jatos de Chacaltaya e os dados de acelerador obtidos de 2 experiências (31), uma usando colisões pp do FNAL em que o momento do p incidente é de 205 GeV/c (32,33), e a outra usando os eventos de "minimum-bias" produzidos nas colisões pp a energia $\sqrt{s} = 53$ GeV ($E_0 \sim 1.5$ TeV) do ISR do CERN (34,35).

Antes de iniciar a comparação propriamente é necessário conhecer as relações entre as variáveis usadas em experiências de acelerador e as usadas em experiências de raios cósmicos. Essas relações são apresentadas no Apêndice A.

Para fazer a comparação dos dados, estes precisaram ser colocados todos nas mesmas condições, e para isso foi feita a seguinte simulação com os dados de acelerador:

- (1) os dados de acelerador foram transformados para a região de energia dos C-jatos com o espectro de energia da forma de potência, fazendo-se um deslocamento no espaço de rapidez, evento por evento.
- (2) somente partículas carregadas negativamente foram tomadas como representativas de π^0 , e impôs-se que elas decaíssem em 2 raios gama.
- (3) levou-se em conta as interações sucessivas na câmara.
- (4) foram postos limiares de detecção, em energia e ângulo de emissão, aos eventos de acelerador simulados, exatamente como para os eventos de raios cósmicos.

São mostrados também os resultados de experiências do SppS em $\sqrt{s} = 540$ GeV do CERN para comparar com alguns resultados de C-jatos corrigidos para a eficiência de detecção.

2.3.1. Distribuição de energia dos raios-gama

Fig. 2.3.1.1 mostra a distribuição de energia dos raios gama na forma fracionária, $f = \frac{E_{\gamma}}{\sum E_{\gamma}}$ nos C-jatos e nos eventos do ISR e do FNAL.

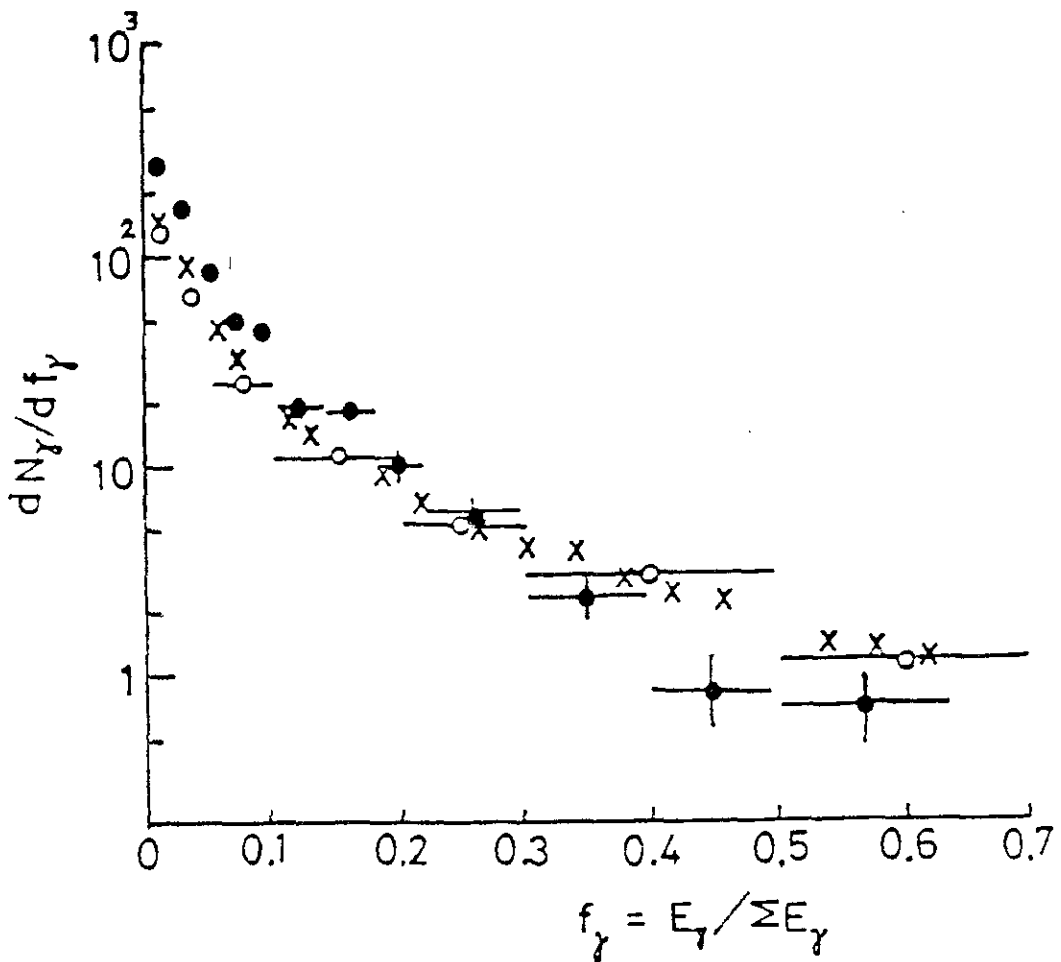


Fig. 2.3.1.1 Distribuição de energia dos raios gama na forma fracionaria.

- : 80 C-jatos de Chacaltaya com $\sum E_\gamma > 20$ TeV
- : eventos de câmara de bolha (FNAL)
- x : eventos de ISR (CERN)

Dados dos aceleradores são os que foram transformados para a energia dos C-jatos e colocados nas mesmas condições experimentais que os C-jatos como foi explicado acima. Da figura nota-se que, nos C-jatos, a energia é distribuída a um número maior de raios gama com valores menores de energia fracionária. Esta violação de scaling pode ser vista mais claramente na distribuição angular.

2.3.2 Distribuição angular dos raios-gama

Fig. 2.3.2.1 mostra a distribuição angular dos raios gama, na variável $\xi = \log \tan \theta$ dos C-jatos e dos dados do ISR e do FNAL, tendo esses dados sido transformados do mesmo modo como os da Fig. 2.3.1.1.

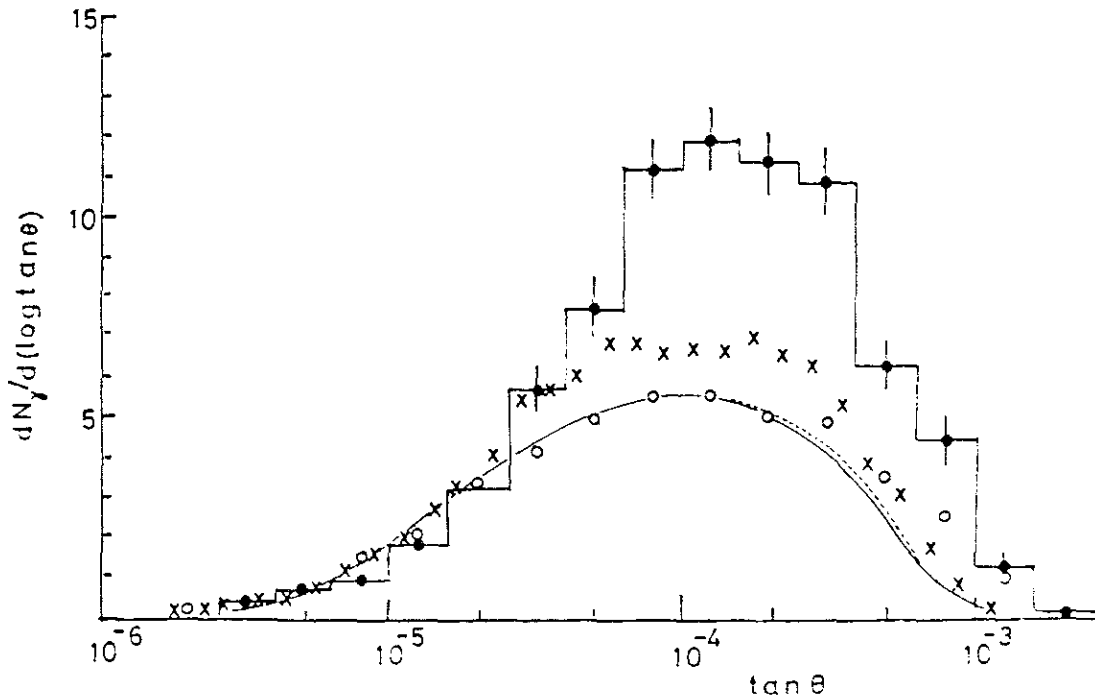


Fig. 2.3.2.1 Distribuição angular dos raios gama na variável $\log \tan \theta$.

- : 80 C-jatos de Chacaltaya com $\Sigma E_{\gamma} > 20$ TeV
- : eventos de câmara de bolha (FNAL)
- x : eventos de ISR (CERN).

Nota-se que a densidade de partículas cresce quando a energia aumenta. Como os dados das 3 experiências foram colocados nas mesmas condições experimentais, pode-se imaginar que este crescimento da densidade de partículas é uma característica real da produção de partículas. Para os dados do ISR, mostra-se também

o efeito do "boosting" nos dados de baixa energia; vê-se que seu efeito é desprezível.

Fig. 2.3.2.2 mostra a distribuição de rapidez dos raios gama no sistema c.m. após terem sido feitas correções devido à eficiência de detecção. São também apresentados os resultados das experiências de acelerador em várias energias (36,37,38).

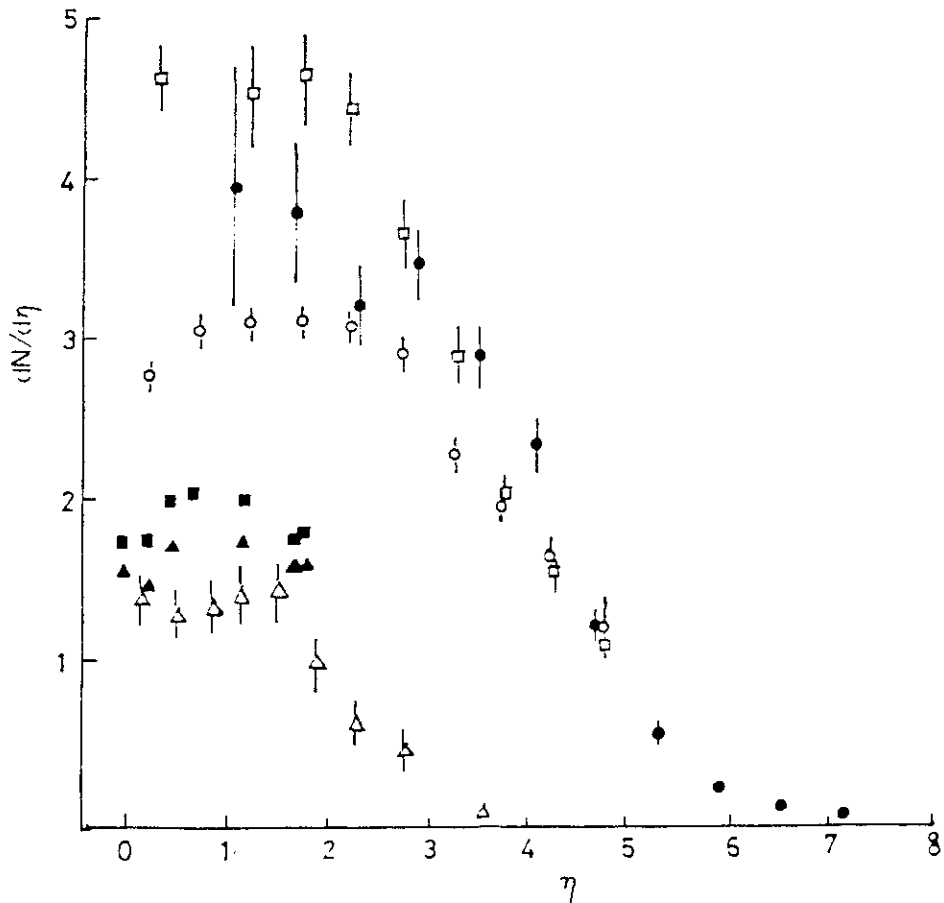


Fig. 2.3.2.2 Distribuição de pseudo-rapidez no s.c.m.

- : raios gama de 80 C-jatos de Chacaltaya ($\sqrt{s} \approx 500$ GeV)
- : raios gama de SppS ($\sqrt{s} = 540$ GeV)
- : hadrons carregados de SppS ($\sqrt{s} = 540$ GeV)
- : raios gama de ISR ($\sqrt{s} = 53$ GeV)
- ▲ : raios gama de ISR ($\sqrt{s} = 45$ GeV)
- △ : raios gama de FNAL ($\sqrt{s} = 19,7$ GeV)

A distribuição das partículas carregadas, na energia $\sqrt{s}=540$ GeV (39), também é mostrada na figura. Vê-se claramente na figura que a densidade de partículas aumenta a medida que a energia aumenta. Deve ser lembrado que a regra de scaling requer o patamar de densidade de partículas constante.

Integrando a distribuição de rapidez, estima-se a multiplicidade média de raios-gama para energia dos C-jatos ($\sqrt{s} = 500$ GeV), e o valor encontrado é $\langle n_{\gamma} \rangle = 32.2 \pm 3.8$. Para os eventos C-jatos de 10-20 TeV ($\sqrt{s} = 300$ GeV) o valor é $\langle n_{\gamma} \rangle = 25 \pm 4$ (40). Esses resultados são apresentados na Fig. 2.3.2.3.

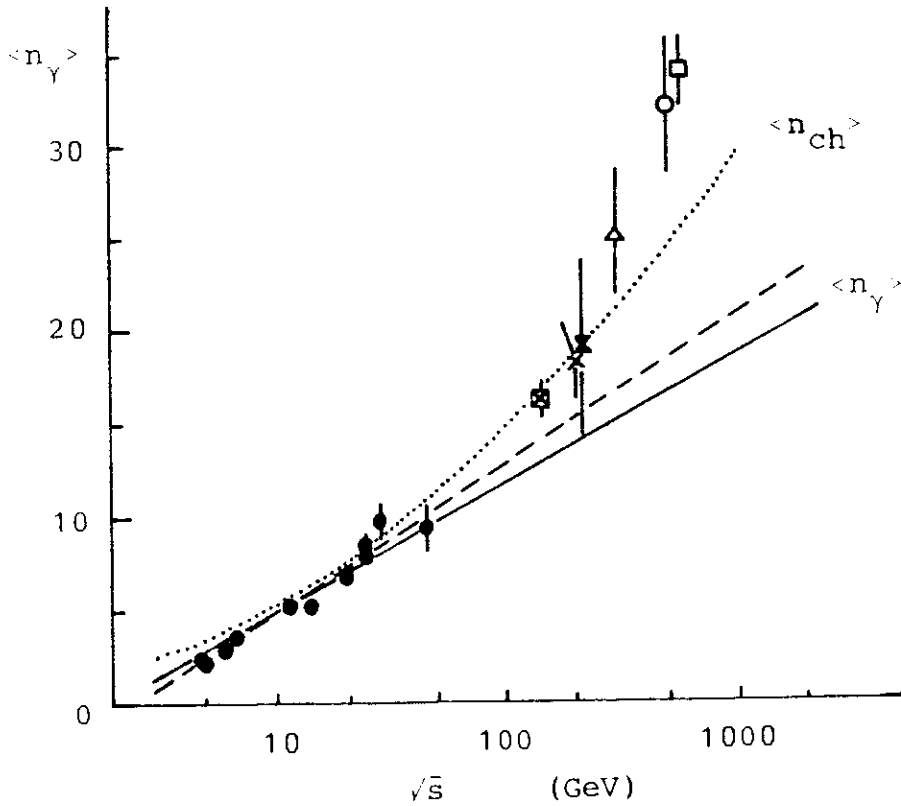


Fig. 2.3.2.3 Dependência da multiplicidade média com a energia.

- o, Δ : C-jatos de Chacaltaya.
- x, x, \boxtimes : dados de balão
- \square , \bullet : dados de aceleradores.

Resultados de outras experiências (dados de aceleradores compilados em (35), e dados de balão em (30,41,42)) estão também apresentados na figura. Nota-se facilmente um desvio significativo da dependência em $\log(s)$ que era esperada do scaling. Ajustes para $\langle n_\gamma \rangle$ estão traçados na figura (36,43), bem como ajuste para $\langle n_c \rangle$ (44).

2.3.3 Momento Transversal dos raios-gama

Fig. 2.3.3.1 mostra as distribuições de momento transversal dos raios gama. Novamente os resultados dos dados do ISR e do FNAL são também apresentados.

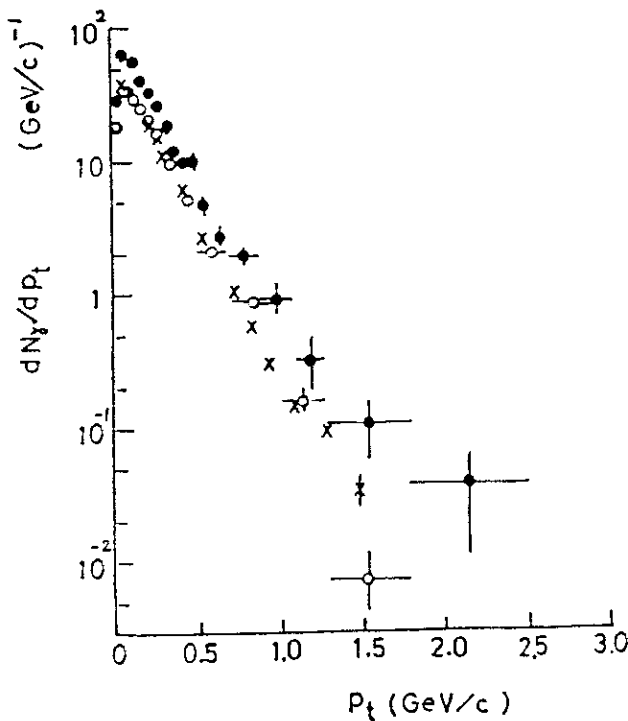


Fig. 2.3.3.1
Distribuições de momentos transversais dos raios γ .
●: 80 C-jatos de Chacaltaya
○: eventos de câmara de bolha (FNAL)
x: eventos de ISR (CERN)

Nota-se que a distribuição do P_t comporta-se como exponencial na região de pequeno P_t , mas na região de grande P_t há um prolongamento não desprezível. É importante observar que o pro-

longamento se torna mais pronunciado a medida que a energia aumenta, o que significa que o $\langle p_T \rangle$ médio aumenta a medida que a energia aumenta.

2.3.4 Correlação entre n_γ e $\langle p_T \rangle$

Na Fig. 2.3.4.1 (a), (b), (c) mostra-se a correlação entre $\langle p_T \rangle$ médio e a densidade de raios gama no espaço de rapidez. Em (a) são apresentados os resultados de C-jatos, em (b) os dados do FNAL, e em (c) os dados do ISR.

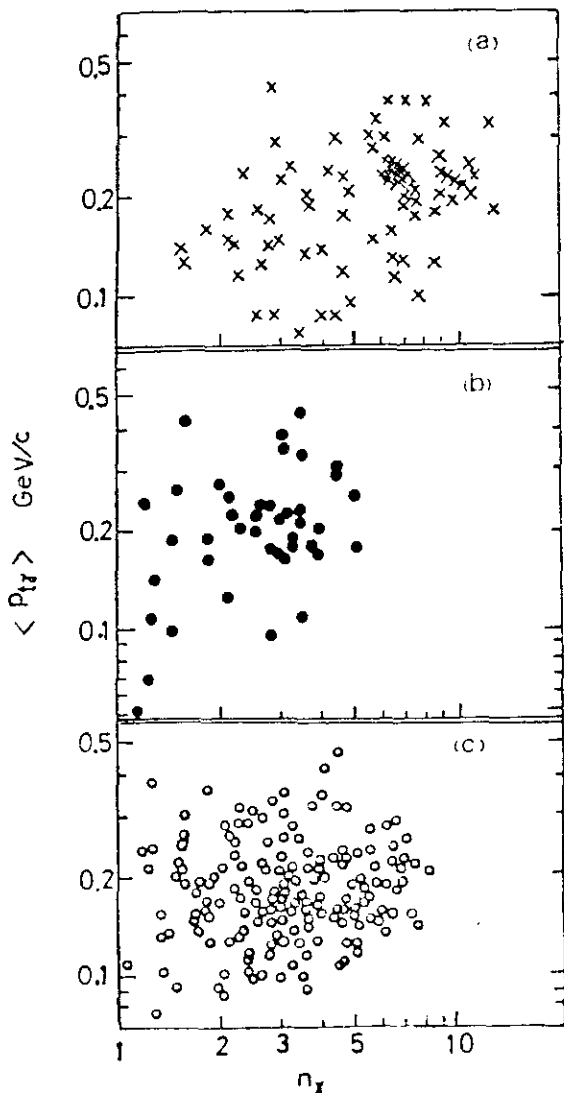


Fig. 2.3.4.1

Correlação entre n_γ e $\langle p_T \rangle$ de raios gama.

- (a) 80 C-jatos de Chacaltaya com $\Sigma E_\gamma > 20$ TeV
- (b) eventos de câmara de bolha (FNAL)
- (c) eventos de ISR (CERN)

Nota-se que nos C-jatos há dois grupos de pontos experimentais, um em torno de $\langle n_\gamma \rangle \sim 2$ e $\langle p_T \rangle \sim 150$ MeV/c, que aparece também nos dados de acelerador, e outro em torno de $\langle n_\gamma \rangle \sim 7$ e $\langle p_T \rangle \sim 250$ MeV/c, que não aparece nos dados de aceleradores.

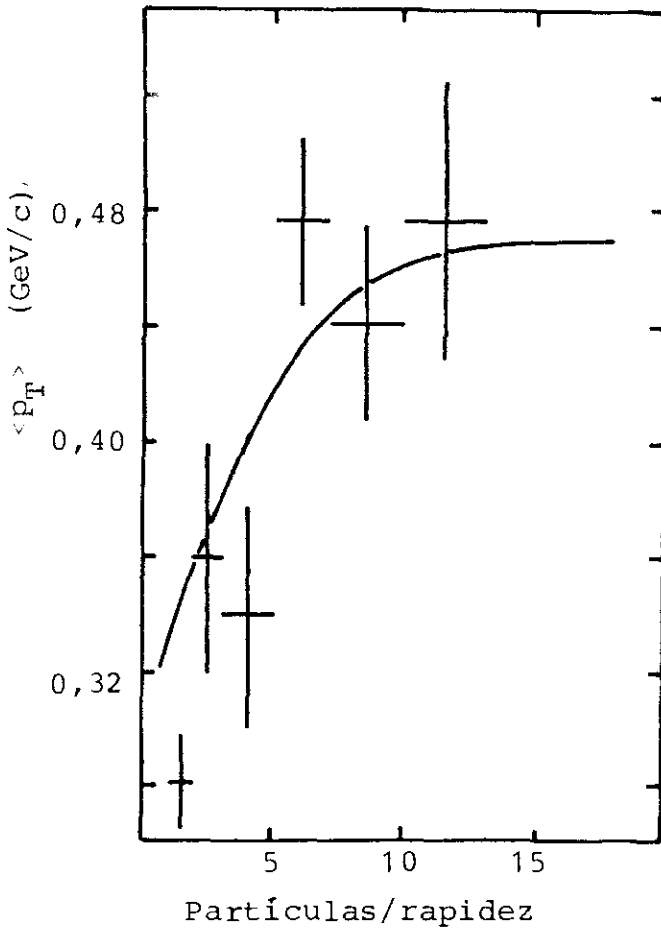


Fig. 2.3.4.2

Variação de $\langle p_T \rangle$ em função de densidade de partículas no espaço de rapidez.

— : UA1, partículas carregadas
($\sqrt{s}=540$ GeV)

+ : C-jatos de Chacaltaya raios gama
($\Sigma E_\gamma > 20$ TeV)

Fig. 2.3.4.2 mostra a variação de $\langle p_T \rangle$ em função da densidade de partículas no espaço de rapidez (47), para os dados de C-jatos e do grupo UA1 no SppS (48). Como se pode notar, há um bom acordo entre os dois tipos de dados, que mostram que quando a densidade de partículas aumenta, o $\langle p_T \rangle$ também aumenta. A exigência da conservação de energia somente, daria uma correlação negativa entre essas duas variáveis. Assim, este resultado indica

alguma fonte dinâmica para a correlação positiva. É bom notar que para energias 205 GeV - 300 GeV (32,45,46) foi observada uma correlação negativa.

2.4 Interpretação em termos de Bolas de Fogo

O modelo da bola de fogo tem uma longa história desde a inspeção termodinâmica de Wataghin antes da descoberta dos pions como foi explicado na Introdução. Os dados experimentais da Colaboração Brasil-Japão tem sido analisados em termos do modelo da bola de fogo afim de encontrar uma descrição simples dos fenômenos. É importante notar que tal modelo com poucos parâmetros tem funcionado bem também como uma boa hipótese de trabalho para realizar uma série de experiências de câmara de emulsão.

Nesta experiência é determinada a massa da bola de fogo que é produzida na direção mais para frente nos C-jatos, supondo que seu decaimento seja isotrópico. Como se observa somente a parte de raios gama (ou parte dos π^0) da massa total, nos a representamos por m_{γ} .

Fenomenologicamente as bolas de fogo não são emitidas separadamente no espaço de rapidez; assim a distribuição de rapidez é suave e continua como mostra a Fig. 2.3.2.2. Deve-se pois encontrar um modo de separar a bola de fogo mais rápida da seguinte, afim de determinar a sua massa, e isto é feito do seguinte modo.

Quando uma bola de fogo decae isotropicamente, sua energia de repouso liberada em raios-gama pode ser calculada pela

expressão
$$m_{\gamma} c^2 = \left(\sum E_i \sum E_i \theta_i^2 \right)^{1/2} \quad (2.4.1)$$

Como existe a relação
$$m_{\gamma} c = \frac{4}{\pi} \sum P_T \quad (2.4.2)$$

pode-se também calcular a energia de repouso usando a soma dos momentos transversais

$$\sum P_T = \sum E_i \theta_i \quad (2.4.3)$$

Nas expressões (2.4.1) e (2.4.3) a soma é feita sôbre todos os raios gama da bola de fogo.

Na prática o que se faz é tomar um grupo de raios gama com $\theta_i < \Theta$ em um C-jato e construir para este valor escolhido para Θ , as 2 quantidades, a massa invariante $m_{\gamma}(\Theta)$ e a soma de P_T , que representamos por $\sum_{\Theta} P_T$. O cálculo é feito aplicando as fórmulas (2.4.1) e (2.4.3) sendo a soma limitada a $\theta_i < \Theta$. Para pequenos valores de Θ , o valor de $m_{\gamma}(\Theta)c$ é menor que $(4/\pi) \sum_{\Theta} P_T$. Aumentando-se Θ , com a adição de raios gama de maiores ângulos de emissão, chega-se a um ponto onde a relação (2.4.2) é satisfeita. O grupo de raios gama assim obtido é consistente em sua forma como resultante de um decaimento isotrópico de uma bola de fogo, cuja massa é o valor de $m_{\gamma}(\Theta)$ nesse ponto.

Na Fig. 2.4.1, mostra-se as distribuições de m_{γ} dos eventos C-jatos e dos eventos do ISR. Nota-se que para os C-jatos, a distribuição apresenta dois picos, um em $\sim 1 \text{ GeV}/c^2$ e outro em $\sim 5 \text{ GeV}/c^2$. Chama-se de tipo Mirim os eventos de massa menor e de tipo Açú aqueles de massa maior.

Eventos tipo Mirim correspondem ao primeiro grupo da Fig. 2.3.4.1 (a), que são caracterizados por pequena multiplicidade e

pequeno P_T ; eventos do tipo Açú correspondem ao segundo grupo da Fig. 2.3.4.1 (a), que são caracterizados por grande multiplicidade e grande P_T .

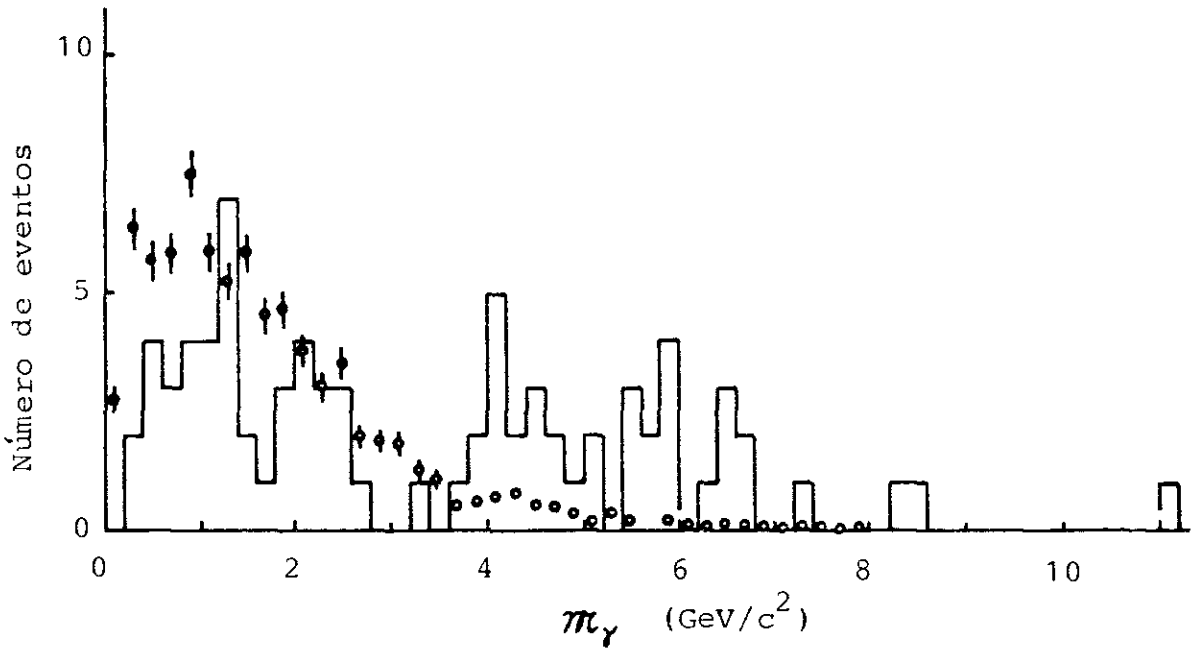


Fig. 2.4.1 Distribuições da massa da bola de fogo liberada em raios gama

□ : C-jatos de Chacaltaya
o : dados de ISR (CERN)

Nota-se que os C-jatos do tipo Mirim são consistentes com os eventos do ISR. Eventos do tipo Mirim são considerados como base para os fenômenos tipo scaling.

Observa-se alguns eventos que contêm bolas de fogo muito mais pesadas que a da Açu, e que foram denominadas como tipo Guaçu. Na Fig. 2.4.2, mostra-se as distribuições de P_T para eventos Mirim, Açu e Guaçu. Nota-se claramente que tanto $\langle P_T \rangle$ como a multiplicidade aumentam quando a bola de fogo se torna mais pesada.

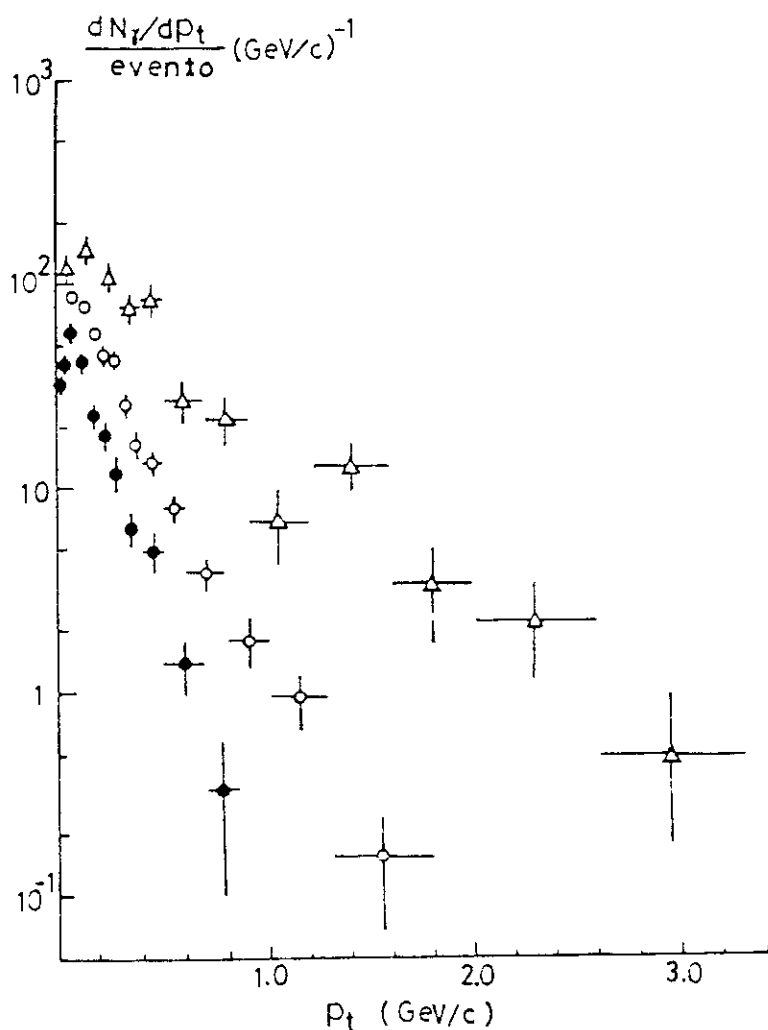


Fig. 2.4.2 Distribuições de momentos transversais dos raios gama para os 3 tipos de jatos:

● Mirim, ○ Açu, ▲ Guaçu

Na Tab. 2.4.1 mostra-se as massas dos três tipos de bolas de fogo.

Tab.2.4.1 Massas dos três tipos de bolas de fogo.

Tipo de jato	Mirim	Açu	Guaçu
Tipo de Bola de fogo	H-quantum	SH-quantum	UH-quantum
Massa (GeV/c^2)			
a) parte de raio- γ	1,3	5~10	30~ 80
b) total	2~3	15~30	100~300

CAPITULO 3

PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS NA REGIÃO DE ENERGIA OBSERVADA MAIOR QUE 1000 TeV

A região de energia acima de 1000 TeV é chamada "região de energia super alta", e os eventos nesta região são as "super famílias".

Um evento de energia excepcionalmente alta foi detetado na câmara no.14 que foi a primeira câmara da Colaboração Brasil-Japão a ter a área aumentada para 40 m^2 (23,24). O evento aparece nos filmes de Raios X como uma grande região escura (chamada "halo"), com numerosos chuveiros bastante espalhados. A energia liberada sob a forma de componente eletromagnética foi estimada ser da ordem de 2×10^{16} eV, o que significa que com experiências de câmara de emulsão pode-se detetar energias da ordem de 10^{17} eV. O evento foi denominado Andromeda devido à semelhança entre a sua aparência no filme de raio X e a da nebulosa Andromeda. É importante notar que a observação desse evento encorajou enormemente os pesquisadores de raios cósmicos e que um dos grandes objetivos das experiências com câmaras de emulsão tem sido o de procurar acumular eventos de alta energia desse mesmo tipo.

Até o presente momento, 6 super-famílias com halo já tem resultados publicados: Andromeda (24,49,50), Ursa Maior (50,51), M. A. I (50,52), M. A. II (50), M. A. III (50) e P06 (53). Mais 2

super-famílias com halo só tem os resultados preliminares: C18S86 (54) e C21S87I75 (55).

Eventos com halo, tem sido observados em câmaras de emulsão das experiências de Pamir (56), Kanbala (57) e Fuji (58). Pode-se dizer que o halo, isto é, a forte concentração de energia, é um fato comum no novo domínio de energia e torna-se importante o estudo dos vários aspectos dos eventos com halo para melhor compreensão do fenômeno de colisão na região de altíssima energia. Através da comparação entre dados experimentais e cálculo de simulação, tenta-se encontrar as características da produção múltipla de partículas nesta região de energia super-alta.

Através de estudo em famílias de alta energia como a destes eventos, pode-se obter informações sôbre fenômenos de raios cósmicos em região de energia fora do domínio alcançado pelos presentes aceleradores, e que tem sido estudada somente através de experiências de chuviros atmosféricos extensos, EAS. Considera-se como mais uma vantagem o fato de que as experiências com câmara de emulsão em altas montanhas podem fornecer informações detalhadas sobre os eventos individuais, as quais não podem ser obtidas através de experiências de EAS.

Neste capítulo procura-se dar uma visão geral das interações atmosféricas (A-jatos), descreve-se um novo método de análise aplicado aos eventos na região de energia super-alta, especialmente no que se refere à grande área escura (halo) frequentemente observada nos filmes de raios X tipo N, e apresenta-se as características gerais destes eventos através da

comparação de 6 eventos com halo para classifica-los em algum dos tipos conhecidos até agora.

3.1 Visão geral dos A-jatos

A-jatos são interações nucleares produzidas por partículas cósmicas primárias na atmosfera acima da câmara. Assim, a camada atmosférica (540 gr/cm^2 no caso de Chacaltaya) tem a função de produtor e absorvedor dos raios cósmicos. A cadeia de hadrons produzidos nas interações é chamada de cascata nuclear, e a de raios gama/eletrons é a cascata eletromagnética. Na Fig. 3.1.1 mostra-se um esquema de tal processo de cascata, de onde se pode notar facilmente que os A-jatos não são tão puros como os C-jatos.

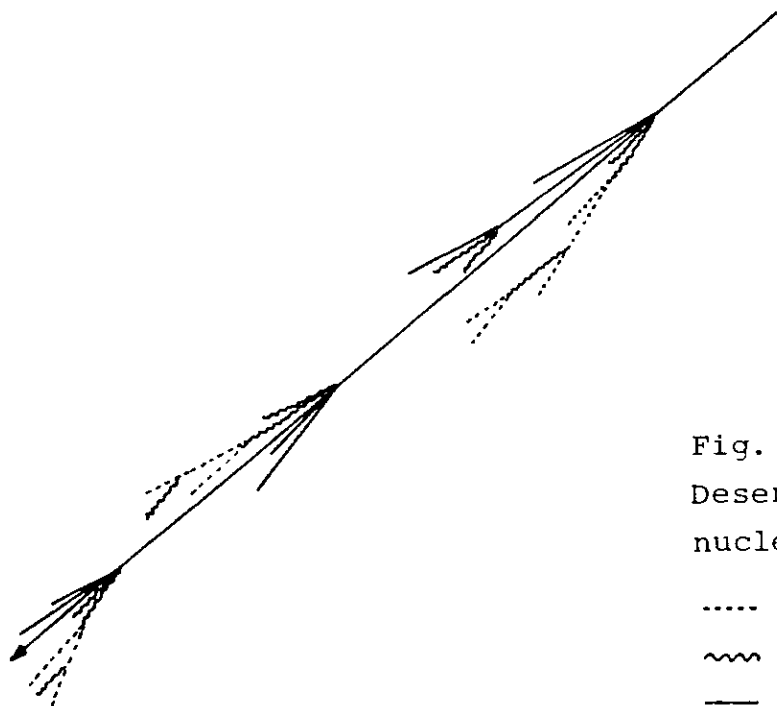


Fig. 3.1.1

Desenvolvimento de cascata nuclear e eletromagnética.

..... e^+ , e^-

~~~~~ raio gama

— hadron (partícula nuclearmente ativa)

Protons primários podem interagir 6 a 7 vezes em média até chegarem a Chacaltaya. Como porém o limiar de detecção nas câmaras de Chacaltaya (1-2 TeV nos filmes de raios X tipo N) é mais alto que o das experiências de chuveiros extensos, os eventos observados em Chacaltaya são com 1 a 3 interações em média. (Isto tem sido estudado por cálculo de simulação.) Assim, pode-se dizer que os dados de A-jatos não são complicados como os de chuveiros atmosféricos extensos.

Até agora, tem sido usados três tipos de análise de A-jatos:

(1) Iniciando-se pelo topo da atmosfera, realiza-se simulação de processo de cascata. Os eventos experimentais são comparados com os eventos simulados que são criados, admitindo vários modelos e parâmetros, para descobrir os modelos e parâmetros mais prováveis ou algumas vezes para mostrar que os modelos conhecidos não podem reproduzir os resultados experimentais.

(2) Partindo do nível de observação, tenta-se voltar à interação principal que deu a maior contribuição ao evento. Este método é chamado "decascatização", e tem sido usado principalmente para estudar os aspectos gerais dos A-jatos.

(3) Para alguns eventos, pode-se estimar a altura da interação através do método de triangulação. Neste caso, pode-se analisar os A-jatos em um modo preciso como o dos C-jatos.

Neste trabalho aplica-se os dois primeiros métodos de análise às super-famílias. Para a simulação de Monte-Carlo, adota-se as hipóteses de proton como partícula primária, e interações tipo "scaling"; e isto pelas seguintes razões:



(i) De trabalhos de simulação (59), nos quais vários modelos e parâmetros tem sido usados, sabe-se que a eficiência dos primários pesados, para criação de eventos com halo, é mais baixa que a dos protons por um fator 10 ou mais.

(ii) Através dos trabalhos de simulação (60), sabe-se que os modelos com "scaling" dão uma concentração de energia e partículas, na região angular para frente, mais forte que a obtida em modelos com violação de "scaling".

Assim a escolha feita (proton primário e "scaling") significa implicitamente que se tenta testar se o modelo é suficiente para explicar os dados experimentais.

Os detalhes do cálculo de simulação usado são descritos no Apêndice B. Cita-se também, para comparação, os resultados da simulação de Yamashita (50) onde foram incluídos também os primários pesados.

Para a "decascatização", é usado o metodo de Semba (61), que foi por ele examinado em comparação com cálculo de simulação, na região de energia  $\sum E_{\gamma} = 100 - 300$  TeV, sob a hipótese de proton primário com scaling (Mirim).

### 3.2 Procedimentos experimentais para super-famílias

A câmara de emulsão é essencialmente um detetor de chuveiros de eletrons. Um chuveiro de eletrons gerado na câmara deixa um sinal escuro nos filmes de Raios X, se tem energia acima do limiar de deteção, que num filme de alta sensibilidade como o tipo N, é de 1-2 TeV variando com as condições de exposição e processamento. A mancha produzida é mais escura e maior para os

chuveiros de energia maior.

As super-famílias apresentam em geral um denso e numeroso grupo de chuveiros. Um fato característico é a presença de escurecimento na parte central da família denominado "halo".

Em alguns eventos observa-se que o halo é constituído de superposição de chuveiros escuros periféricos que se localizam mais densamente na parte central. Em outros eventos o halo é completamente escuro e torna-se impossível discriminar os chuveiros individuais no escurecimento do fundo. Nesse caso a análise é feita em filmes de raios X tipo RR de baixa sensibilidade ou placas de emulsão nuclear para auxiliar a encontrar os chuveiros em tal halo escuro. Placas de emulsão nuclear possibilitam bem a observação microscópica nos chuveiros de eletrons individuais gerados nas câmaras, podendo-se distinguir assim os detalhes na região central de uma família, o que não é possível com filmes de Raios X sob a presença de halo escuro.

### 3.2.1 Medida da Opacidade do Halo

A opacidade do Halo no filme de Raios X é medida usando um micro-fotômetro com fenda quadrada de 200  $\mu\text{m}$  x 200  $\mu\text{m}$ .

A opacidade D é então transformada em densidade de eletrons através das curvas características dos filmes de Raios X, que dão uma relação entre a densidade de eletrons  $\rho$  e a opacidade D. Esta relação foi estudada por vários autores (62) com exposições aos raios cósmicos ou irradiação a partículas de aceleradores. Essa relação  $\rho$ -D foi estabelecida irradiando-se os filmes de Raios X com várias doses conhecidas de eletrons de 650 MeV/c do

eletro-synchrotron do INS. Com base nas informações sobre a densidade de eletrons, pode-se estimar a energia total do halo (veja a seção 3.3).

### 3.2.2 Busca e Medida dos chuveiros

O método usual de busca, a olho nu, de chuveiros nos filmes de Raios X tipo N pode ser aplicado nas presentes famílias somente na parte mais externa mas não na parte central, onde a existência do halo não permite a observação dos chuveiros individuais nesses filmes. Para a parte central, a busca é feita nos filmes de Raios X tipo RR de sensibilidade baixa e nas placas de emulsão nuclear de grãos finos.

Para os chuveiros na parte externa, o método rotineiro de medida de energia pode ser aplicado. Na parte central a opacidade dos chuveiros individuais é medida nas placas de emulsão nuclear usando-se um micro-fotômetro simples adaptado para o microscópio triocular com fenda quadrada de  $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ . A curva de transição é construída, e a partir da opacidade máxima, determina-se a energia, através da curva de calibração feita por medidas num número de chuveiros na região externa. Em alguns chuveiros essas medidas de opacidade não podem ser feitas e então mede-se a largura dos chuveiros individuais nos filmes de Raios X tipo RR ou nas placas de emulsão nuclear das respectivas camadas para construir a curva de transição (51). A largura máxima, então obtida, é convertida em energia do chuveiro pela relação de calibração estabelecida previamente das medidas em chuveiros na parte externa.

### 3.2.3 Identificação de hadrons e raios gama (eletrons)

Nas câmaras de simples sanduiche de Pb adota-se os seguintes critérios para identificar os chuveiros iniciados por hadrons (Pb-jatos).

(1) Da comparação da curva de transição observada com a curva teórica do chuveiro iniciado por um par de eletrons, determina-se a variação  $\Delta t$ , que dá uma medida da profundidade do inicio do chuveiro. Chuveiros com  $\Delta t > 4$  uc são considerados como Pb-jatos.

(2) Se a curva de transição é bem diferente da curva teórica média, por exemplo curva com duplo máximo, o chuveiro é considerado como de origem hadronica.

Os critérios acima são condições suficientes para Pb-jato; alguns Pb-jatos podem porém ser confundidos com chuveiros de eletrons ou raios gama incidentes. A probabilidade dos raios gama serem confundidos com hadrons sob os critérios (1) e (2) é de 5-12 % na região de energia de 1-100 TeV (50).

A probabilidade de detecção de hadrons na câmara simples pode ser estimada por:

$$\eta = \exp(-4/\lambda_h \cos \Theta) - \exp(-(T-T_0)/\lambda_h \cos \Theta) \quad (3.2.3.1)$$

onde

T - espessura de chumbo em u. c.

$\Theta$  - ângulo zenital

$\lambda$  - livre percurso médio de interação nuclear, para o qual o valor adotado é de 30 uc de Pb

$T_0$  - percurso vertical atravessado, em u. c.. Será considerado o valor  $T_0 = 4$  uc.

No caso de câmara de dois andares, aplica-se o mesmo critério para chuveiros iniciados por hadrons observados na câmara superior. Chuveiros observados somente na câmara inferior são exclusivamente de origem hadrônica, desde que a direção do chuveiro indica penetração da partícula inicial através de toda a câmara superior. A estrutura desses chuveiros é estudada, com observação microscópica, nas placas de emulsão. O estudo revela a localização da interação nuclear na câmara, isto é, se é na camada alvo (C-jato), câmara sup. (Pb-sup) ou câmara inf. (Pb-inf). Algumas vezes há um chuveiro com estrutura difusa na câmara inferior, que é a continuação de chuveiro que teve início na câmara superior. Chuveiros deste tipo são úteis na determinação da correspondência geométrica dos eventos da família detetados na câmara superior e na inferior.

### 3.3 Energia do Halo

Nos filmes de Raios X tipo N foram feitas medidas da opacidade  $D(r, t)$  para várias distâncias laterais  $r$  e nas várias profundidades  $t$  da câmara superior. Para isso usou-se o microfotômetro com fenda  $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ . A partir de  $D(r, t)$  obteve-se a densidade de eletrons  $\rho(r, t)$  usando-se as curvas características dos filmes de Raios X.

A Fig. 3.3.1 mostra, como um exemplo de evento com halo, as distribuições laterais de  $\rho(r, t)$  obtidas para o evento P06 nas diversas profundidades  $t$  da câmara superior. O número de eletrons na profundidade  $t$  é obtido integrando-se a densidade de eletrons  $\rho(r, t)$  com respeito a  $r$ .

$$N_e(t) = \int \rho(r, t) 2\pi r dr \quad (3.3.1)$$

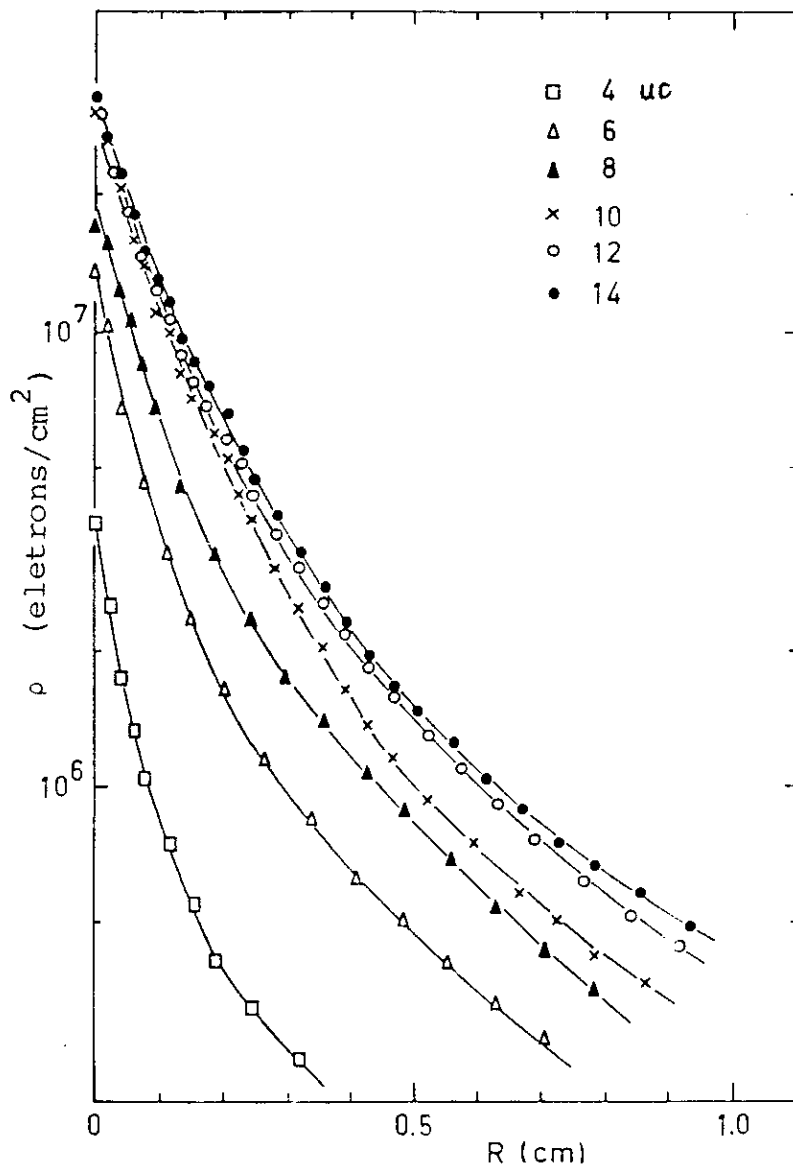


Fig. 3.3.1 Distribuições laterais da densidade de eletrons para o evento P06.

Embora não se possa medir a opacidade até grandes distâncias, é razoável supor que a distribuição de  $\rho(r, t)$  comporta-se como exponencial naquela região.

$$\rho(r, t) = \rho_0 \exp(-r/r_a) \quad 3.3.2$$

A Tab. 3.3.1 mostra os parâmetros que foram ajustados às distribuições de  $\rho(r, t)$  do P06.

Tab.3.3.1 Parâmetros da densidade de eletrons,  
 $\rho = N e^{-ar} + M e^{-br}$ , (r em mm), para o evento P06.

| t (uc) | N(10 <sup>5</sup> ) | a    | M(10 <sup>5</sup> ) | b     |
|--------|---------------------|------|---------------------|-------|
| Sup.   |                     |      |                     |       |
| 4      | 29,5                | 2,35 | 7,8                 | 0,360 |
| 6      | 111,7               | 1,64 | 21,3                | 0,298 |
| 8      | 156,0               | 1,40 | 35,4                | 0,294 |
| 10     | 258,0               | 0,99 | 26,7                | 0,232 |
| 12     | 268,0               | 1,15 | 52,2                | 0,274 |
| 14     | 273,0               | 0,98 | 40,4                | 0,228 |
| Inf.   |                     |      |                     |       |
| 3      | 30                  | 3,67 | 8                   | 0,8   |
| 4      | 46                  | 3,83 | 15                  | 0,51  |
| 5      | 21                  | 4,70 | 8,5                 | 0,61  |
| 6      | 35                  | 4,10 | 11                  | 0,71  |
| 8      | 13                  | 5,89 | 10                  | 1,31  |
| 10     | 10                  | 1,05 | -                   | -     |
| 12     | 7                   | 1,48 | -                   | -     |

A Fig. 3.3.2 apresenta a transição do número de eletrons dos 6 eventos com halo.

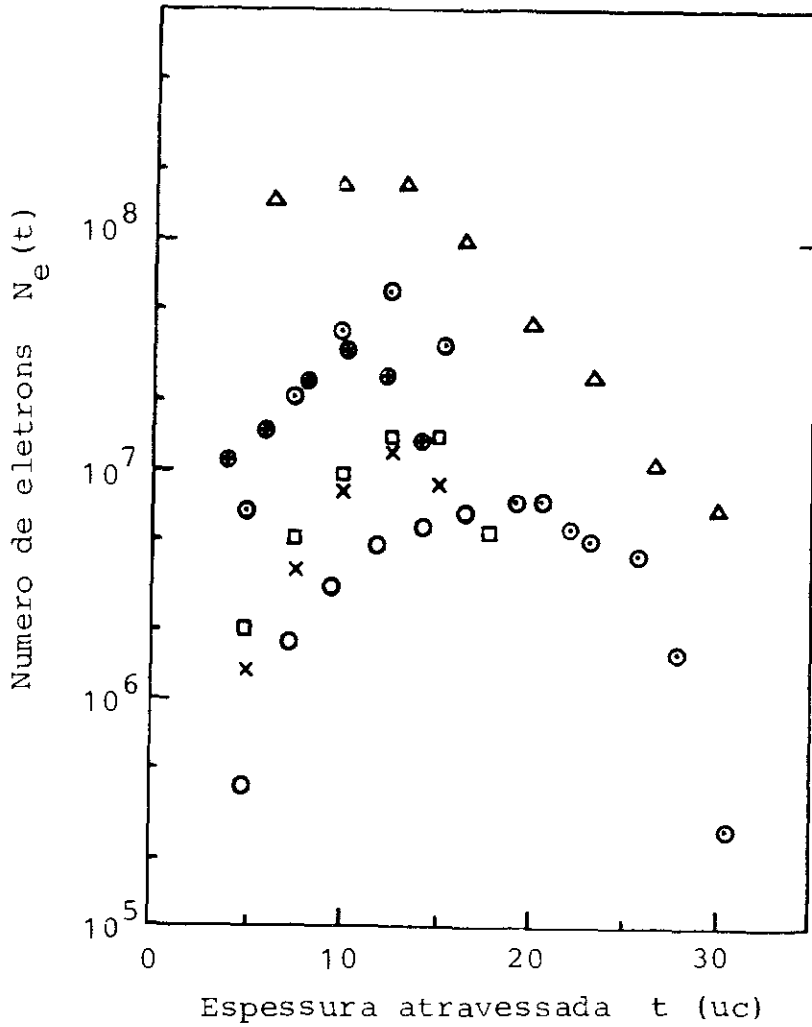


Fig. 3.3.2 Transições dos números de eletrons para a parte do halo de 6 superfamílias.

- $\Delta$  Andromeda (só a parte eletromagnética)
- $\odot$  M.A.III (só a parte eletromagnética)
- $\bullet$  M.A.I,                       $\square$  M.A.II
- $\times$  Ursa Maior,               $\circ$  P06



Define-se o raio do halo como a distância lateral (na profundidade onde o chuveiro atinge o máximo) onde a densidade de eletrons é  $10^6$  eletrons/cm<sup>2</sup>. Integrando o número de eletrons com respeito a t, obtem-se o comprimento total do traço:

$$Z = \int_0^{\infty} N_e(t) dt. \quad (3.3.3)$$

A energia contida no halo, E(halo) pode ser obtida através da relação

$$E(\text{halo}) = \mathcal{E} Z \quad (3.3.4)$$

onde  $\mathcal{E}$  é o fator de conversão do comprimento total do traço de eletron em energia, que é conhecido e é igual a energia crítica no chumbo, cujo valor é 7.4 MeV. Na Tab. 3.3.2 são apresentados os resultados das 6 famílias com halo.

Tab. 3.3.2 Resultados experimentais de 6 famílias com halo.

| Nome do evento      | Andromeda | Ursa Maior | M.A.I | M.A.II | M.A.III | P06  |
|---------------------|-----------|------------|-------|--------|---------|------|
| Ângulo zenital      | 53        | 25         | 29    | 23     | 46      | 31   |
| Câmara              | C14       | C15        | C18A  | C18A   | C19     | C18  |
| Halo                |           |            |       |        |         |      |
| Raio (cm)           | 3,2       | 0,9        | 1,5   | 1,0    | 2,2     | 0,65 |
| Energia total (TeV) | 21000     | 980        | 3200  | 1300   | 5100    | 1043 |
| Chuveiros           |           |            |       |        |         |      |
| Número (>1 TeV)     | 737       | 484        | 173   | 116    | 652     | 217  |
| Energia total (TeV) | 6144      | 1876       | 1335  | 889    | 3703    | 1275 |

### 3.4 Características gerais dos eventos com halo

Afim de estudar os aspectos globais dos eventos com halo, são apresentados aqui os resultados da análise (usando decascatização e simulação de Monte Carlo) de 4 eventos com halo (Andromeda, M.A. III, Ursa Maior e P06), nos quais os chuveiros

constituintes foram identificados e medidos.

### 3.4.1. Espectro de energia

Na fig. 3.4.1.1 são apresentados os espectros de energia dos raios gama/eletrons das 4 famílias observadas, Andromeda, U.M., M.A. III e P06.

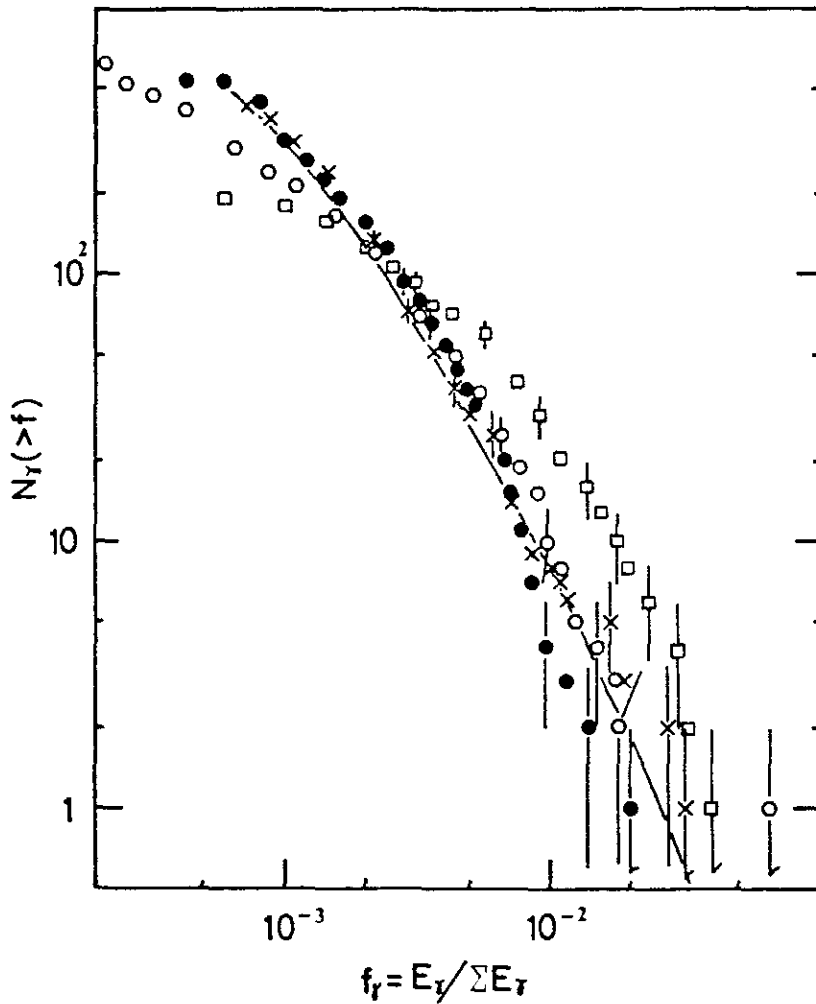


Fig. 3.4.1.1 Espectros integrais de energia fracionária de gamas/eletrons de 4 superfamílias.

- o Andromeda,                    x Ursa Maior
- M.A. III,                      □ P06

A curva é a média de 5 famílias com  $\sum E_\gamma = 1000-3000$  TeV da experiência de Monte Fuji.

Os espectros são dados na forma fracionária  $f = \frac{E_x}{\sum E_y}$  para comparação entre as famílias com diferentes  $\sum E_y$ . Na figura é apresentado também o resultado da experiência de Mt. Fuji para a média sobre 5 famílias com  $\sum E_y = 1000 \text{ TeV} - 3000 \text{ TeV}$  (58). Encontra-se a similaridade global entre os espectros observados. O espectro do P06 porém mostra um desvio da forma de potência, que vai ser discutido no capítulo 4.

A Fig. 3.4.1.2 apresenta o espectro integral de energia dos hadrons na forma fracionária para as 4 famílias acima citadas.

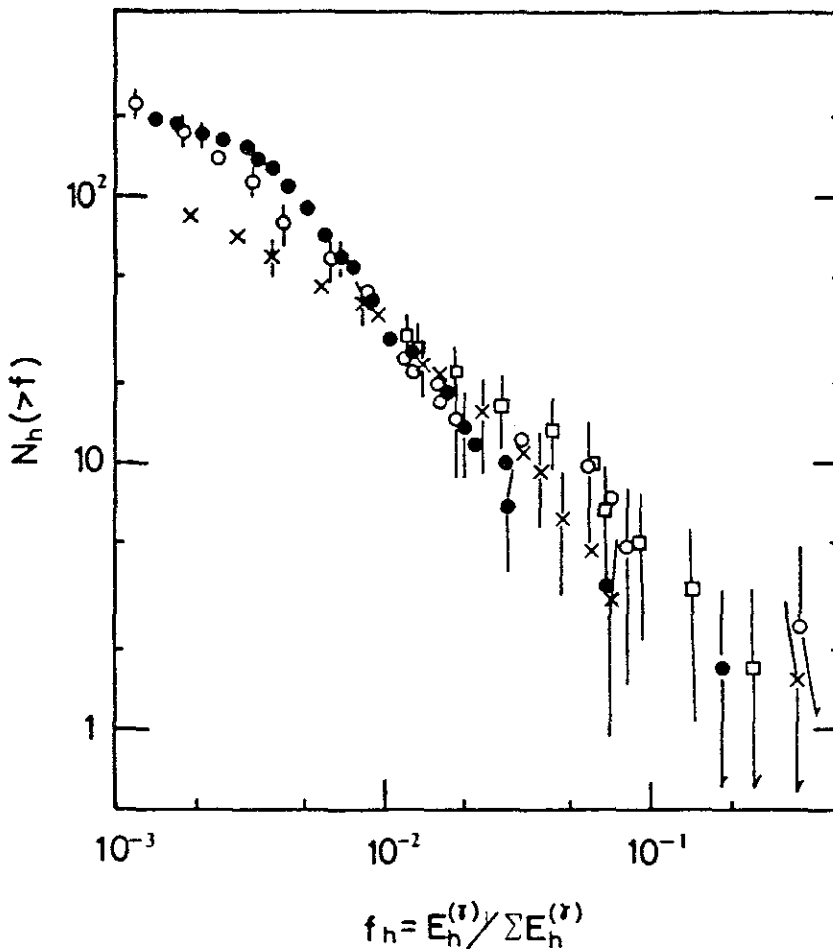


Fig. 3.4.1.2 Espectros integrais de energia fracionária de hadrons de 4 superfamílias.

- |              |              |
|--------------|--------------|
| ○ Andromeda, | x Ursa Maior |
| ● M.A.III,   | □ P06        |

Quando se compara o espectro da componente hadrônica com o da componente eletromagnética, ve-se que o primeiro tem inclinação menor que o segundo, isto é, a contribuição de partículas com energias grandes é maior para a componente hadrônica que para a componente eletromagnética. A situação se torna mais clara na Fig. 3.4.1.3 que dá os expoentes das potências de ambos os espectros,  $\beta_\gamma$  e  $\beta_h$ . Estes são calculados na região de energia acima de um dado valor  $E_c$ , através da expressão

$$1/\beta = \langle \ln(E/E_c) \rangle \quad (3.4.1.1)$$

(onde  $E_c$  é a energia de corte escolhida).

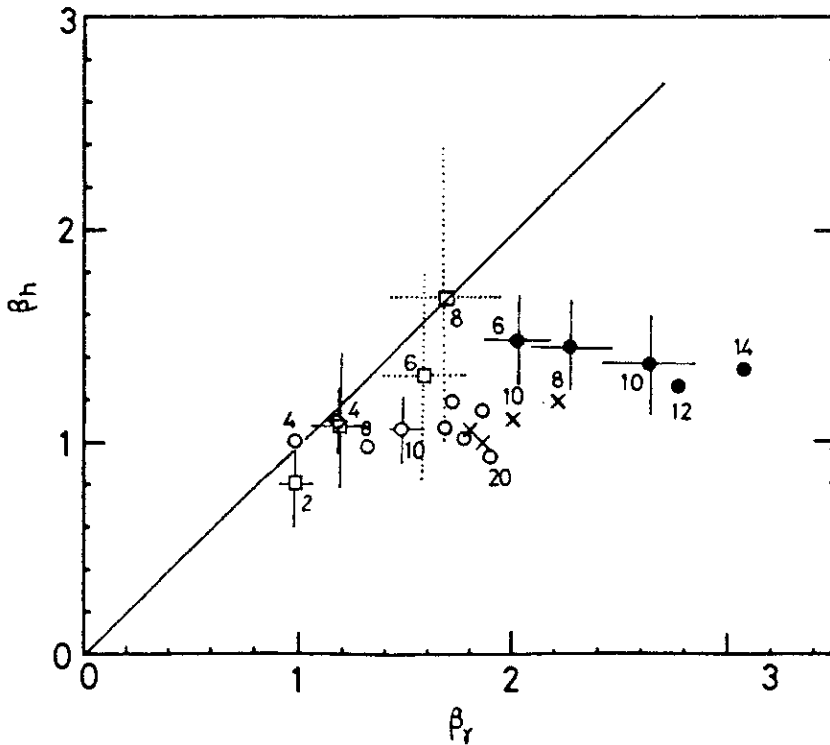


Fig. 3.4.1.3 Expoentes  $\beta_\gamma$  e  $\beta_h$  do espectro de energia gamas/eletrons e hadrons na região de energia acima de  $E_c$ . Valores de  $E_c$  em TeV são mostrados nos respectivos pontos.

- o Andromeda,                    x Ursa Maior
- M.A.III,                        □ P06

Na figura são representados os expoentes considerados nas regiões onde o número de partículas é maior que 10 para se ter estatística significativa. No caso do P06, porém, como o número de hadrons é pequeno, considerou-se até a região onde o número de partículas é 7. Ve-se que para as 3 famílias, Andromeda, Ursa Maior e M.A.III,  $\beta_\gamma$  é sempre maior que  $\beta_h$ , e a diferença aumenta quando a energia aumenta. No caso do P06, porém, não se observa diferença entre  $\beta_h$  e  $\beta_\gamma$ .

O índice  $\beta$  muitas vezes é denominado idade da componente, por visualizar o estado do desenvolvimento do processo de cascata atmosférica. Neste enfoque pode-se dizer que a componente hadrônica é ainda jovem enquanto que a componente eletromagnética já está se tornando velha, nos eventos Andromeda, M.A.III e Ursa Maior. No caso do evento P06, o espectro de energia é quase exponencial; existe então a possibilidade de que a igualdade entre  $\beta_h$  e  $\beta_\gamma$  significa que os raios gama são também ainda jovens.

#### 3.4.2 Decascatização

Frequentemente encontra-se agrupamentos de chuveiros numa família, originários de raios gama/elétrons que desenvolvem cascatas na atmosfera antes de chegarem à câmara de emulsão.

O processo de decascatização é aplicado às famílias observadas afim de encontrar tais grupos de chuveiros constituintes de cascatas atmosféricas e substituir cada grupo pelo raio gama que o produziu, e que é chamado de raio gama "decascatizado".

Assim, a aplicação do método de decascatização, a uma família, dá

informação sobre os raios gama originais produzidos na interação nuclear atmosférica. O método consiste em construir a quantidade

$$D_{ij} = E_i E_j |R_i - R_j| / (E_i + E_j) \quad (3.4.2.1)$$

onde  $E_i$  e  $R_i$  são a energia e a posição da  $i$ (ésima) partícula, e a quantidade  $D_{ij}$  representa o espalhamento lateral, normalizado em energia, entre as 2 partículas,  $i$  e  $j$ . Em seguida verifica-se se  $D_{ij}$  é maior ou menor que um certo valor  $K_{dec}$ ; se  $D_{ij} < K_{dec}$  considera-se o  $i$ (ésimo) e  $j$ (ésimo) raio gama como pertencentes ao mesmo grupo. Semba (61) fez um estudo detalhado do método de decascatização, do qual resultou como um bom valor  $K_{dec} = 12 \text{ TeV mm}$ . Este valor foi usado no presente trabalho.

A Fig. 3.4.2.1 representa o diagrama de  $E^*$  e  $R^*$  dos raios gama decascatizados (todas as quantidades decascatizadas são representadas com asterisco \*) das 4 famílias já referidas anteriormente. Pela distribuição dos pontos no diagrama, vê-se que eles se localizam ao longo da linha  $E^* R^* = \text{const}$ . Isto é uma reflexão da tendência geral de  $E_T = \text{const}$  para os raios gama originais. Os valores de  $\langle E^* R^* \rangle$  são apresentados na Tab. 3.4.2.1 para as 4 famílias. Para as famílias de energia mais baixa,  $\sum E_\gamma = 100 - 300 \text{ TeV}$ , o valor  $\langle E^* R^* \rangle$  se distribue no intervalo de 150 - 500 TeV mm (50). Assim, não se encontra grande diferença entre os raios gama decascatizados das super famílias e aqueles das famílias de baixa energia.

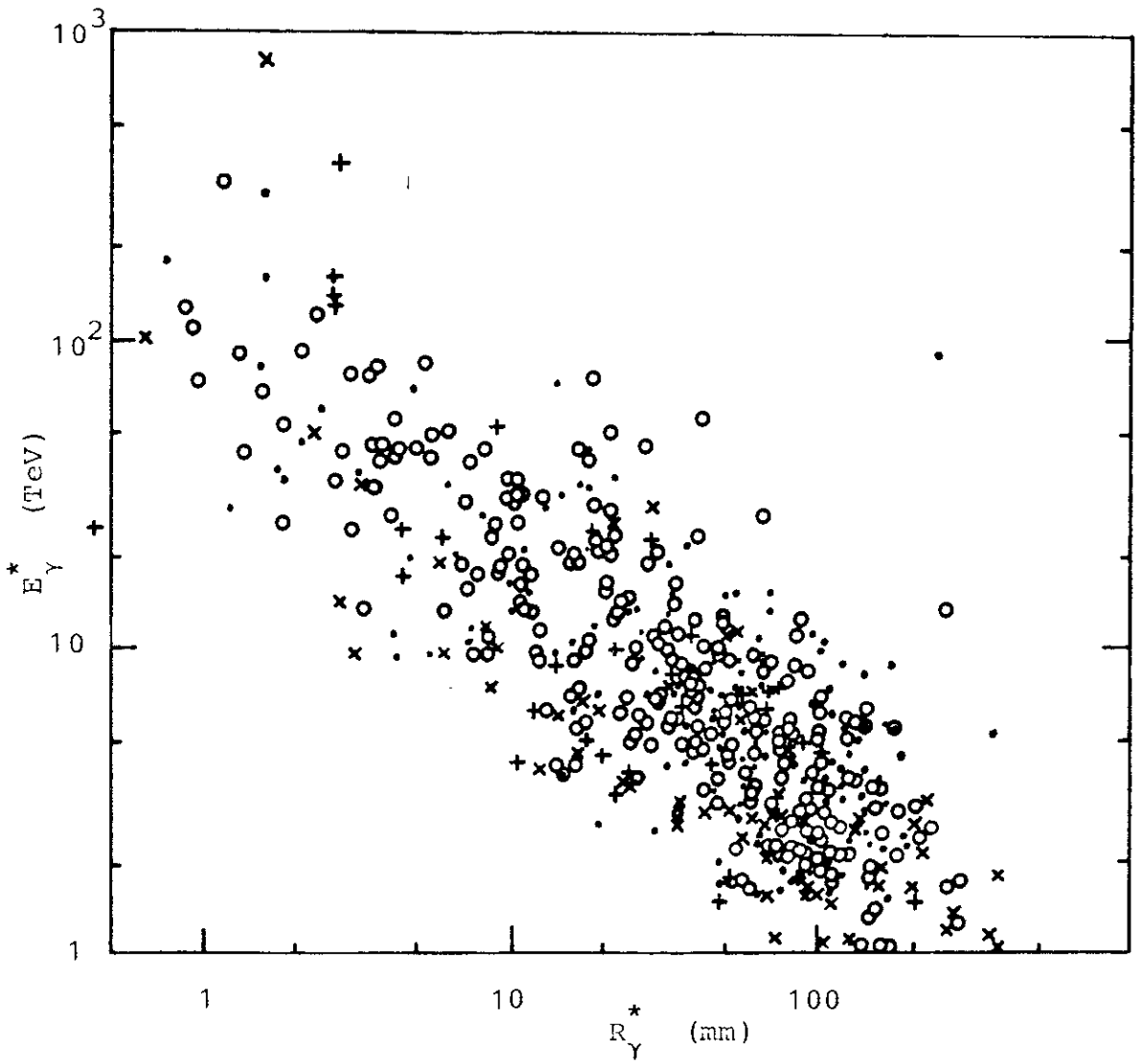


Fig. 3.4.2.1 Diagrama de  $E^*$  e  $R^*$  dos raios gama decaescatizados.

- |   |           |   |            |
|---|-----------|---|------------|
| o | Andromeda | x | Ursa Maior |
| . | M.A.III   | + | P06        |

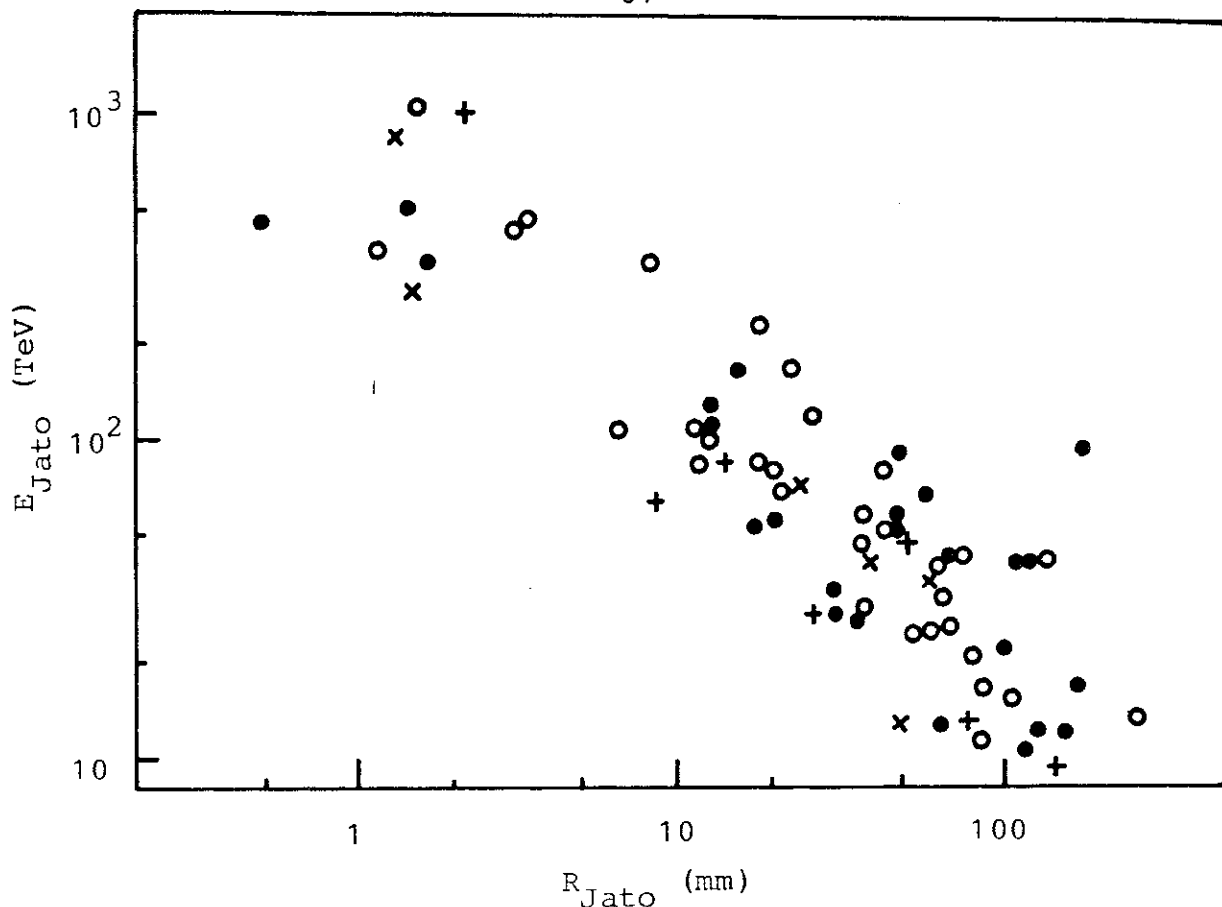


Fig. 3.4.2.2 Diagrama de  $E_{jato}$  e  $R_{jato}$ .

o Andromeda, ● M.A.III, x Ursa Maior, + P06

O processo de agrupamento de eletrons/raios gama, isto é, o método de decascatização, pode ser estendido para procurar grupos originados de um mesmo jato.

Inicia-se o processo com os dados de energia e posição dos raios gama decascatizados da família. Supondo que os raios gama decascatizados representam raios gama originados de decaimento de pions neutros, pode-se aplicar o mesmo processo de agrupamento com outro valor de  $K$ . Escolhe-se o valor  $K_{jato} = 250 \text{ TeV mm}$  seguindo o estudo de Semba (63). Isto corresponde a atribuir ao momento transversal relativo entre os pions num jato, um valor  $< 500 \text{ MeV}/c$ .

Os jatos construídos para as quatro famílias são apresentados no diagrama  $E_{jato} - R_{jato}$  da Fig. 3.4.2.2.  $E_{jato}$  representa a soma das energias,  $E^*$ , dos raios gama decasca-



tizados de um jato, e  $R_{\text{jato}}$  a distância do centro de energia de um jato ao centro da família.

Informações dos jatos reconstruídos para as quatro famílias estão resumidas também na Tab. 3.4.2.1. Observa-se que os valores de  $\langle E_{\text{jato}} R_{\text{jato}} \rangle$  dessas famílias são grandes quando comparados com  $\langle E_{\text{jato}} R_{\text{jato}} \rangle = 1017 \text{ TeV mm}$  para famílias de energia baixa, com  $\sum E_{\gamma} = 100 - 1000 \text{ TeV}$  (63).

Tab. 3.4.2.1 Valores de  $\langle E^* R^* \rangle$  e  $\langle E_{\text{jato}} R_{\text{jato}} \rangle$  para 4 superfamílias.

| Decascatização                              | Raio- $\gamma$ | Jato |
|---------------------------------------------|----------------|------|
| Valor de K<br>(TeV mm)                      | 12             | 250  |
| Andromeda                                   | 360            | 2100 |
| M.A. III                                    | 480            | 2600 |
| Ursa Maior                                  | 270            | 1300 |
| P06                                         | 300            | 1340 |
| Famílias<br>baixa energia<br>(100-1000 TeV) | 303            | 1017 |

### 3.4.3 Interação principal como origem do halo

Supondo que a parte do halo vem da interação principal no processo de cascata nuclear e eletromagnético, procura-se o característico do halo

Faz-se a soma das energias das partículas contidas em um intervalo de  $d(\log_{10} R)$  onde  $R$  é a distância ao centro ponderado da família. A Fig. 3.4.3.1 mostra a distribuição de densidade de energia da componente eletromagnética obtida para as quatro famílias já citadas. Foram considerados somente raios gama com  $E > 2$  TeV. Observa-se, nos casos da Ursa Maior, M.A. III e P06, que a distribuição tem um pico pronunciado para pequenos  $R$  e um prolongamento achatado para grandes  $R$ .

Lembrando que, para uma dada massa da bola de fogo  $m_{\gamma}$ , a grandeza  $\sum E_{\gamma} R_{\gamma}$  torna-se constante quando a altura de interação é maior que  $\approx 100$  m, toma-se a variável  $R_c \sum E(<R_c)$  para medir o afastamento lateral, pesado em energia, da parte do halo, onde  $R_c$  e  $\sum E(<R_c)$  representam, respectivamente, a distância do pico da emissão de energia (poderia corresponder ao semi-ângulo da bolade fogo) e a energia total contida dentro desta distância (corresponderia a  $3/4$  do produto  $m_{\gamma} \Gamma$ , onde  $m_{\gamma}$  é massa de bola de fogo e  $\Gamma$  e seu fator de Lorentz.)

A mesma distribuição é construída para famílias simuladas, com  $\sum E > 2000$  TeV (50). Três exemplos são apresentados, como referências, na Fig. 3.4.3.2 uma para cada grupo de primário, proton, CNO e Fe.

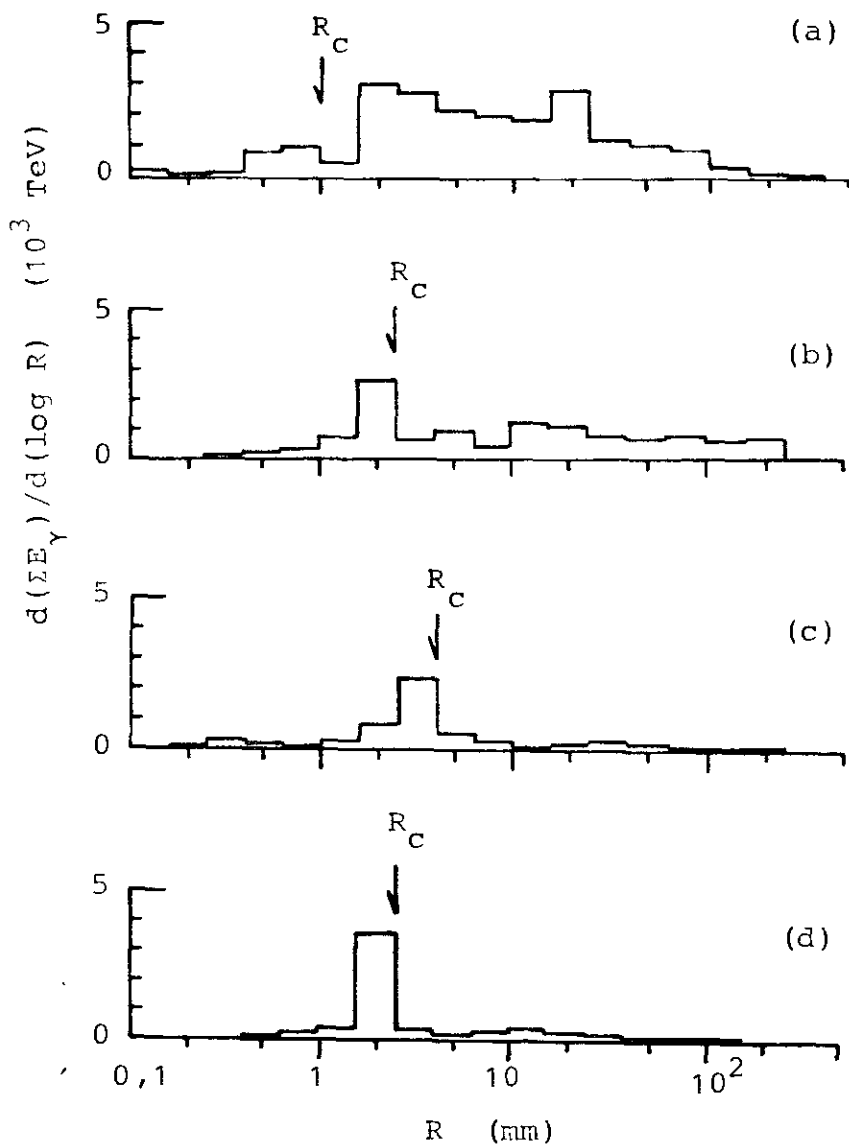


Fig. 3.4.3.1 Distribuição lateral de densidade de energia, expressa na escala  $\log_{10} R$ .

a) Andromeda, b) M.A.III, c) Ursa Maior, d) P06

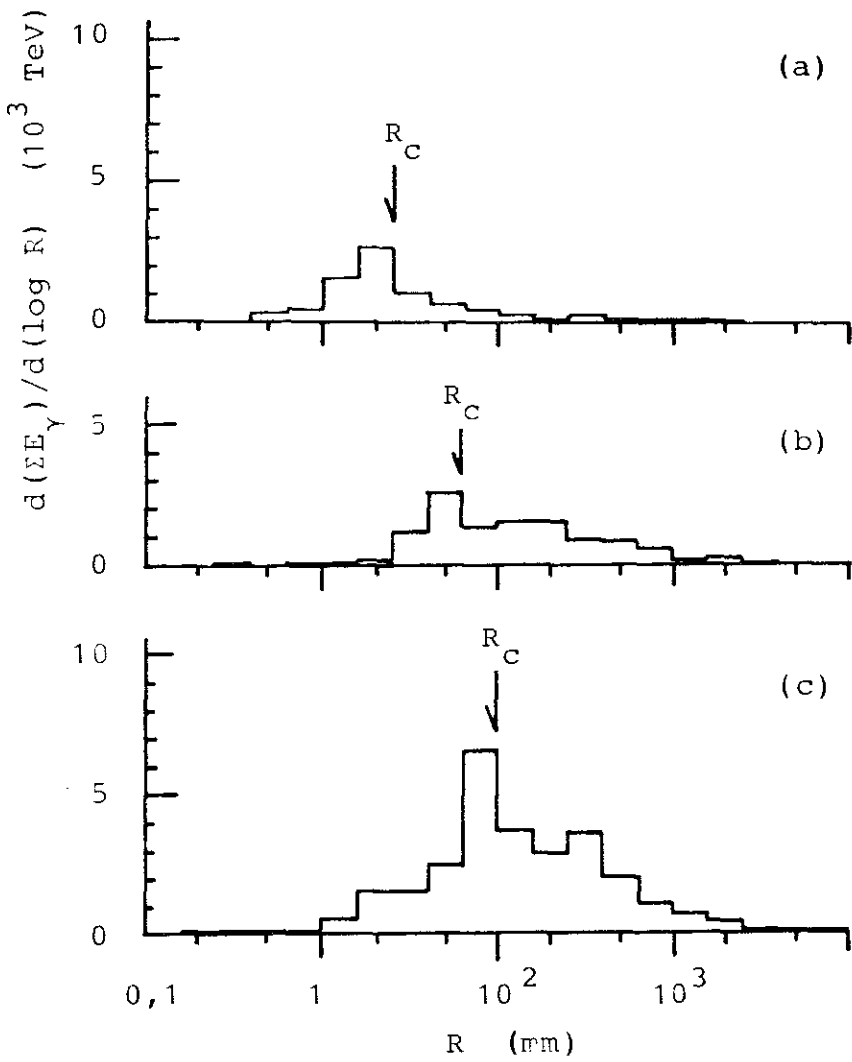


Fig. 3.4.3.2 Distribuição lateral de densidade de energia para 3 eventos simulados.

a) PS ( $\Sigma E_{\gamma}=1557$  TeV), b) CNOS (2217 TeV) e c) FES (5495 TeV)

Define-se o espalhamento lateral da interação principal como a distância  $R_c$  do centro da família ao primeiro pico da distribuição de densidade de energia; faz-se a soma das energias dos raios gama dentro da região  $R < R_c$ , e o valor  $\sum E(R < R_c)$  supõe-se ser a energia fornecida pela interação principal. Para comparação entre as diversas famílias constroem-se, para cada uma, o espalhamento lateral normalizado em energia,  $R_c \sum E(R < R_c)$ . Na Tab. 3.4.3.1 são apresentados os valores de  $R_c \sum E(R < R_c)$  para as seis famílias observadas.

Tab.3.4.3.1 Espalhamento lateral das 6 famílias observadas.

| Nome do Evento | Espalhamento lateral<br>$R_c$ (mm) | Soma da energia<br>$\sum E_\gamma (R < R_c)$ (TeV) | $R_c \sum E_\gamma (R < R_c)$<br>(GeV km) |
|----------------|------------------------------------|----------------------------------------------------|-------------------------------------------|
| Andromeda      | 1,0                                | 323 (7,2 %)                                        | 0,32                                      |
| Ursa Maior     | 4,0                                | 700 (52,1 %)                                       | 2,8                                       |
| M.A. I         | 6,3                                | 734 (55,0 %)                                       | 4,6                                       |
| M.A. II        | 1,6                                | 390 (43,9 %)                                       | 0,62                                      |
| M.A. III       | 2,5                                | 796 (31,5 %)                                       | 2,0                                       |
| P06            | 2,5                                | 813 (79,0 %)                                       | 2,0                                       |

Tab.3.4.3.2 Valor médio do espalhamento lateral para eventos simulados.

| Modelo | Valor medio de $R_c \sum E_\gamma (R < R_c)$ (GeV km) |
|--------|-------------------------------------------------------|
| PS     | 2,7 ± 0,8                                             |
| CNOS   | 6,6 ± 1,7                                             |
| FES    | 19,5 ± 4,4                                            |

A Tab. 3.4.3.2 mostra os valores médios obtidos para as famílias simuladas para cada modelo (PS, CNO e FES) com energia total observada maior que 2000 TeV (50). Apesar dos erros estatísticos serem grandes para cada modelo, torna-se claro que o modelo FES (na energia considerada  $\sum E > 2000$  TeV) não explica as famílias observadas devido aos grandes espalhamentos que dele resultam. Os modelos PS e CNOS reproduzem os eventos, com valor de  $R_c \sum E (R < R_c)$  semelhante ao das experiências, embora o modelo CNOS apresente valor médio maior que os experimentais.

O fato sugere que as características das partículas de chuviros existentes na região do halo podem ser de natureza PS ("scaling" tendo proton como primário). Em outras palavras, o modelo de PS é bom para procurar os aspectos especiais que poderiam aparecer na região do halo (veja o capítulo 4).

#### 3.4.4 Composição primária

Afim de estudar a composição primária sob a hipótese de interação tipo scaling, analisa-se os eventos com halo com base

na correlação entre energia e número de partículas liberadas separadamente em hadrons e raios gama.

Para investigar a característica hadronica, os quatro eventos com halo foram comparados com os eventos simulados. A simulação feita por Yamashita (50) foi feita para vários tipos de composição de partículas primárias, como protons (P), núcleos médios (CNO) e núcleos pesados (FE) sob a hipótese de scaling (S) para a interação nuclear. Nossa simulação foi feita para PS; detalhes desta simulação estão no Apêndice B.

A Fig. 3.4.4.1 mostra o diagrama da soma de energia para a parte hadronica  $\sum E_h$  e para a parte de raios gama e eletrons  $\sum E_\gamma$ .

A Fig. 3.4.4.2 dá um diagrama similar em número de partículas  $N_h$  e  $N_\gamma$ . Nas figuras os eventos observados e os 119 simulados são corrigidos para perda de detecção de hadrons. Os resultados de simulação de Yamashita (50) são selecionados com  $\sum E_e = (\sum E_\gamma + \sum E_h) > 1000 \text{ TeV}$  para os vários tipos de partículas primárias. Verifica-se que os eventos Andromeda e M.A. III se localizam na região do Fe, o evento Ursa Maior no meio, e o evento P06 se localiza na região do PS nas duas figuras.

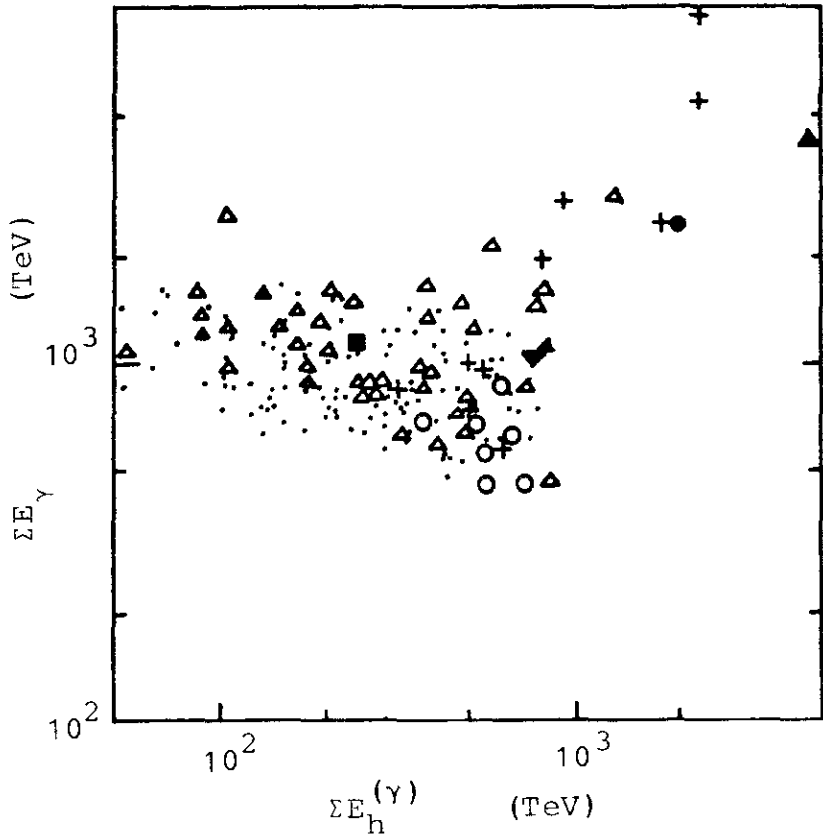


Fig. 3.4.4.1

Diagrama de  $\Sigma E_h^\gamma$  e  $\Sigma E_\gamma$ .

- ▲ Andromeda
- M.A.III
- ▼ Ursa Maior
- P06
- △ PS, + CNOS, ○ FES
- PS

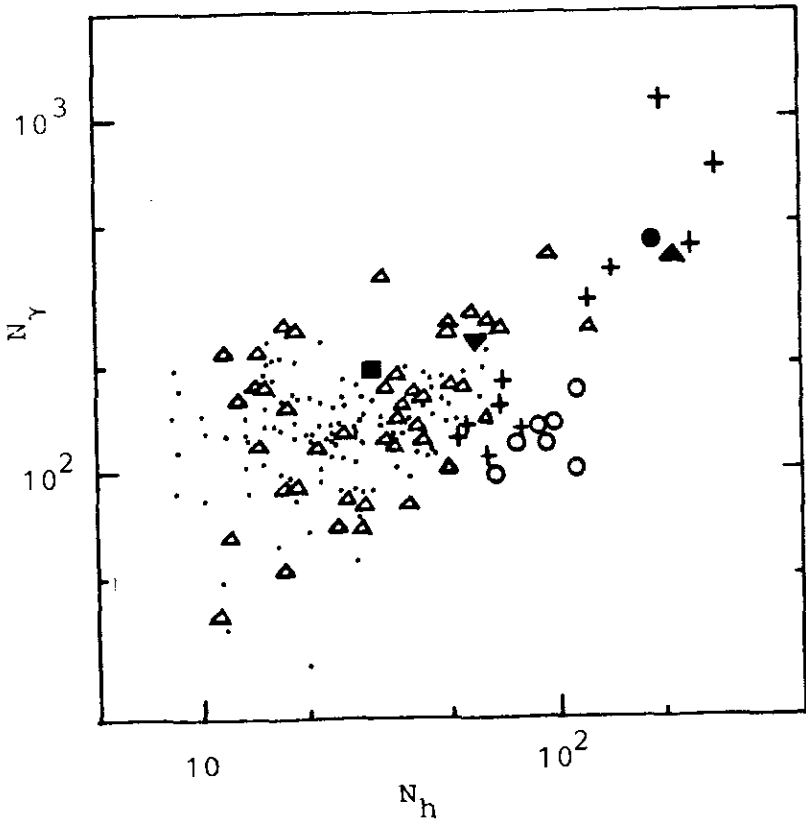


Fig. 3.4.4.2

Diagrama de  $N_h$  e  $N_\gamma$ .

As marcas são as mesmas que na Fig. 3.4.4.1.



## CAPITULO 4

### DESCRIÇÃO DE UM EVENTO COM HALO E COMPARAÇÃO COM OUTROS EVENTOS

Um evento com halo foi detetado na parte da câmara no. 18 que foi analisada no Rio (CBPF). O evento foi registrado no bloco P06 da câmara superior e no bloco 74 da câmara inferior, e foi denominado simplesmente P06. Nestes blocos, por coincidência, foram colocadas placas de emulsão nuclear juntamente com os filmes de raios X em todas as camadas, de modo que foi possível analisar detalhadamente o evento. Os procedimentos da análise e os resultados experimentais do evento P06 são descritos a seguir.

#### 4.1 Condição experimental para o evento P06

O evento foi detetado na câmara 18, que esteve em exposição durante 570 dias e que consistia de uma câmara superior (7 cm de Pb), uma camada produtora (23 cm de piche), um espaço vazio (150 cm de ar) e uma câmara inferior (8 cm de Pb). Tanto a câmara superior ( $44.2 \text{ m}^2$ ) como a inferior ( $32.4 \text{ m}^2$ ) são constituídas de várias camadas de chumbo intercaladas com materiais foto-sensíveis. O material foto-sensível formou o conjunto: 4, 6, 8, 10, 12 e 14 uc na câmara superior e 3, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 14 e 16 uc na câmara inferior.

Na parte central do P06, procurou-se, com auxílio de microscópio, todos os chuveiros registrados na emulsão nuclear dentro de uma área de  $1.6 \times 1.6 \text{ cm}^2$ .

Levando-se em conta o ângulo zenital ( $31^\circ$ ) do P06, calculou-se a probabilidade de detecção de hadrons com energia acima do limiar, resultando o valor de 59 % para este evento.

O diagrama de alvo de todo o evento foi apresentado na Fig. 1.7.1, sendo que os chuveiros observados só na câmara inferior são registrados com marca especial. O evento se espalha num raio de aproximadamente 20 cm do halo e este espalhamento lateral é uma de suas características.

#### 4.2 Resultados Experimentais do Halo do P06

A aparência do P06 é de um evento não muito energético nas profundidades correspondentes a 4 uc e 6 uc; a parte central, o halo, porém se desenvolve de modo marcante na câmara, notando-se nos filmes de raios X das camadas mais profundas, uma forte concentração de energia. Esta situação pode ser visualizada na Fig. 4.2.1 que mostra como esse evento aparece nos filmes de raios X tipo N nas diversas profundidades.

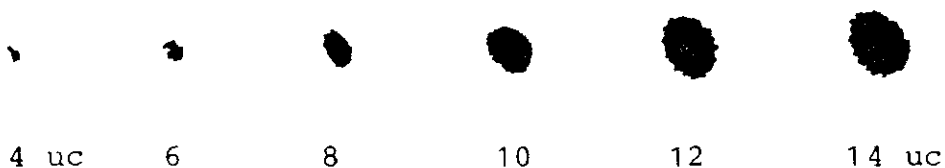


Fig. 4.2.1 Aparência do halo do P06 nos filmes de Raios X tipo N.

#### 4.2.1 Estrutura do Halo no P06

A Fig. 4.2.1.1 mostra o mapa de contorno da opacidade do halo medida no filme de Raio X tipo RR localizado na profundidade  $t=14$  uc da câmara superior, tendo sido usado um microfotômetro adaptado ao microscópio com fenda de diâmetro 113  $\mu\text{m}$ .

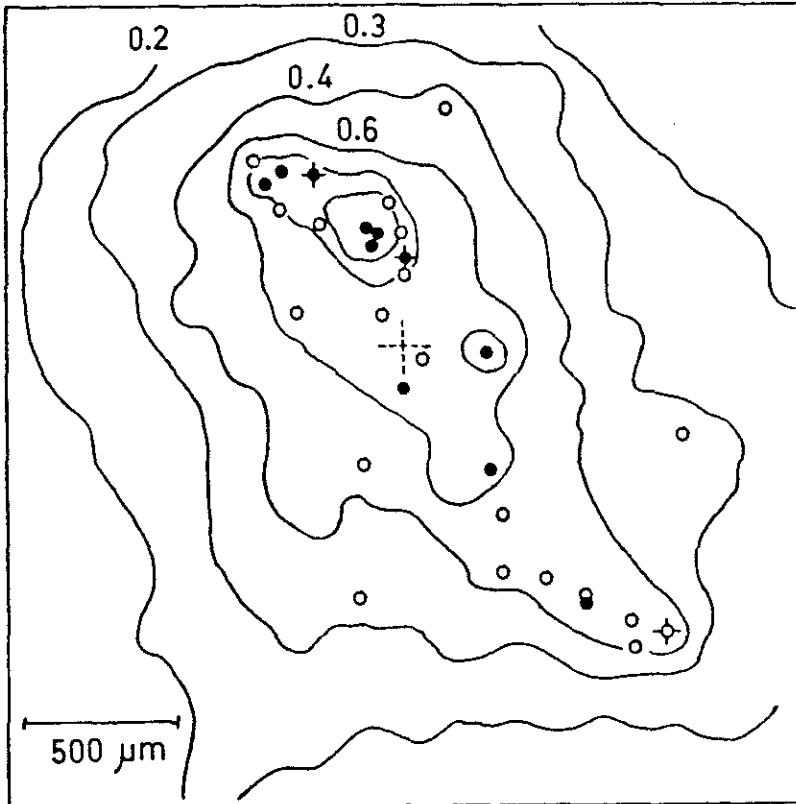


Fig. 4.2.1.1 Mapa de contorno da opacidade do halo do P06 no filme de Raio X tipo RR na 14 uc da câmara superior, junto com chuweiros de alta energia.

( o para 10-20 TeV e ● para  $> 20$  TeV). Chuweiros hadronicos são indicados por cruzeiros. O centro do evento é indicado por uma grande cruz. Já está feita a correção para o ângulo zenital.)

Na figura ve-se as linhas de contorno traçadas para os níveis de opacidade 0.2, 0.3, 0.4, 0.6, 0.8 e 1.0, e também os chuveis de energia maior que 10 TeV. Os chuveis identificados como hadrons são indicados por cruzeiros. Observa-se que a parte do halo mostra uma estrutura não isotrópica no azimute em ambas distribuições, de opacidade e de chuveis de alta energia, bem como na distribuição de chuveis hadronicos. A Fig. 4.2.1.2 mostra a distribuição azimutal de ER dentro do halo do P06.

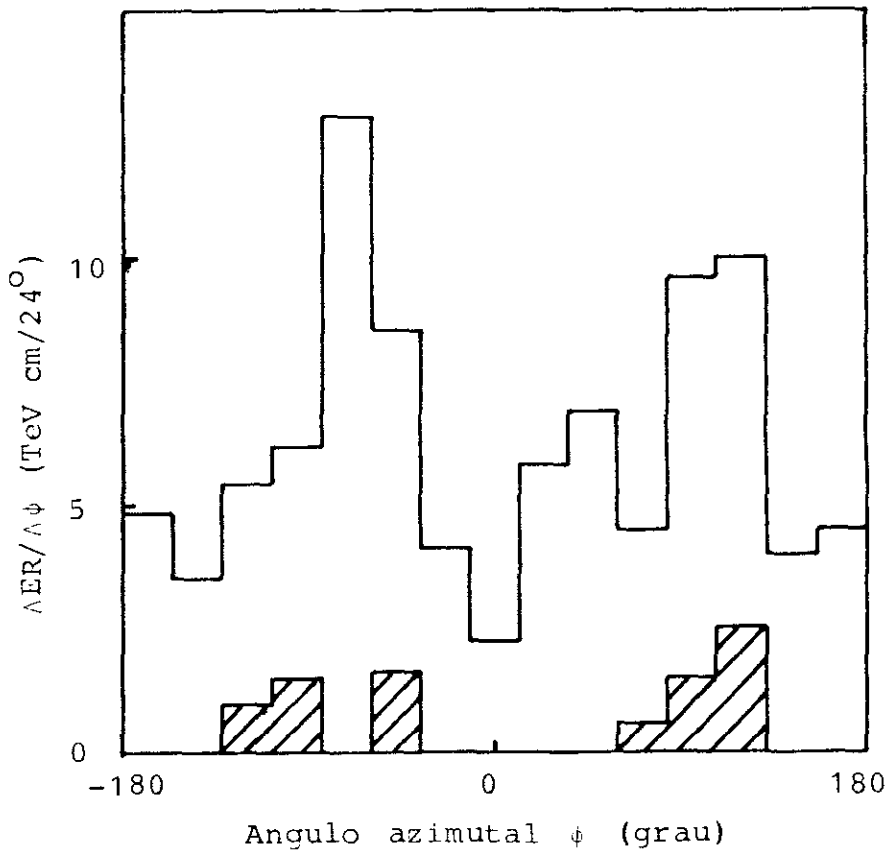


Fig. 4.2.1.2 Distribuição azimutal de ER dentro do halo do evento P06. A parte tracejada representa os hadrons.

A Fig. 4.2.1.3 mostra as distribuições de opacidade no filme de Raios X tipo RR da 14 uc da câmara superior e no filme de Raios X tipo N da 4 uc da câmara inferior; a medida foi feita ao longo de uma linha reta nos filmes passando pelos dois chuveiros hadronicos (no. 40 e no. 58), que podem ser bem reconhecidos em ambas as câmaras devido à forte penetração. A fenda usada tem dimensões  $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ . Os dois chuveiros hadronicos e o chuveiro número 1, o de energia mais alta, são especialmente indicados na figura. A distribuição não é simétrica, e nota-se que o halo contém dois picos na distribuição de opacidade.

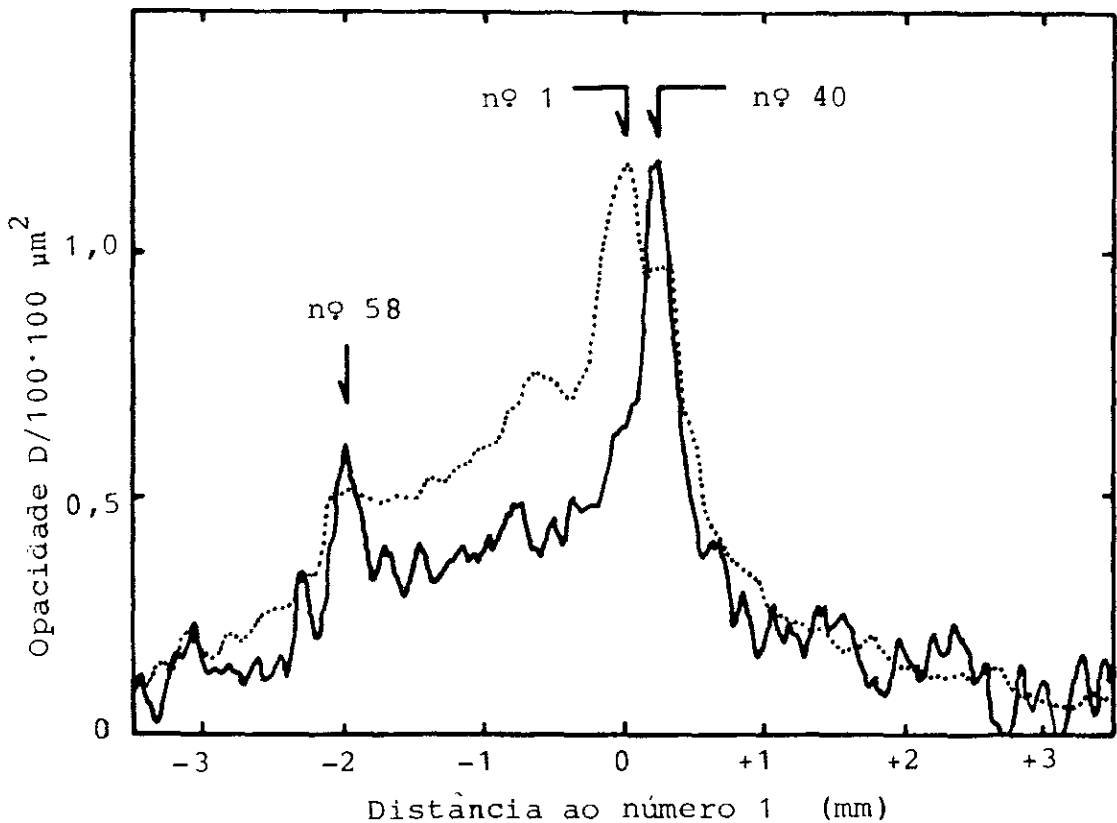


Fig. 4.2.1.3 Distribuições de opacidade no filme de Raios X tipo RR na 14 uc da câmara superior (.....) e no filme de Raios X tipo N na 4 uc da câmara inferior (—).

#### 4.2.2 Chuveiros individuais no P06

A Tabela 4.2.2.1 dá os valores das multiplicidades e das somas de energias dos chuveiros do P06 e das outras famílias com halo. Os dados das partes hadronicas são apresentados somente para algumas famílias, incluindo o P06. Os números entre parenteses dão o valor após correção para a eficiência de detecção.

Tab. 4.2.2.1 Medidas em chuveiros individuais.

| Nome do evento                     | Andromeda      | Ursa Maior   | M.A.I | M.A.II | M.A.III        | P06          |
|------------------------------------|----------------|--------------|-------|--------|----------------|--------------|
| $\gamma/e$ ( $E_\gamma > 1$ TeV)   |                |              |       |        |                |              |
| Multiplicidade                     | 627            | 430          | 173   | 116    | 537            | 191          |
| Energia total (TeV)                | 4488           | 1344         | 1335  | 889    | 2531           | 1126         |
| Hadron ( $E_h^{(\gamma)} > 1$ TeV) |                |              |       |        |                |              |
| Multiplicidade                     | 110<br>(268)   | 54<br>(84)   | -     | -      | 115<br>(195)   | 18<br>(31)   |
| Energia total observada (TeV)      | 1656<br>(4039) | 532<br>(830) | -     | -      | 1172<br>(1986) | 143<br>(243) |

Nota-se que, para o P06, a soma das energias  $\sum E$  dos chuveiros que podem ser observados individualmente ao microscópio, é praticamente da mesma ordem que a energia do halo apresentada na Tab. 3.3.2.

A Fig. 4.2.2.1 mostra a correlação entre a energia,  $E$ , e a distância lateral,  $R$ , dos chuveiros observados no P06; os chuveiros identificados como produzidos por hadrons são indicados por cruces.

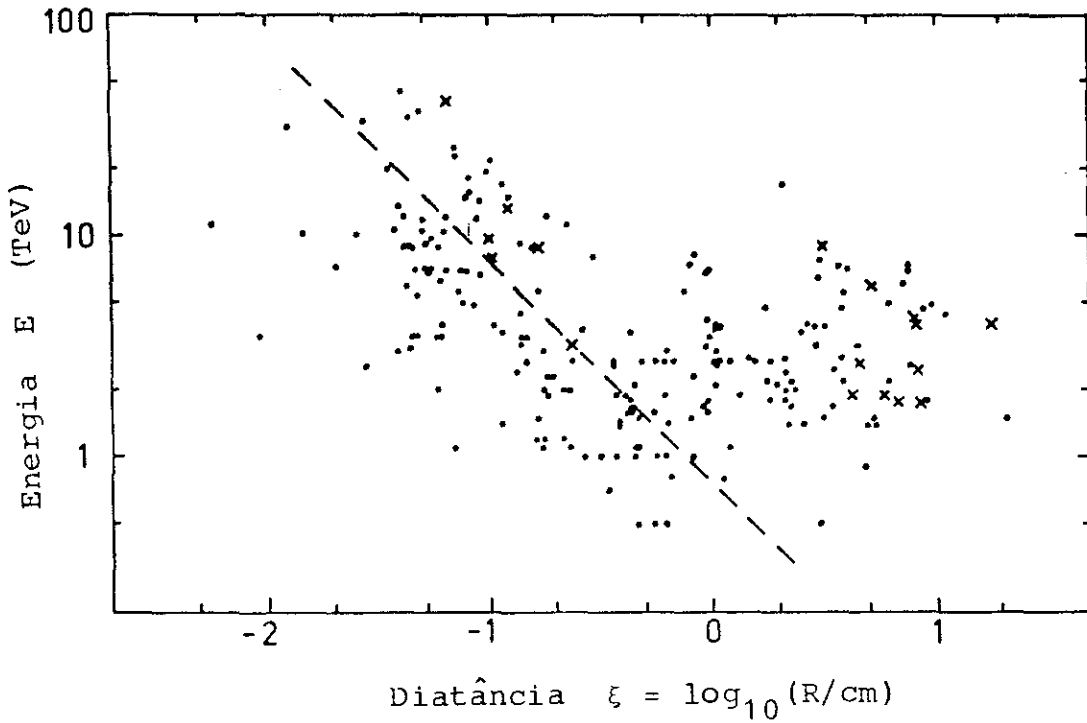


Fig. 4.2.2.1 Correlação entre energia E e distância lateral R dos chuviros observados no P06. Os chuviros hadronicos são indicados por cruces. A linha tracejada representa  $ER=7,5 \text{ GeV m}$ .

As distâncias laterais foram medidas em relação ao centro pesado em energia dos chuviros cujas distâncias ao chuviro mais energético são menores que 0.65 cm. A figura mostra uma correlação negativa na parte do halo, isto é, até 1 cm há um decréscimo da energia com o aumento da distância lateral, enquanto que na região mais externa observa-se um comportamento diferente. A linha pontilhada mostrando a constância de  $ER = 7.5 \text{ GeV m}$  é traçada como guia.

#### 4.2.3 Comparação com simulação de PS

Para analisar o presente evento, que se caracteriza por apresentar uma forte concentração de energia e partículas na parte central como halo e grande espalhamento na parte mais externa, foi feito cálculo de simulação Monte Carlo.

A simulação foi realizada sob as hipóteses de: primário constituído de protons, seção de choque de interação constante e produção de pions do tipo scaling. Os detalhes da simulação são descritos no Apêndice B. Um total de 119 eventos simulados são produzidos na região de energia 1000 - 2000 TeV. A energia média destes eventos é de 1230 TeV com as condições de corte  $E > 1$  TeV,  $(E/\text{TeV}) > (R/\text{cm})^{\log^2}$  e  $R < 10$  cm.

Entre os resultados obtidos no evento P06 destaca-se que a energia do halo é praticamente equivalente a energia total dos chuviros que podem ser observados individualmente na emulsão nuclear, e que o máximo da curva de transição é alcançado a grande profundidade. Sob as três condições de corte, 77 % da energia total e 61 % da multiplicidade total são emitidas no halo do P06.

A Fig. 4.2.3.1 mostra a flutuação, na concentração de energia, vista nos 119 eventos simulados;  $R(77\%)$  representa a distância lateral dentro da qual 77 % da energia total é liberada, e  $f_E$  dá a fração da energia total contida num círculo de raio 0.65 cm. O evento P06 está localizado no centro de um retângulo cujos lados representam desvios de  $\Delta\xi = 0.187$  e  $\Delta f_E/f_E = 20\%$  em relação ao seu centro. Nota-se uma grande flutuação nos pontos correspondentes aos 119 eventos simulados, e uma grande concentração de energia no evento P06 (64).



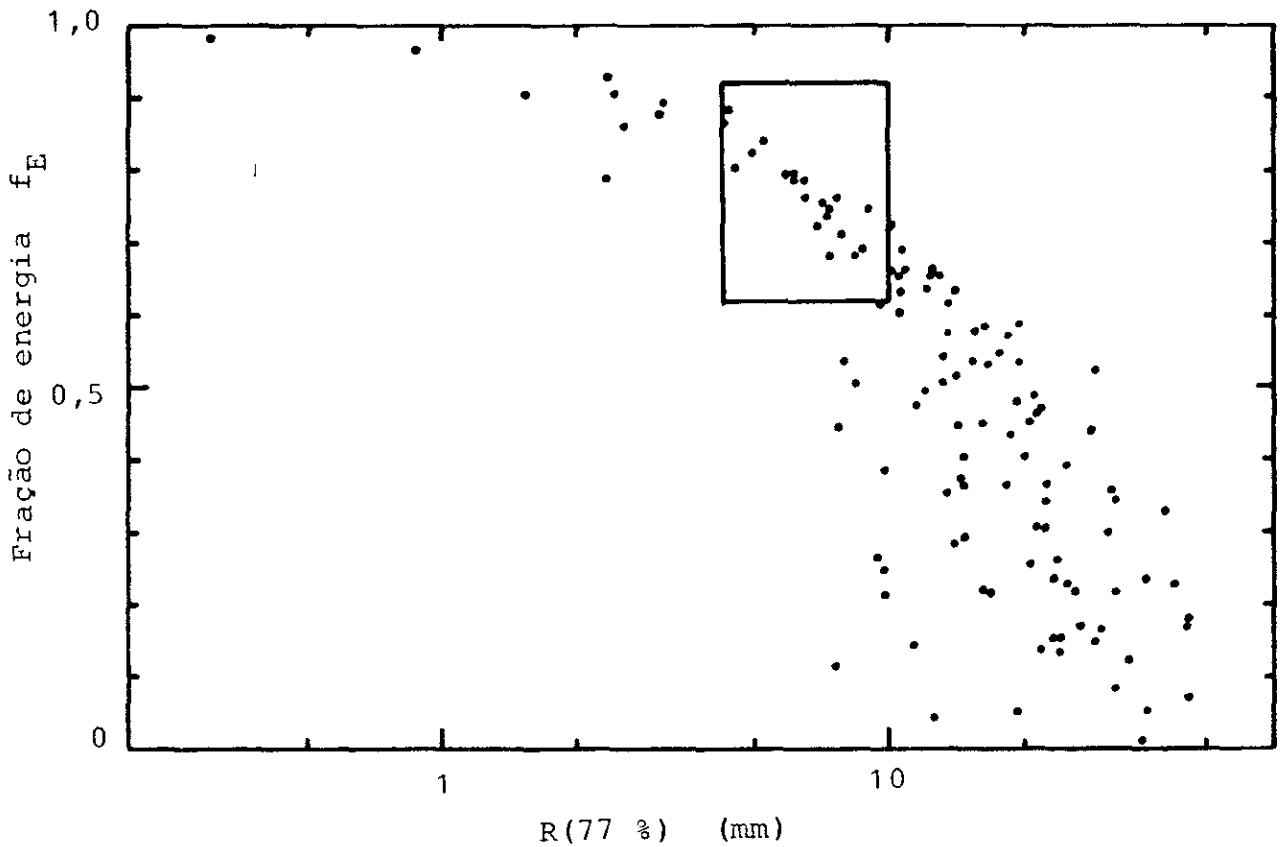


Fig. 4.2.3.1 Correlação entre R(77 %) e  $f_E$ . O evento P06 está no centro do retângulo.

Nas famílias artificiais, conhece-se a posição genética de cada raio gama registrado, e assim pode-se saber quais as contribuições das interações nucleares das diversas gerações sucessivas. A cada geração da cascata nuclear, atribue-se um número, de 1 a n, de acordo com a ordem da contribuição, em energia, para a família, no nível de observação. Assim, a geração com o número um é aquela que contribue com a maior parte da energia para a família, e geralmente é chamada de geração principal. Calcula-se então o valor de pureza definido por

$$P(J) = \frac{\sum_{i=1}^J E(i)}{\sum E(i)} \quad (4.2.3.1)$$

onde  $E(i)$  é a energia da  $i$ (ésima) geração e  $\Sigma E$  é a energia total da família, que é igual a soma de todos os  $E(i)$ . De acordo com a definição acima,  $P(1)$  é a fração da energia correspondente a geração principal da família, e  $P(2)$  é a fração obtida somando-se a contribuição da geração principal com a seguinte a ela. Assim,  $P(1)=E(1)/\Sigma E$  e  $P(2)=(E(1)+E(2))/\Sigma E$ .

A Fig. 4.2.3.2 mostra a flutuação na pureza para os 119 eventos simulados. Os círculos são associados aos 13 eventos que são localizados dentro do retângulo da Fig. 4.2.3.1 e dentro do mesmo tipo de retângulo na flutuação de concentração de partículas.

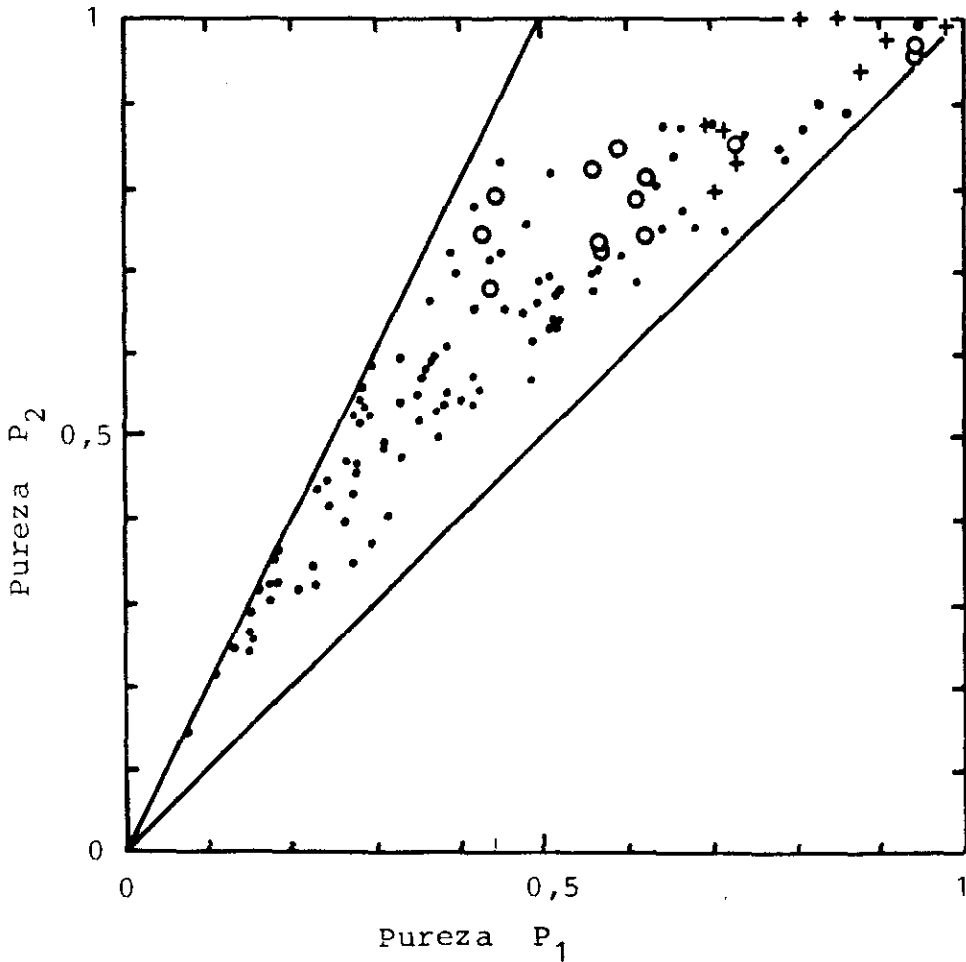


Fig. 4.2.3.2 Flutuação da pureza.

As cruces correspondem aos 9 eventos situados na parte esquerda do retangulo da Fig. 4.2.3.1. Nota-se que a forte concentracao de energia e particulas está sistematicamente associada à alta pureza (64).

Nas Fig. 4.2.3.3 (a,b,c) são apresentadas três espécies de distribuções laterais:

- (a) de número de partículas,
- (b) de energia,
- (c) de (energia)x(distância), ER.

Aí foi excluída a condição de  $R < 10$  cm, para ver o comportamento da região mais externa. Os 119 eventos simulados mostram um pico, nas distribuições de energia e de partículas, em torno de 1 cm, e grandes valores de ER na região mais externa.

Na Fig. 4.2.3.4 são apresentadas as distribuições de energia na forma integral. Para o evento P06 foi usada somente a condição de corte  $R < 10$  cm ; o corte em energia nao foi usado, para se poder ver o comportamento na região de energia mais baixa. A distribuição do P06, especialmente na parte correspondente ao halo, é expressa aproximadamente por uma forma exponencial; a curva expressa por  $N \exp(-N E/\Sigma E)$  com  $N = 100$  e  $E=1000$  TeV é traçada para referência. A distribuição dos 119 eventos simulados tem a forma de potência, mostrando assim como a longa passagem no ar influencia a distribuição de energia do tipo exponencial envolvida em cada interação local.

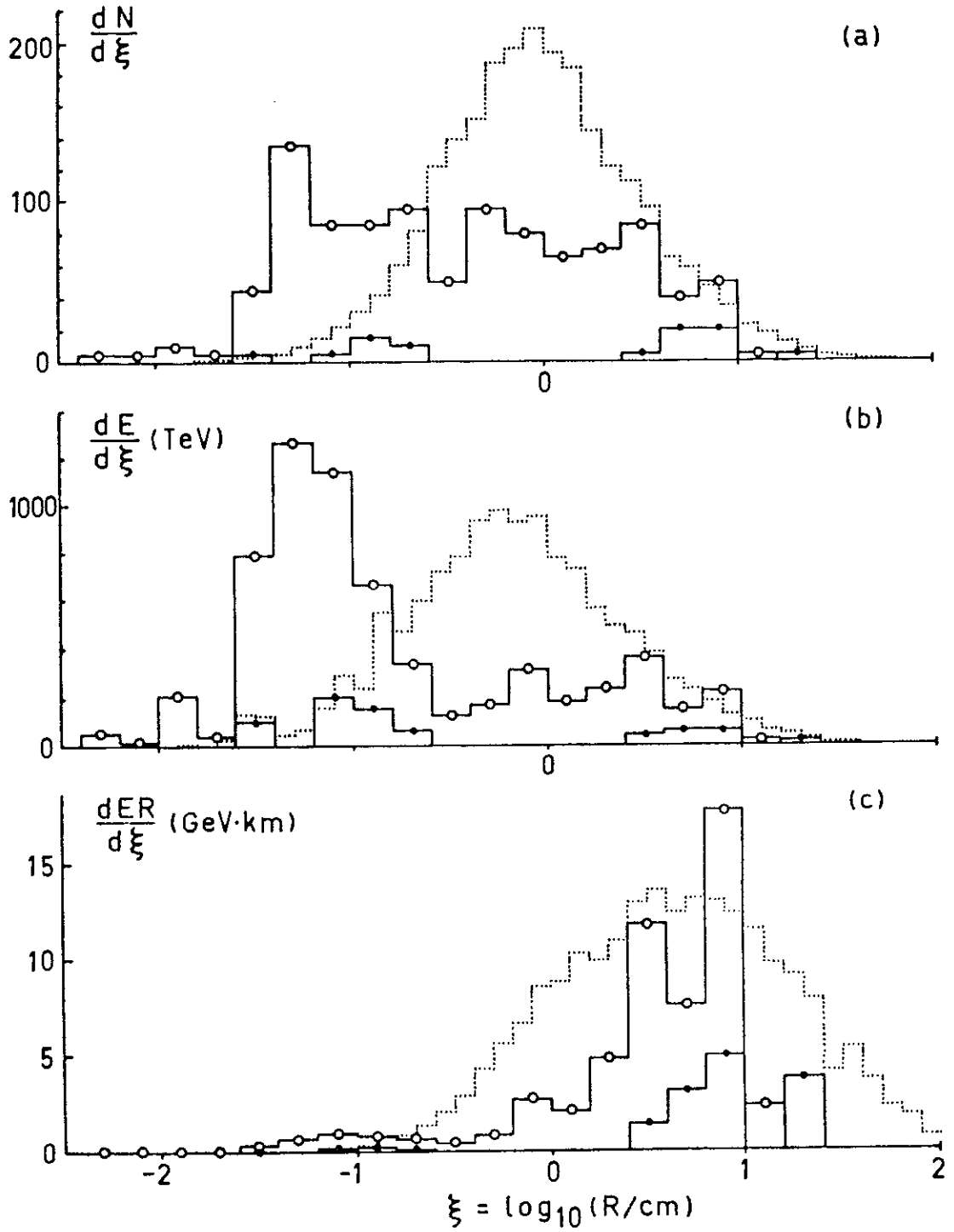


Fig. 4.2.3.3 Distribuições laterais de chuvcios individuais:  
a) número de partículas; b) energia; c) ER  
○ gamas e hadrons do P06, ● hadrons do P06,  
..... 119 eventos simulados

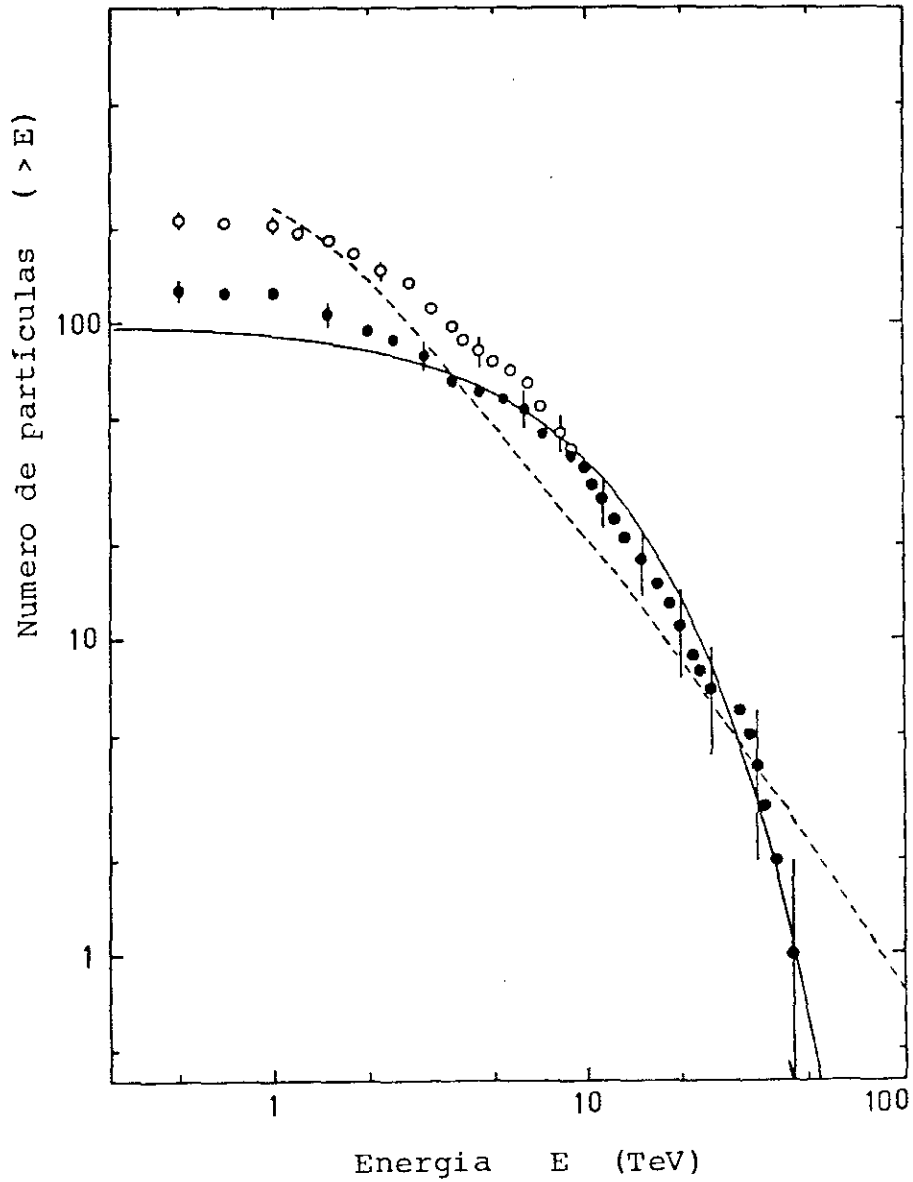


Fig. 4.2.3.4 Distribuições de energia dos chuvereiros individuais , na forma integral.

o chuvereiros individuais do P06, ● somente chuvereiros no halo  
--- 119 eventos simulados, — curva exponencial  
 $100 \exp(-0.1 E)$

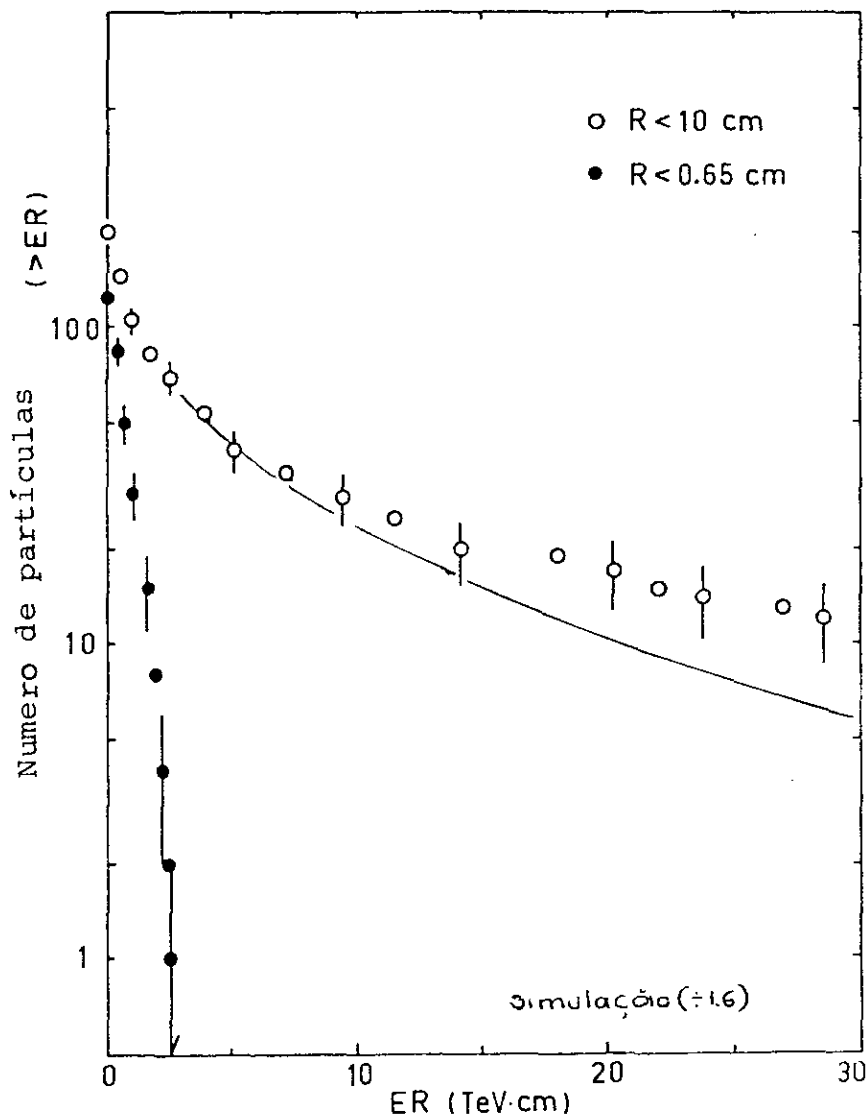


Fig. 4.2.3.5 Distribuições de ER dos chuaveiros individuais, na forma integral.

- o para chuaveiros de  $R < 10$  cm
- para chuaveiros dentro do halo ( $R < 0,65$  cm).

A Fig. 4.2.3.5 mostra as distribuições de (energia)x(distância), ER, dos chuaveiros, na forma integral. Os chuaveiros do halo do P06 são apresentados separadamente, de modo a evidenciar a grande diferença entre o espalhamento lateral do halo e o da região externa. O valor médio de ER no halo foi calculado, e resultou ser igual a 7.2 GeV m, enquanto que o da região mais

externa resultou ser  $\sim 200$  GeV m, isto é, 30 vezes maior. A distribuição dos 119 eventos simulados com uma normalização em ER = 30 GeV m é apresentada.

Destes resultados obtidos, pode-se enumerar as seguintes características especiais do evento P06:

- 1) O grau de concentração de energia e partículas é muito alto: 77 % da energia total e 61 % da multiplicidade total são liberados dentro do halo ( $R=0.65$  cm).
- 2) Energia e partículas são emitidas mais densamente a uma distância lateral muito pequena, o pico estando localizado em aproximadamente 0.5 mm,
- 3) A distribuição de energia deste evento, especialmente da parte do halo, tem uma forma aproximadamente exponencial,
- 4) Muitas partículas são emitidas também na região lateral mais externa, onde um grande valor de  $\langle ER \rangle$  é observado. Uma grande diferença na distribuição de ER é vista entre o halo e a região mais externa (fator  $\sim 30$ ),
- 5) Estrutura azimutal especial é vista na parte do halo.

Como a hipótese da simulação usada é a mais eficiente para produzir alta concentração de energia, devido à dissipação suave de energia, o presente evento parece estar localizado na extremidade da flutuação possível numa propagação normal na atmosfera. Este ponto especial vai ser examinado com outros eventos.

#### 4.3 Concentração de energia e partículas na região central

Como foi descrito na seção anterior, o evento P06 mostra uma forte concentração de energia e partículas na região central (região angular muito para frente). Para estudar melhor este aspecto, aqui analisa-se as super-famílias (incluindo o P06) independentemente se elas são ou não acompanhadas de halo. O importante é que, em todos esses eventos, cada chuveiro constituinte, mesmo na região central, foi identificado e medido. Na Tab. 4.3.1, mostra-se as características destes eventos.

Tab.4.3.1 Características de algumas superfamílias

| Nome do evento | $E_m$<br>(TeV) | $\Sigma E(>E_m)$<br>(TeV) | $\Sigma ER(>E_m)$<br>(TeV mm) | $R_n$<br>(mm) | $R_E$<br>(mm) |
|----------------|----------------|---------------------------|-------------------------------|---------------|---------------|
| Andromeda      | 8,8            | 4384                      | 31,1                          | 8,4           | 1,4           |
| M.A.I          | 2,5            | 1272                      | 10,3                          | 1,7           | 0,9           |
| M.A.III        | 5,0            | 2408                      | 45,8                          | 2,4           | 2,0           |
| Ursa Maior     | 2,6            | 1300                      | 22,6                          | 29,1          | 0,2           |
| P06            | 2,3            | 1155                      | 9,4                           | 0,6           | 0,6           |
| C18S154        | 2,5            | 1261                      | 21,3                          | 4,2           | 1,4           |
| C17S15F1       | 2,4            | 1144                      | 30,6                          | 21,2          | 21,8          |
| C19S174I134    | 2,0            | 1038                      | 4,8                           | 1,0           | 1,1           |
| C19S213I155    | 1,9            | 940                       | 12,7                          | 4,3           | 3,6           |



Toma-se, como centro do evento, o centro pesado em energia dos chuveiros cujas distâncias ao chuveiro mais energético são menores que 1 cm. Coloca-se o corte para espalhamento lateral de  $R < 15$  cm. Afim de comparar os eventos cujas energias abrangem um grande intervalo, usa-se o corte para energia  $E > E_m$  onde  $E_m$  é escolhido de modo que  $E_m / \Sigma E = 0.002$ ; assim, a energia limiar é 2 TeV para eventos com  $\Sigma E = 1000$  TeV. Nos 9 eventos,  $E_m$  varia de 2 a 9 TeV. Para comparar esses 9 eventos com os 119 eventos simulados, as mesmas condições de corte são usadas para estes últimos, isto é,  $R < 15$  cm e  $E_m / \Sigma E = 0.002$ .

Na Fig. 4.3.1 mostra-se a correlação entre os graus de concentração de energia  $R(E)$  e de partículas  $R(N)$  na região central, obtidos das posições dos picos nas distribuições laterais de energia e de partículas em escala logaritmica, respectivamente. Na prática, procura-se um intervalo com  $d\zeta = d\log(R) = 0.2$  que contem a mais alta densidade de energia e partículas, e nesse intervalo determina-se as posições dos picos por

$$\log R(E) = \frac{\sum \zeta_i E_i}{\sum E_i} \quad \text{e} \quad \log R(N) = \frac{\sum \zeta_i}{N} \quad (4.3.1)$$

Na figura são colocados os nove pontos experimentais e os eventos simulados. São apresentadas também as distribuições de  $R(E)$  e  $R(N)$ . Nota-se que os eventos simulados apresentam uma grande flutuação, enquanto que os eventos reais mostram uma concentração mais forte na região central, tanto na distribuição de energia como na de partículas.

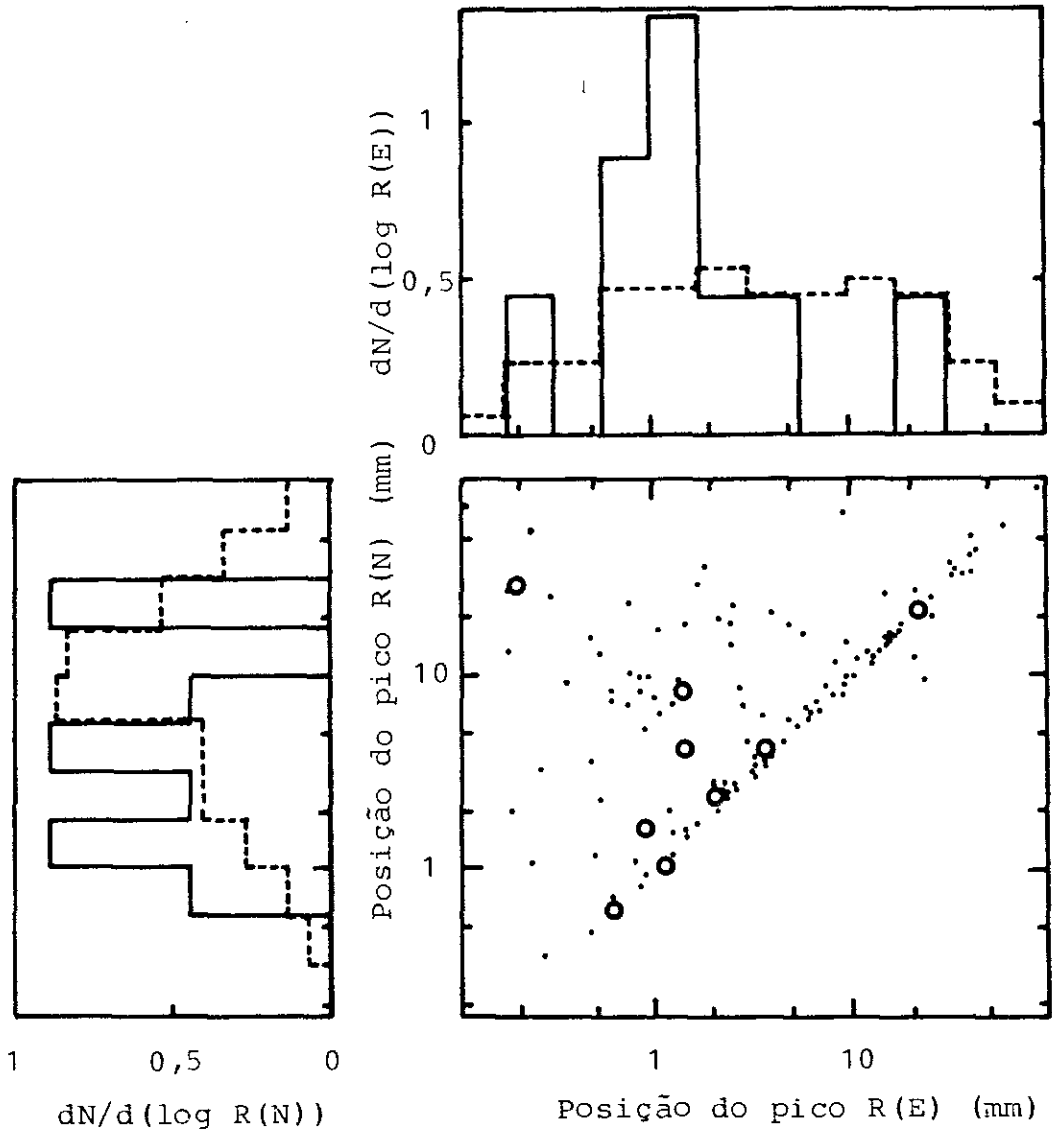


Fig. 4.3.1 Correlação entre R(E) e R(N); distribuições de log R(E) e log R(N).  
o e — para experiência  
· e --- para simulação

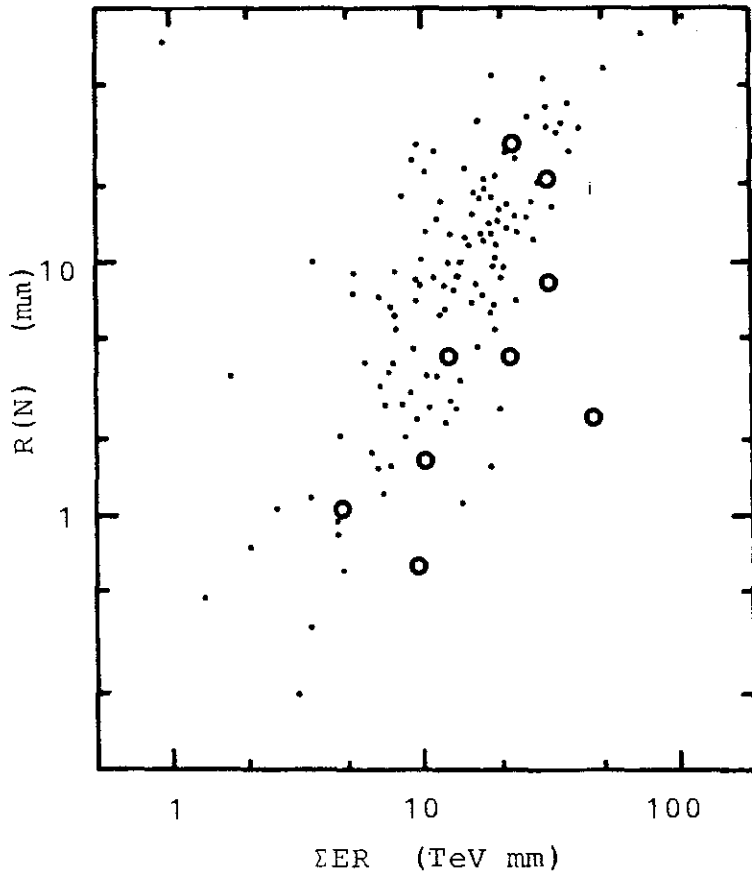


Fig. 4.3.2  
Correlação entre  
 $R(N)$  e  $\Sigma ER$ .  
o experiência  
· simulação

A Fig. 4.3.2 mostra a correlação entre a concentração na região central (expressa por  $R(N)$ ) e o espalhamento lateral dos eventos (expresso por  $\Sigma ER$ ). São representados também aqui os 9 pontos experimentais e os eventos simulados. Nota-se, novamente, uma grande flutuação para os eventos simulados, enquanto os dados experimentais mostram um espalhamento lateral maior. Dos resultados apresentados nessas duas figuras pode-se dizer que os eventos de energia super alta são caracterizados por um grande fluxo de energia, tanto na direção longitudinal como na transversal.

## CAPITULO 5

### DISCUSSÕES E CONCLUSÕES

Descreve-se o procedimento experimental e os resultados das experiências de câmaras de emulsão realizadas pela Colaboração Brasil-Japão no Mt. Chacaltaya dando atenção especial ao fenômeno de produção múltipla de pions na região de energia  $E_0 \sim 100$  TeV e ao fenômeno na região de energia super-alta  $\sum E_T > 1000$  TeV.

Os resultados experimentais dos eventos C-jatos em torno de 100 TeV podem ser resumidos do seguinte modo:

- 1.- A medida que a energia aumenta, a multiplicidade aumenta mais rapidamente do que o indicado pela forma  $\log(s)$ .
- 2.- A medida que a energia aumenta, o  $P_t$  médio também aumenta. O desvio da distribuição de  $P_t$  da forma exponencial é mais notável na região de grande  $P_t$ .
- 3.- A medida que a multiplicidade (ou densidade de partículas no espaço de rapidez) aumenta, o valor de  $P_t$  médio aumenta. Esta correlação positiva foi primeiro observada nas experiências da Colaboração Brasil-Japão e sua origem é dinâmica.

Estes resultados indicam a violação do scaling de Feynman, ou produção de bola-de-fogo pesada.

Estes aspectos gerais da produção múltipla de pions foram revelados primeiramente pelas experiências da Colaboração Brasil-Japão, e mais tarde confirmados pelas experiências no colisor SppS do CERN. Isto serviu como um importante ponto de calibração

na precisão das experiências com câmara de emulsão em montanhas. Os físicos de acelerador com frequência citavam resultados dos estudos dos C-jatos; por exemplo Rushbrooke disse em seu "rapporteur talk" na "International Europhysics Conference on High Energy Physics" (65), "In judging experimental evidence from cosmic-ray data, it is wise not to forget that most, if not all, of the experimental facts described in Sections 2 and 3 were correctly foretold from such work - the cosmic-ray detectors basically got the picture at the SpS collider right (total cross-section,  $\langle n_{ch} \rangle$ ,  $dN/d\eta$  and scaling, dependence of  $\langle p_T \rangle$  on  $n_{ch}$ , increasing baryon-antibaryon and heavy flavour production, transverse energy,....)".

Se se interpreta os dados experimentais em termos do modelo da bola de fogo, é preciso introduzir bolas de fogo mais pesadas (tipo Açú e tipo Guaçu) em adição ao tipo Mirim. É bom notar que o scaling sobrevive nos eventos do tipo Mirim. A frequência de produção dos três tipos de fenômeno mencionados acima, na região de energia de C-jatos, é a seguinte:

Mirim (40/80), Açú (39/80) e Guaçu (1/80).

Semba (61) analisou os eventos A-jatos na região de energia  $\sum E_\gamma = 100 - 300$  TeV com auxílio dos eventos C-jatos e encontrou que a frequência relativa entre Mirim e Açú é  $R(\text{Mirim}/\text{Açú}) \sim 35/60$ . Parece que a fração de Açú aumenta quando a energia cresce.

Afim de estudar os aspectos típicos dos fenômenos na região de energia super-alta,  $\sum E_\gamma > 1000$  TeV, que será a principal região de interesse das próximas experiências com câmara de

emulsão, analisou-se os dados das super-famílias da Colaboração Brasil-Japão, com base na informação experimental detalhada de um evento interessante, o chamado P06.

A parte central do evento é vista na parte superior da câmara superior como uma mancha de pequeno tamanho nos filmes de Raios X tipo N e vai se desenvolvendo consideravelmente no material da câmara e se apresenta como grande área escura definida como "halo". A energia total medida na forma de chuveis eletromagnéticos é 1275 TeV, sendo que 217 chuveis são observados nas placas de emulsão nuclear.

O evento mostra algumas características, como segue,

- 1) O grau de concentração de energia e partículas é muito alto: 77 % da energia total e 61 % da multiplicidade total são liberados no halo de raio 0.65 cm.
- 2) Energia e partículas são liberadas mais densamente para pequena distância lateral, a posição do pico sendo 0.5 mm em escala logarítmica.
- 3) A distribuição de energia deste evento, especialmente na parte do halo, é expressa por uma forma exponencial.
- 4) Muitas partículas são emitidas na região mais externa onde um grande "flow" de ER é observado. Uma grande diferença na distribuição de ER é vista entre a parte do halo e a parte mais externa (fator  $\sim 30$ ).
- 5) Estrutura azimutal especial na parte do halo.

Os itens 1-3 indicam que este evento não sofre grande degradação de cascata durante sua passagem na atmosfera. A simulação mostra que uma alta concentração de energia e

partículas está associada com alta pureza dos eventos. O item 3 indica que a forma exponencial original para a produção é mantida no nível de observação. A equivalência, entre energia do halo e soma das energias dos chuveiros individuais, suporta esta consideração.

Sobre o item 5, é interessante notar que o grupo de Pamir (66) observou alguns eventos com halos exibindo uma estrutura azimutal especial.

Quatro superfamílias com halo foram analisadas em comparação com cálculo da simulação.

Da posição de pico do halo e da energia liberada dentro do halo, nota-se que a parte do halo pode ser explicada pela hipótese de proton como partícula primária e interação tipo scaling. Se se supuser que os raios cósmicos primários são núcleos pesados, obtém-se um espalhamento lateral, pesado em energia, maior que o experimental.

Na correlação entre hadrons e raios gama, os eventos Andromeda e M.A. III estão situados na região de simulação em que os primários considerados são núcleos pesados. Esses eventos podem ser do tipo Centauro, que podem dar um alto depósito de energia hadrônica e de número hadrônico. O evento P06 está localizado na região que corresponde ao proton como primário; o evento Ursa Maior está na região intermediária. Nota-se, pois, que há uma variedade de tipos de super famílias.

Nove super-famílias foram analisadas para estudar o grau de concentração de energia e partículas na região central,

independentemente se elas são acompanhadas com halo ou não. Para os eventos com halo, toma-se como centro da família o eixo que coincide com o centro do halo, e estuda-se a posição do pico da emissão de partículas e energias.

Desse estudo parece que as super-famílias tem uma tendência em apresentar uma concentração de energia e partículas na região central (região angular muito para frente) mais forte que a obtida na simulação com prótons primários e interação tipo scaling. Pode-se concluir como um dos aspectos importantes das super-famílias a emissão de grande quantidade de energia tanto na direção longitudinal como na transversal.

Este resultado indica a possibilidade de que os fenômenos na região de energia super alta podem produzir grandes momentos transversais e ao mesmo tempo uma forte concentração de energia e partículas na direção muito para frente, com pequenos momentos transversais e grande multiplicidade; isto deve ser examinado mais detalhadamente, junto com outras características (forte natureza penetrativa vista nos eventos Andromeda e M.A.III, estrutura azimutal especial vista no evento P06 e nos eventos da Colaboração Pamir, etc.) nas futuras experiências com câmara de emulsão.



APÊNDICE A

CONCEITOS USADOS EM RAIOS CÔSMICOS E EM ACELERADORES

- Rapidez

$$y = y(p, \theta, m) = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_{||}}{E-p_{||}}$$

No caso particular em que  $m = 0$  (ex. raio gama) tem-se a pseudo rapidez

$$\begin{aligned} \eta = \eta(\theta) &= \frac{1}{2} \ln \frac{P+P_{||}}{P-P_{||}} \\ &= \frac{1}{2} \ln \frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} \\ &= - \ln \operatorname{tg}\theta/2 \quad . \end{aligned}$$

Para  $p \gg m$ ,

$$y \cong \eta$$

Em raios cômicos as variáveis usadas são:

a)  $\xi = \log \tan\theta$

b)  $f_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{\Sigma E_{\gamma}}$  energia fracionária

$$k_{\gamma} = \frac{\Sigma E_{\gamma}}{E_0} \quad \text{inelasticidade em gama .}$$

Em experiências com acelerador utiliza-se a variável

$x = 2p_{||}/\sqrt{s}$ , que é relacionada à rapidez por

$$x = 2p_{||}/\sqrt{s} = \frac{2}{\sqrt{s}} m_T \sinh(y)$$

onde  $m_T = \sqrt{(m^2 + p_T^2)}$ . No caso de raios gama, pode-se escrever

$x_{\gamma} = E_{\gamma}/E_0$  resultando a seguinte relação entre os dois tipos de experiências

$$k_{\gamma} f_{\gamma} = x_{\gamma} \quad .$$

Apêndice B --- Simulação Monte Carlo ---

Construiu-se uma simulação Monte Carlo para estudar o grau de concentração de energia e partículas na região central.

Foi adotada a hipótese de proton primário, livre percurso médio de interação constante e produção de pion do tipo scaling, que sabe-se ser a mais eficiente para produzir elevada concentração de energia e partículas na região central devido à suave dissipação de energia ou forte penetração.

Se se inclui alguns núcleos nos primários, se varia a seção de choque ou se introduz violação de scaling, então as famílias artificiais contem as características de concentração fraca na região central e grande espalhamento lateral.

O procedimento do Monte Carlo usado no presente trabalho é o seguinte,

- 1.- Considerou-se somente protons como raios cósmicos primários com espectro de energia do tipo  $E^{-2.7} dE$ .
- 2.- Usou-se os valores de 80 e 120 gr/cm<sup>2</sup> para livre percurso médio de interação para protons e pions respectivamente.
- 3.- Considerou-se a distribuição uniforme de  $x (= 2p_{\perp} / \sqrt{s})$  e a forma  $\exp(-4p_{\perp})$  para partículas "leading", onde  $p_{\perp}$ ,  $p_{\parallel}$  e  $\sqrt{s}$  representam respectivamente, momento longitudinal, momento transversal e a energia de colisão no sistema c.m..
- 4.- Somente pions são produzidos como partículas secundárias com igual probabilidade para cada estado de carga.
- 5.- Para pions secundários, tomou-se a distribuição de rapidez,

$$[1 + \exp\{(y-y_0)/\Delta\}]^{-1}$$

onde  $\Delta = 0.54$  e  $\gamma_0 = 3 + \ln(s/53)$ . A distribuição de  $p_T$  é exponencial com valor médio

$$\frac{2}{6} [1 - \exp\{-0.21(y_m + 1,9)^2\}] \quad \text{GeV/c}$$

onde  $-y_m$  é a rapidez no sistema espelho (ou projétil).

Estes coeficientes foram estudados na ref. (35) e esta escolha de  $y$  e  $p_T$  resulta em  $\exp(-8x)$  para  $x > 0.1$  independentemente da energia de colisão, e em patamar de rapidez constante de altura 1,1 para cada estado de carga. Pode-se considerar o modelo desta simulação como do tipo scaling.

Para converter a energia do hadron em energia observada supos-se a distribuição de inelasticidade de raio-gama com valor médio  $1/6$ . Para a energia limiar de detecção foi estabelecido o valor 1 TeV, e somente os eventos que caíram no intervalo de energia 1000 - 2000 TeV foram registrados. Não se atribuiu corte para a distância lateral nesta fase, mas quando se comparou com os eventos reais colocou-se algumas condições também para os eventos simulados. Obteve-se 119 eventos artificiais com energia média de 1230 TeV.

- (1940) 339.
- (20) ICEF Collaboration, Nuovo Cim. Suppl. 1 (1963) 1039.
- (21) Y. Fujimoto, contribuição para o festschrift para Prof. C. M. G. Lattes, 1984, vol. 1, p. 45.
- (22) C. M. G. Lattes, Tese apresentada a Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo para concurso a catedra de Física superior, 1966.
- (23) M. Akashi et al., Can. J. Phys. 46 (1968) 660.
- (24) C. M. G. Lattes et al., Prog. Theor. Phys. Suppl., 47 (1971) 1.
- (25) C. M. G. Lattes, Y. Fujimoto e S. Hasegawa, Phys. Rep. 65 (1980) 151.
- (26) C. M. G. Lattes et al., Proc. da 13a Conferência Int. Raios cósmicos, Denver, Vol. 4 (1973) 2671.
- (27) J. Bellandi Filho et al., Workshop sobre Interações de Raios Cósmicos e Resultados de Altas Energias, La Paz e Rio de Janeiro, 1982, p. 42.
- (28) J. Nishimura, Soryushiron Kenkyu (em japonês) 12 (1956) 24.  
O. Minakawa et al., Nuovo Cim. Suppl. 11 (1959) 125.
- (29) R. W. Ellsworth, T. K. Gaisser e G. B. Yodh, Phys. Rev. D23 (1981) 764.
- (30) Y. Sato, H. Sugimoto e T. Saito, J. Phys. Soc. Japan 41 (1976) 1821.  
H. Sugimoto, Nuovo Cim. 53A (1979) 82.
- (31) J. A. Chinellato et al., Prog. Theor. Phys. Suppl. 76 (1983) 1.
- (32) T. Kafka et al., Phys. Rev. D16 (1977) 1261.
- (33) T. Tabuki, Prog. Theor. Phys. Suppl. 76 (1983) 40.
- (34) M. G. Albrow et al., Nucl. Phys. B155 (1979) 39.

- (35) N. Arata, Nucl. Phys. B211 (1983) 189.
- (36) K. Jaeger et al., Phys. Rev. D11 (1975) 1756 e 2405.
- (37) K. R. Schubert et al., Proc. 16a Conferência Int. sobre Física de Alta Energia, Batavia, vol.1 (1972) 244.
- (38) K. Alpgard et al., Phys. Lett. 107B (1981) 310 e 315.
- (39) G. A. Alner et al., Z. Phys. C33 (1986) 1.
- (40) N. M. Amato, N. Arata e R. H. C. Maldonado, Proc. 18a Conferência Int. de Raios Cósmicos, Bangalore, vol.11 (1983) 145.
- (41) B. S. Chaudhary e P. K. Malhotra, Nucl. Phys. B86 (1975) 360.
- (42) S. Tasaka et al., Phys. Rev. D25 (1982) 1765.
- (43) G. Neuhofer et al., Phys. Lett. 38B (1972) 51.
- (44) W. Thome et al., Nucl. Phys. B129 (1977) 365.
- (45) V. V. Aivazyan et al., Phys. Lett. 209B (1988) 103.
- (46) B. Y. Oh et al., Nucl. Phys. B116 (1976) 13.
- (47) T. G. Gaisser e F. Halzen, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1754.
- (48) G. Arnison et al., Phys. Lett. 107B (1982) 320.
- (49) A. Ohsawa, ICR-Report-112-83-6 (1983) 65.
- (50) S. Yamashita, J. Phys. Soc. Japan, 54 (1985) 529.
- (51) J. A. Chinellato, Tese de doutoramento, UNICAMP - 1981.
- (52) J. Kato e M. Yoshioka, Uchusen-Kenkyu (em japonês) 22 (1977) 43.
- (53) N. M. Amato, N. Arata e R. H. C. Maldonado, Nuovo Cim. 10C (1987) 559.
- (54) K. Sawayanagi, Proc. Simp. Int. sobre Raios Cósmicos e Física de Partículas, Tokyo, 1984, p.116.
- (55) J. A. Chinellato et al., Proc. Simp. Int. sobre Interações de Raios Cósmicos de Energia muito Alta, Lodz, 1988, p.309.
- (56) Colaboração Pamir, Proc. 18a Conferência Int. Raios

Cósmicos, Bangalore, 1983, vol. 5, p. 437.

A. S. Borisov et al., Proc. Simp. Int. sobre Raios Cósmicos e Física de Partículas, Tokyo, 1984, p. 3; Proc. 20a Conferência Int. Raios Cósmicos, Moscow, 1987, vol. 5, p. 383.

(57) J. R. Ren et al., Proc. 20a Conferência Int. Raios Cósmicos, Moscow, 1987, vol. 5, pp. 371 e 375.

(58) M. Akashi et al., Nuovo Cim. 67A (1982) 221.

(59) J. R. Ren et al., Proc. 20a Conferência Int. Raios Cósmicos, Moscow, 1987, vol. 5, p. 375.

(60) M. Shibata, Phys. Rev. D24 (1981) 1847.

(61) H. Semba, Prog. Theor. Phys. Suppl. 76 (1983) 111.

(62) I. Ohta, Prog. Theor. Phys. Suppl. 47 (1971) 271.

I. Ohta et al., Nucl. Inst. Meth. 161 (1979) 35.

(63) H. Semba, Proc. Simp. Int. sobre Raios Cósmicos e Física de Partículas, Tokyo, 1984, p. 211.

(64) N. M. Amato, N. Arata e R. H. C. Maldonado, Proc. Simp. Int. sobre Interações de Raios Cósmicos de Energia Super-alta, Beijing, 1986, 4-37.

(65) J. G. Rushbrooke, "Rapporteur talk" na Conferência Internacional Eurofísica sobre Física de Alta Energia, Bari, 1985; CERN-EP/85-178.

(66) S. A. Slavatinsky, Proc. Simp. Int. sobre Interações de Raios Cósmicos de Energia muito Alta, Lodz, 1988, vol. 2, p. 90.

"INTERAÇÕES NUCLEARES DE RAIOS CÔSMICOS DE ALTAS ENERGIAS  
OBSERVADAS NAS EXPERIÊNCIAS COM CÂMARAS DE  
EMULSÃO EM CHACALTAYA"

REGINA HELENA CEZAR MALDONADO


Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:



Neusa Amato - Presidente



Naoyuki Arata - Co-orientador



Edison Hiroyuki Shibuya



Yojiro Hama



João Carlos Costa dos Anjos



Odilon Antonio Paula Tavares