

ESTIMATIVA DO FLUXO VERTICAL ABSOLUTO DA COMPO
NENTE ELETROMAGNÉTICA DA RADIAÇÃO CÔSMICA EM
CHACALTAYA (5220m ACIMA DO NÍVEL DO MAR, PRO
FUNDIDADE ATMOSFÉRICA 540 g/cm^2).

Carola Dobrigkeit Chinellato

Orientador: Prof. Dr. Cesare M. G. Lattes

Tese submetida ao Instituto de Física Gleb
Wataghin da Universidade Estadual de Campi
nas como parte dos requisitos para obten
ção do grau de doutor em Ciências.

1982

02/37166

I. FÍSICA - UNICAMP	
n.º classif.	TD
	CE41e
	OR.
29106/85	TD/515

CM 000 292311

199902888

RESUMO

A partir de cascatas eletromagnéticas detetadas em câmaras de fotoemulsões e chumbo estima-se o fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética da radiação cósmica em Chacaltaya (Bolívia, 5220m acima do nível do mar), para energias entre 3 e 100 TeV.

Procura-se particularmente estudar a influência de:

- i) eficiência de detecção de cascatas eletromagnéticas;
- ii) flutuações nas medidas da energia de cascatas eletromagnéticas;
- iii) flutuações na determinação do ângulo zenital de cascatas eletromagnéticas.

O fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa em Chacaltaya também é estimado, para energias sob forma de gamas entre 3 e 100 TeV.

Com base no fluxo vertical absoluto obtido para a componente eletromagnética e em hipóteses bastante gerais de "similaridade" dos espectros, calculam-se as razões de produção de gamas e píons em Chacaltaya e no topo da atmosfera, o fluxo de píons em Chacaltaya, o fluxo de muons em Chacaltaya e ao nível do mar e o fluxo de neutrinos muônicos em Chacaltaya.

A partir do fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa em Chacaltaya obtém-se uma estimativa para o fluxo de hádrons no topo da atmosfera.

Os valores obtidos para os fluxos verticais absolutos da componente eletromagnética e nuclearmente ativa em Chacaltaya são comparados com resultados correspondentes de outros grupos (em diferentes profundidades atmosféricas). Também são comparadas as estimativas obtidas para o fluxo de muons ao nível do mar e para o fluxo de hádrons primários.

ABSTRACT

The absolute vertical flux of the electromagnetic component of cosmic ray radiation in Chacaltaya (Bolivia, 5220m over sea level) in the energy region between 3 and 100 TeV is estimated, from electromagnetic cascade showers detected by emulsion chambers.

Particular account is taken of the influence of:

- i) probability of detection of electromagnetic cascade showers;
- ii) fluctuation in the energy measurements of electromagnetic cascade showers;
- iii) fluctuation in the determination of the zenith angle of electromagnetic cascade showers.

The absolute vertical hadron flux in Chacaltaya is also estimated for energies, released into gamma rays in nuclear interactions, between 3 and 100 TeV.

Based on the obtained vertical fluxes for the electromagnetic component and on very general assumptions of "similarity" of spectra, the production rates for gamma rays and pions at Chacaltaya and at the top of the atmosphere, the pion flux at Chacaltaya, the muon flux at Chacaltaya and at sea level as well as the muon-neutrino flux at Chacaltaya are calculated.

The hadron flux at the top of the atmosphere is estimated from the vertical hadron flux at Chacaltaya.

The obtained values for the absolute vertical fluxes of electromagnetic and hadronic components at Chacaltaya as well as for muon flux at sea level and primary hadrons are compared with corresponding results of other groups at different atmospheric depths.

Capítulo I	- Prefácio.....
Capítulo II	- Proposição.....
Capítulo III	- Introdução.....
	a) Descoberta da Radiação Cômica.....
	b) Radiação Cômica Primária e Secundária.....
	c) Morfologia da Radiação Cômica.....
Capítulo IV	- Procedimento Experimental.....
	1) Descrição das câmaras de fotoemulsões e chu - bo.....
	2) Processamento químico das fotoemulsões.....
	3) Busca de eventos.....
	4) Determinação da Energia das cascatas eletro - magnéticas individuais.....
	a) Método da Contagem de Traços.....
	b) Método de Determinação da energia de casca - tas eletromagnéticas por fotonetria.....
	5) Determinação da energia de cascatas eletromag - néticas sobrepostas (Pb-jatos).....
	6) Medida do Ângulo Zenital das cascatas eletro - magnéticas.....
Capítulo V	- Resultados Brutos
	a) Procedimento
	1) Fluxo Vertical Absoluto da Componente Ele - tromagnética.....
	i) Estudo do Espectro Energético de Gamas.
	ii) Espectro Zenital.....
	iii) Estimativa do Fluxo.....
	2) Fluxo Vertical Absoluto da Componente Nu -

	clearmente Ativa.....
b)	Resultados Brutos.....
	1) Componente Eletromagnética.....
	Câmara 8
	i) Espectro Energético.....
	ii) Espectro Zenital.....
	iii) Fluxo Vertical Absoluto.....
	Câmara 11
	i) Espectro Energético.....
	ii) Espectro Zenital.....
	iii) Fluxo Vertical Absoluto.....
	2) Componente Nuclearmente Ativa.....
	i) Espectro Energético.....
	ii) Espectro Zenital.....
	iii) Fluxo Vertical Absoluto.....

Capítulo VI	- Resultados Corrigidos para os fluxos verticais das componente eletromagnética e nuclearmente ativa.....
	a) Estudo da Eficiência de Detecção de Cascatas Eletromagnéticas.....
	i) Procedimento.....
	ii) Resultados-Eficiência de Detecção de Cascatas eletromagnéticas de gamas.....
	iii) Resultados-Eficiência de Detecção de Pb-jatos.....
	iv) Busca Repetida.....
	v) Valor Final Estimado para a Eficiência...
	b) Influência de Flutuações na Determinação da Energia de Cascatas Eletromagnéticas- Convolução Energética.....

- i) Erro na Determinação da Energia da Casca-
ta Eletromagnética.....
- ii) Convolução Energética.....
- iii) Resultados.....
- c) Influência de Flutuações na Determinação do
Ângulo Zenital de Cascatas Eletromagnéticas-
Convolução Zenital.....
 - i) Erros na Determinação do Ângulo Zenital..
 - ii) Convolução Zenital.....
 - iii) Resultados.....
- d) Conclusão.....
- e) Comparação dos Fluxos Verticais Absolutos da
Componente Nuclearmente Ativa com Resultados
Anteriores da C.B.J.....

- Capítulo VII - Comparação com Resultados de Outros Grupos para
a Componente Eletromagnética, Nuclearmente Ati-
va e Mesônica.....
- 1) Componente Eletromagnética.....
 - a) Variação com a Profundidade Atmosférica..
 - b) Razões de Produção de Gamas.....
 - 2) Componente Piônica.....
 - a) Razão de Produção de Píons.....
 - b) Fluxos de Píons.....
 - 3) Componente Muônica-Fluxo de Múons.....
 - 4) Componente Neutrínica-Fluxo de Neutrinos Muô-
nicos.....
 - 5) Componente Nuclearmente Ativa.....
 - a) Variação com a Profundidade Atmosférica..
 - b) Fluxo Primário.....

Capítulo VIII - Conclusão.....

Apêndice I	-	Processamento Químico das Fotoemulões.....
Apêndice II	-	Análise S-F.....
Apêndice III	-	Estimativa do Expoente de uma Distribuição do tipo Potência, a partir de dados experimentais, pelo Método da Máxima Verossimilhança.....
Apêndice IV	-	Distribuição Angular Zenital.....
Apêndice V	-	Análise de uma Função em Polinômios de Legendre.....
Apêndice VI	-	Convolução Energética.....
		a) Introdução.....
		b) Convolução Energética propriamente dita.....
		c) Conclusões.....
		d) Simulação pelo Método de Monte Carlo.....
Apêndice VII	-	Convolução Zenital.....
		a) Introdução.....
		b) Convolução Zenital propriamente dita.....
		c) Resultados.....
		1) Câmara 8.....
		2) Câmara 11.....
Figuras.....		
Referências.....		
Agradecimentos.....		

Prefácio:

Este trabalho tem por objetivo primordial a estimativa do fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética da radiação cósmica em Chacaltaya, a partir de medidas e análise de cascatas e letromagnéticas detetadas em 'câmaras de fotoemulsões e chumbo', expostas pela Colaboração Brasil-Japão no Monte Chacaltaya, Bolívia (altitude 5220m acima do nível do mar, pressão atmosférica 540 g/cm²), desde 1962.

A Colaboração Brasil-Japão originou-se de uma sugestão feita ao Prof. Cesar Lattes pelo Prof. Hideki Yukawa, em 1959, para um trabalho conjunto de grupos brasileiros e japoneses no estudo da radiação cósmica, com a finalidade principal de obter informações sobre a estrutura subnuclear* (ref. 1). Desde 1962 esta Colaboração vem expondo câmaras de emulsões nucleares, filmes de raio-X e chumbo em Chacaltaya, visando o estudo de interações nucleares de alta energia (E_0 na faixa de 10^{13} a 10^{16} eV), causadas pela componente nuclearmente ativa da radiação cósmica com núcleos (núcleons) da atmosfera e observadas através da componente eletromagnética resultante dos decaimentos de hádrons de vida curta**.

O Monte Chacaltaya foi escolhido para a exposição das câmaras da C.B.J. devido ao fato de estar próximo ao equador geomagnético, ser de fácil acesso em qualquer época do ano e ter uma altitude apropriada para a atmosfera acima desempenhar o duplo papel de absorvedor e de alvo natural de interações induzidas pela radiação cósmica. Este local já havia se tornado conhecido com a descoberta por Lattes, Occhialini e Powell dos mésons π e μ , em 1947, com emulsões nucleares ali expostas à radiação cósmica (ref. 2).

* A carta do Prof. Yukawa falava também em "to understand what matter really is", considerado por C.Lattes um exagero de otimismo.

** Por hádrons de vida curta entende-se aqueles que decaem antes de interagir: trata-se, na maioria dos casos no intervalo de energia considerado, do decaimento de mésons neutros, como se pode comprovar estudando jatos produzidos em camada de piche.

Desde sua formação a C.B.J. já expôs 19 câmaras, estando a vigésima em exposição. Inicialmente os objetivos concentraram-se no aspecto morfológico da radiação cósmica, fase essa que inclui até a câmara 11. Posteriormente a C.B.J., sem abandonar a morfologia, vem estudando as características das interações nucleares propriamente ditas, principalmente no que se refere ao processo de produção múltipla de partículas (hádrons)***.

Desde 1967 a C.B.J. vem apresentando evidências das existência de estados intermediários em colisões nucleares de energia elevada. Estes produtos intermediários ficaram conhecidos pelo nome de "Bolas de Fogo" (G.Cocconi, ref. 3). Admite-se que estes estados intermediários decaem em hádrons.

Os resultados da C.B.J. sobre estados intermediários estão descritos no artigo de revisão de Lattes, Fujimoto e Hasegawa (ref. 4).

No que segue não se entrará em detalhes quanto aos modelos de estados intermediários, por ser este trabalho de caráter essencialmente morfológico, no qual se adota hipóteses bastante gerais de 'similaridade' na produção dos espectros.

Alguns dos trabalhos apresentados e publicados pela C.B.J. desde 1962 podem ser acompanhados pelas ref. 5 a 16.

A composição científica da parte brasileira da C.B.J. é atualmente a seguinte:

- 1) Universidade Estadual de Campinas, Campinas
J.Bellandi Filho, J.A.Chinellato, C.Dobrigkeit, C.M.G.Lattes, M.J.Menon, C.E.Navia O., K.Sawayanagi, E.H.Shibuya, A.Turtelli Jr.
- 2) Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro
N. Amato, N.Arata****, F.M.Oliveira Castro
- 3) Instituto de Física: Universidade Estadual Fluminense, Niteroi
R.C. Maldonado

A parte japonesa está composta atualmente dos seguintes membros:

*** Por produção múltipla entende-se que as partículas produzidas provêm de uma única interação hádron-núcleon.

**** Em licença de Aoyama Gakuin University, Tokyo, Japão.

- 1) Science and Engineering Research Laboratory; Waseda University, Tóquio:
H.Aoki, Y.Fujimoto, S.Hasegawa, H.Kumano, H.Semba, T.Tabuki, M. Tamada, K.Tanaka, S.Yamashita.
- 2) Department of Physics, Aoyama Gakuin University, Tóquio:
T.Shibata, K.Yokoi
- 3) Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tóquio:
A.Ohsawa

No grupo de Campinas exercem funções técnico-administrativas:

M.A.Borelli, A.O. de Carvalho, S.Fonseca, M.G.S.Mello, A.L.R.de Oliveira, J.X. de Oliveira, R. de Oliveira.

Proposição:

Tradicionalmente o estudo da passagem da radiação cósmica através da atmosfera tem-se revelado eficiente na investigação de características de interações a elevada energia ($E \geq 10^{12}$ eV) entre "partículas elementares" no ar. A atmosfera desempenha o triplo papel de alvo, produtor de partículas secundárias e absorvedor, permitindo ainda a multiplicação destas partículas secundárias através do processo de formação de 'cascatas' no ar.

Vários grupos de pesquisa, além da C.B.J., vem empregando câmaras de emulsões nucleares e filmes de raio X para a detecção e determinação da energia de partículas (primárias e secundárias) da radiação cósmica (por exemplo, Colaboração Pamir, Colaboração Monte Fuji, ref. 16). Este método de detecção traz várias vantagens sobre outros também usados (câmaras de ionização, calorímetros, entre outros), essencialmente devido à sua simplicidade e boa resolução espacial e angular, embora haja a desvantagem da ausência de resolução temporal. A exposição destas câmaras pelos vários grupos tem sido feita em diferentes profundidades atmosféricas, com exposições em montanhas (ref. 16 a 32), aviões (ref. 33 a 35), balões (ref. 36 a 39) e satélites (ref. 40), permitindo particularmente o estudo das características da componente eletromagnética e nuclearmente ativa (hadrônica) da radiação cósmica.

Dentre os estudos da C.B.J. desde o início de seus trabalhos na década de 60, destaca-se a estimativa do fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética da radiação cósmica.

Os resultados para o expoente do espectro energético integral β e do fluxo vertical absoluto de gamas (entende-se aqui também os elétrons e pósitrons, genericamente englobados na denominação de gamas, para a componente eletromagnética), bem como para o caminho livre médio de absorção de hádrons no ar, L_a , obtidos a partir de dados das diferentes câmaras de filmes de raio X, emulsão nuclear e chumbo, expostas pela C.B.J. em Chacaltaya, podem ser acompanhados pelos trabalhos apresentados nas várias Conferências Internacionais de Raios Cósmicos (ref. 5,6,7,10) desde 1963 e por outros trabalhos da C.B.J. (ref. 1,15,41,42,43).

Neste trabalho o resultado do fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética e também do fluxo vertical absoluto da

componente nuclearmente ativa em Chacaltaya serão comparados com as estimativas correspondentes de outros grupos de pesquisa. Esta comparação é de particular interesse, pois ao estudar os espectros energéticos da componente eletromagnética e da componente nuclearmente ativa na faixa da C.B.J. (~ 1 a 100 TeV) na profundidade de Chacaltaya, estão-se realmente observando produtos de interações de partículas primárias da radiação cósmica numa faixa de energia superior. Assim os espectros energéticos refletirão características das interações na região de 10^{13} a 10^{14} eV ou mesmo acima, bem como do espectro primário nesta região de energia. Quando se estudam fluxos a diferentes profundidades atmosféricas para a mesma faixa de energia, podem-se obter informações sobre a possível alteração do espectro primário, e/ou sobre o mecanismo da interação, através de observação de alteração do expoente do espectro com a profundidade atmosférica, e/ou do caminho livre médio de absorção de hádrons no ar.

Recentemente o estudo dos fluxos absolutos e expoentes dos espectros energéticos das componentes eletromagnética, hadrônica e muônica vem ganhando um novo impulso, devido a suas implicações com os vários modelos correntes para as interações hadrônicas. Assim pode-se citar, por exemplo, as hipóteses de 'scaling' (ref. 44 a 48), muito difundidas entre físicos de aceleradores e velha conhecida dos físicos de raios cósmicos, sob a denominação de 'lei de similaridade' dos espectros em interações hadrônicas*. A validade dos modelos de 'similaridade' para energias acima da faixa atualmente atingida pelos aceleradores implica em algumas relações entre os fluxos das diversas componentes da radiação cósmica, relações estas que podem ser testadas comparando determinações experimentais com os valores estimados. O renovado interesse por tais determinações pode ser notado verificando-se o elevado número de trabalhos apresentados nas mais recentes Conferências Internacionais de Raios Cósmicos sobre este tema.

A verificação da 'similaridade' entre os fluxos de gamas e hádrons motiva o interesse em se conhecer a influência da indeter-

* A lei de similaridade nos espectros de produção importa em que as razões de produção são funções apenas da energia fracionária E/E_0 , entre energia da partícula secundária E e a primária E_0 , no sistema laboratório. Implica também na constância do momento transversal com a energia da partícula incidente, em qualquer sistema de referência.

minação da energia dos eventos, bem como de ângulos zenitais, na ob-
tenção dos fluxos (em valor absoluto e expoente do espectro).

Assim o objetivo do presente trabalho não é somente fazer
uma nova medição a ser comparada com os resultados anteriores. Pro-
cura-se essencialmente estudar a eficiência das câmaras de emulsão
nuclear, filmes de raio X em detetar as cascatas eletromagnéticas
de gamas, elétrons ou pósitrons, atmosféricos ou originados na pró-
pria câmara, com os métodos utilizados pela C.B.J.

Em particular, estuda-se também a influência, na estimati-
va do fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética, de flu-
tuações da determinação da energia das cascatas eletromagnéticas e
das flutuações da determinação da inclinação zenital das mesmas.

Uma vez obtida a estimativa dos fluxos verticais absolutos
das componentes eletromagnética e nuclearmente ativa, compara-se o
resultado obtido com os anteriores da C.B.J. e com os de outros -
grupos de pesquisa.

Ainda a partir do valor obtido para estes fluxos, procura-
se extrair informações sobre fluxos e razões de produção para as
outras componentes da radiação cósmica.

Introdução:

a) Descoberta da Radiação Cômica

A radiação cômica foi casualmente descoberta no início deste século, devido a seu poder de ionização, revelado nos estudos sobre a condutividade elétrica residual em gases. ELSTER(49), GEITEL(50) e independentemente C.T.R.WILSON(51) observaram a existência de um agente ionizante de poder de penetração maior que o dos agentes conhecidos (por exemplo, raios X, radioatividade natural α , β , e raios γ), responsável pela criação de íons em recipientes contendo ar seco, hermeticamente fechados e blindados com chumbo. Várias explicações foram tentadas para esta ionização residual desconhecida. A natureza extraterrestre da radiação cômica só foi comprovada entre 1911 e 1919, com observações feitas durante vôos de balões (HESS(52) e KOHLHÖRSTER(53)). Hess verificou, numa série de vôos até 5000m acima do nível do mar, que a ionização, após passar por um mínimo, aumenta de maneira regular com a altura. Com estes resultados afirmou então que a radiação ionizante vinha de cima da atmosfera, concluindo que era de origem extraterrestre. Os resultados de Kohlhörster numa série de vôos a 9200m a.n.m. confirmaram os de Hess. Entretanto nestas primeiras investigações estudou-se a variação da ionização causada pela radiação cômica (portanto da intensidade desta) com a altitude, apenas a alturas moderadas. Posteriormente, ainda com o objetivo de confirmar a natureza extraterrestre da radiação, passou-se a estudar esta variação próximo ao topo da atmosfera, a alturas acima de 16000m. Dentre as primeiras observações a grandes altitudes pode-se citar os trabalhos de PICCARD e colaboradores(54), SUCKSTORFF(55), REGENER(56), e BOWEN e MILLIKAN(57), que mediram todos a intensidade omnidirecional. PFOTZER(58), usando um arranjo vertical em coincidência em vôos de balões, estudou a variação da intensidade de partículas incidentes na vertical, encontrando um máximo na intensidade (Máximo de Pfozter) a cerca de 15000m de altitude (por ex. Fig. 1), e acima uma rápida diminuição na intensidade. Este efeito, chamado efeito de transição, foi explicado em termos da multiplicação do número de partículas devido à produção de cascatas.

A partir de 1926 foram feitas várias experiências, que levaram ao conhecimento de algumas características básicas da radiação cósmica:

- 1) distribuição zenital
- 2) dependência da intensidade da radiação cósmica com a latitude geomagnética (Efeito de Latitude - CLAY(59)) de onde se pode observar que a razão de ionização ao nível do mar aumenta entre o equador geomagnético e uma latitude geomagnética de $\sim 50^\circ$, de cerca de 10%. A altitudes maiores este aumento é ainda mais pronunciado. A intensidade a latitudes maiores que $\sim 50^\circ$ é independente da latitude* e da altura. Este efeito pode ser explicado considerando que a radiação incidente sobre a Terra consista de partículas carregadas, as quais são mais ou menos defletidas pelo campo magnético terrestre, dependendo de sua rigidez (momentum/carga)-portanto também de sua energia. Como exemplo, prótons de energia menor que ~ 9 GeV não alcançam a superfície terrestre, para qualquer ângulo de incidência ao longo do equador geomagnético (embora possam alcançá-la a latitudes maiores).
- 3) O sinal da carga das partículas incidentes na atmosfera foi determinado observando a assimetria Leste-Oeste (ROSSI(60), JOHNSON(61)) Johnson, estudando a assimetria leste-oeste a várias altitudes, concluiu que praticamente toda a radiação cósmica incidente sobre a Terra era constituída de partículas carregadas positivamente, porque a intensidade de partículas vindas na direção leste é maior do que na direção oeste**.
- 4) A variação da intensidade de radiação com a temperatura, explicada por BLACKETT(62), em termos da instabilidade de partículas constituintes da radiação secundária. Se a temperatura da atmosfera aumenta, sem variação da pressão, então a massa de ar se expande e o tempo dispendido pela partícula para atravessar a atmosfera é aumentado. Assim um aumento da temperatura deve ser acompanhado por uma diminuição da intensidade de partículas instáveis.

* para a faixa de energia estudada na época.

** Convém lembrar que medidas na atmosfera dão efeito latitude e leste-oeste de partículas secundárias e não primárias.

5) A variação da intensidade da radiação cósmica com a pressão atmosférica a temperaturas constantes - efeito barométrico- evidenciado por MYSSOWSKY e TUWIN (63). Um decréscimo na intensidade da radiação cósmica acompanha um aumento de pressão atmosférica, já que a radiação é mais absorvida devido ao aumento na quantidade de ar atravessada. Este efeito é independente da energia.

Paralelamente desenvolveram-se técnicas e métodos experimentais, que foram de grande utilidade para importantes descobertas decorrentes do estudo da radiação cósmica, por exemplo a câmara de WILSON (1911), contadores Geiger-Müller (1928), desenvolvimento de métodos de coincidência - ROSSI (1930), desenvolvimento de um controle de contadores para a expansão de câmaras de nuvens por BLACKETT e OCCHIALINI (1932), de emulsões nucleares (1946), sensíveis ao mínimo de ionização de partículas carregadas, por POWELL, OCCHIALINI, LIVESEY e CHILTON.

Com o aprimoramento das técnicas foi possível descobrir no estudo da radiação cósmica várias partículas "elementares" (entre elas e^+ , μ^+ , π^+ , π^0 , K^+ , Λ , Σ) (por ex. ref. 64), bem como algumas de suas características, tais como a vida média e os principais modos de produção e desintegração, o processo de desenvolvimento de cascatas eletromagnéticas (ref. 65) e o fenômeno da produção múltipla de partículas (por ex. ref. 66).

Com as construções de aceleradores cada vez mais energéticos, a radiação cósmica continua se revelando uma fonte constante de informações novas, porquanto a maior energia atualmente atingida artificialmente (Batavia-500 GeV; CERN-com anéis de colisão-1,8 TeV) é várias ordens de grandeza inferior à energia atingida em experiências com a radiação cósmica, com técnicas semelhantes às da C.B.J., em que se atinge 10^3 TeV, e técnicas de chuviros extensos, em que se pode alcançar até 10^{21} eV.

b) Radiação Cósmica Primária e Secundária

FREYER et al (ref. 67), expondo emulsões fotográficas a 30 Km de altura, a uma pressão de 0,5 cmHg, mostraram evidências de traços de partículas incidentes de alta energia múltiplamente carregadas, ou seja átomos ionizados. A maioria destas partículas compõem o que atualmente é conhecido como radiação cósmica primária, ou seja, aquela incidente sobre a atmosfera terrestre proveniente do espaço exterior.

Costuma-se definir radiação cômica secundária como aquela produzida em interações nucleares da primária com núcleos (nucleons) da atmosfera, e resultante de processos de 'difusão', desintegrações e interações de gerações sucessivas ao atravessar a atmosfera. É claro que as partículas da radiação cômica primária podem ser secundários de uma interação ocorrida no espaço interestelar, mas esta distinção não será considerada.

A composição e a abundância relativa dos componentes nucleares da radiação cômica primária constituem pontos importantes no estudo da radiação cômica, sendo que os problemas atualmente mais abordados são a abundância isotópica e a variação da composição com a energia.

A composição nuclear da radiação cômica primária pode ser estimada a partir dos fluxos apresentados por HILLAS(68) (Fig. 2), em função da energia cinética por nucleon.

Para a energia cinética por nucleon 10^{10} eV e 10^{11} eV, tem-se respectivamente:

	$J(E) \times E^{2,5} / m^2 \cdot sr \cdot s \cdot eV^{1,5}$	
$E_0 = 10^{10}$ eV/nucleon: H	$2,9 \times 10^{17}$	~ 94%
He	$1,7 \times 10^{16}$	~ 5,5%
C+O	$8,5 \times 10^{14}$	~ 0,3%
Fe	$3,6 \times 10^{13}$	~ 0,01%

A proporção é de aproximadamente:

$$H:He:C+O:Fe = 17:1:0,05:0,002$$

$E_0 = 10^{11}$ eV/nucleon: H	$2,2 \times 10^{17}$	~ 95%
He	$1,0 \times 10^{16}$	~ 4,3%
C+O	$4,8 \times 10^{14}$	~ 0,2%
Fe	$6,7 \times 10^{13}$	~ 0,03%

A proporção é de aproximadamente:

$$H:He:C+O:Fe = 22:1:0,05:0,007$$

* Intensidade diferencial de energia $J(E)$ ($m^2 \cdot sr \cdot s \cdot eV/nucleon$)⁻¹, está multiplicado por $E^{2,5}$, onde E é (energia cinética por nucleon + 0,938 GeV).

Transformando esta tabela para fluxo diferencial/nucleon:

	$E_0 = 10^{10}$ eV/nucleon	$E_0 = 10^{11}$ eV/nucleon
	$\phi / m^2 \cdot s \cdot sr \cdot eV$	
H	$2,3 \times 10^{-8}$	$6,8 \times 10^{-11}$
He	$1,4 \times 10^{-9}$	$3,1 \times 10^{-12}$
C+O	$6,8 \times 10^{-11}$	$1,5 \times 10^{-13}$
Fe	$2,9 \times 10^{-12}$	$2,1 \times 10^{-14}$

O fluxo de eletrons, fotons e neutrinos primários é aproximadamente 100 vezes menor que o de protons, para o mesmo intervalo de energia. Outras partículas elementares, como os mesons, podem ser praticamente excluídas da radiação cósmica primária, devido à sua instabilidade.

Para regiões de energia mais elevada, acima de 10^{13} eV, pode-se dizer que a composição da radiação cósmica primária é, no mínimo, controversa.

Enquanto que para energia baixas, da ordem de dezenas ou centenas de MeV, é possível obter informações sobre composição isotópica dos diversos elementos constituintes da radiação cósmica, para a faixa de energias superiores fala-se ainda em termos muito vagos, se as partículas primárias são predominantemente prótons ou predominantemente núcleos pesados, ou mesmo uma mistura de ambos, semelhante à composição para energias intermediárias. As mais recentes medidas de composição do espectro primário (69) parecem descartar as hipóteses extremas acima referidas (só prótons ou apenas pesados em torno de 10^{15} eV), parecendo levar a uma estimativa em torno de 60% de prótons a energias acima de 10^{15} eV, que contrasta com as medidas da ordem de 80 a 90% a 100 GeV. Medidas feitas por OLEJ-NICZAK et al. fornecem para esta mesma porcentagem, através de extrapolação para 10^{15} eV, o valor de 50% de prótons (70). A parcela restante acredita-se constituída predominantemente de núcleos de ferro. A preocupação com os núcleos deste elemento como alternativa aos prótons como núcleos primários, aparece por duas razões. A primeira deve-se a resultados de medidas na faixa de energia em torno de 10^{12} eV, que revelam que o espectro de ferro parece ser menos inclinado que o de outros núcleos. Isto indicaria que para energias acima os núcleos de ferro poderiam predominar. Em segundo lugar, o ferro ocupa um lugar chave na tabela nuclear (máxima energia de ligação por nucleon) e na abundância relativa dos elementos no siste-

ma solar, e poder-se-ia esperar alguma preferência durante o processo de aceleração.

A radiação cósmica primária, para energias acima de 10^{11} eV, incide isotropicamente sobre a Terra, e, em média, o fluxo primário é constante no tempo. Para a região de baixa energia pode-se, entretanto, observar flutuações e modulações, devidas a várias causas distintas, como por exemplo, a atividade solar.

Os raios cósmicos secundários podem ser separados, por sua vez, em várias componentes, cada qual com suas características:

1) Componente nuclearmente ativa ou hadrônica: constituída por hádrons e antihádrons, principalmente prótons, neutrons, pions carregados, kaons, hiperons, etc..., suas respectivas antipartículas, além de nucleons residuais da radiação primária. A detecção destas partículas depende de seu tempo de vida média, de seu livre caminho médio de interação, além do tipo de detector utilizado.

2) Componente Eletromagnética - também chamada "mole", por ser facilmente absorvida, sendo os absorvedores tanto mais eficientes quantos maiores forem seus números atômicos. Esta componente é constituída por elétrons, pósitrons e raios gama. Os raios gama provêm das desintegrações de pions e kaons neutros, ou de outras partículas instáveis (71):

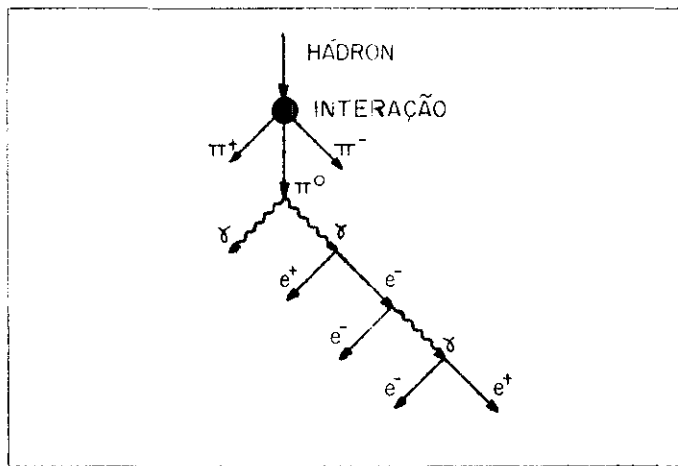
<u>Modo</u>	<u>Fração/%</u>	<u>Tempo de Vida Média/seg.</u>
a) $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	$98,85 \pm 0,05$	$(8,28 \pm 0,57) \times 10^{-17}$
$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$	$1,15 \pm 0,05$	
outros canais com % menor do que $10^{-4}\%$		
b) $K^0 \rightarrow 50\% K^0_{\text{curto}}$ e $50\% K^0_{\text{longo}}$		
$K^0_C \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	$68,61 \pm 0,24$	$(8,923 \pm 0,022) \times 10^{-11}$
$\rightarrow 2\pi^0$	$31,39 \pm 0,24$	
outros canais com % menor do que $10^{-3}\%$		
$K^0_L \rightarrow \pi^0$	$21,5 \pm 0,7$	$(5,183 \pm 0,040) \times 10^{-8}$
$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	$12,39 \pm 0,18$	
$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$	$27,0 \pm 0,5$	
$\rightarrow \pi + e + \nu$	$38,8 \pm 0,5$	
$\rightarrow \pi + e + \nu + \gamma$	$1,3 \pm 0,8$	

outros canais com % menor do que $10^{-3}\%$

c) $\eta \rightarrow 2\gamma$	$38,0 \pm 1,0$	$\Gamma = (0,85 \pm 0,12) \text{ KeV}$
$\pi^0 + 2\gamma$	$3,1 \pm 1,1$	
$3\pi^0$	$29,9 \pm 1,1$	
$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	$23,6 \pm 0,6$	
$\pi^+ + \pi^- + \gamma$	$4,89 \pm 0,13$	

outros canais com % menor do que 0,2%.

Esta componente envolve também as partículas resultantes do desenvolvimento em cascatas eletromagnéticas das partículas acima (e, γ, ν). Os eletrons ou pósitrons, ao atravessarem a matéria, podem emitir gamas por radiação de freiamento, e os gamas, por sua vez, podem reproduzir elétrons e pósitrons por criação de pares. A este conjunto dá-se o nome de cascata eletromagnética, que pode ser esquematizada como abaixo:



3) Componente dura ou penetrante - constituída de mesons μ^\pm , capazes de atravessar grandes espessuras de matéria sem interagirem. Estes muons são provenientes principalmente da desintegração de pions carregados e kaons carregados e neutros:

a) $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ 100% $(2,6030 \pm 0,0023) \times 10^{-8}$

outros canais com % menor do que $10^{-4}\%$.

b) $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ $63,50 \pm 0,16\%$ $(1,2371 \pm 0,0026) \times 10^{-8}$

$\mu^\pm + \pi^0 + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ $3,20 \pm 0,09\%$

Além destas desintegrações que resultam direta ou indiretamente em muons, deve-se incluir as que resultam em muons, já citadas em 2).

4) Componente neutrínica- constituída por neutrinos eletrônicos e muônicos, e respectivos antineutrinos. Além das desintegrações citadas em 2) e 3), os neutrinos provêm do decaimento de muons:

$$a) \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) \quad 100\% \quad (2,197134 \pm 0,000077) 10^{-5}$$

outros canais com % menor do que $10^{-5}\%$.

$$e \text{ ainda } K^{\pm} \rightarrow \pi^0 + e^{\pm} + \nu_e (\bar{\nu}_e) \quad (4,82 \pm 0,05\%)$$

c) Morfologia da Radiação Cômica

O estudo da radiação cômica pode ser desenvolvido sob dois ângulos complementares: o morfológico e o fenomenológico. Sob o ponto de vista fenomenológico utilizam-se as partículas da radiação cômica para estudar as interações nucleares propriamente ditas, a altas energias. Sob o ponto de vista morfológico procura-se obter uma "descrição" da radiação cômica. Uma descrição completa requeria a especificação do fluxo por unidade de energia, por partícula constituinte, para cada componente, em função do local de observação, direção de incidência, energia da partícula individual e do tempo. Com os métodos experimentais disponíveis atualmente é possível estimar estes fluxos, obtendo-se assim uma descrição aproximada da radiação cômica.

De maneira geral pode-se classificar como de caráter morfológico os estudos: quanto à radiação cômica primária, da composição, fluxo, espectro energético, dependência temporal e angular; quanto à radiação secundária, igualmente dos itens acima, para cada componente, incluindo sua dependência com a profundidade atmosférica.

O estudo da radiação cômica sob enfoque morfológico é de grande importância devido às implicações de suas conclusões. Assim, por exemplo, a composição, dependência angular e temporal da radiação cômica primária permitem especular sobre a origem da radiação; o espectro energético da radiação secundária fornece informações sobre as interações nucleares a altíssimas energias, principalmente sobre o processo de produção múltipla de partículas.

O presente trabalho se caracteriza por um enfoque morfológico.

Procedimento Experimental:

1) Descrição das câmaras de fotoemulsões e chumbo.

As câmaras de fotoemulsão e chumbo utilizadas pela C.B.J. são constituídas por blocos justapostos de camadas alternadas de material fotosensível e de placas de chumbo, ambas com $40 \times 50 \text{ cm}^2$. Com o auxílio das camadas fotosensíveis pode-se detetar cascatas produzidas no chumbo da câmara por partículas da radiação cósmica. O material fotosensível é composto de envelopes, à prova de luz e umidade, contendo 2 filmes de raio-X Sakura tipo N, 1 raio-X Sakura tipo RR e 1 emulsão Fuji ET7A ou ET7B (opcional), separados individualmente por folhas de papel.

A espessura das placas de chumbo é de aproximadamente 1cm ou ainda aproximadamente 2 unidades de cascata*. Escolheu-se o chumbo devido a seu grande número atômico e grande densidade, favorável ao desenvolvimento de cascatas.

A profundidade da câmara depende dos propósitos a que se destina. Sob o envelope inferior é colocada uma placa de chumbo, para blindar a câmara contra partículas de baixa energia. A emulsão Fuji ET7A ou B é uma emulsão sensível a mínimo de ionização de elétrons e pósitrons, com boa estabilidade para exposições de até 2 anos após sua fabricação, ou seja, o enfraquecimento da imagem latente é baixo. A película sensível, de espessura da ordem de $50 \mu\text{m}$, sobre uma base de acrílico, de aproximadamente 1,75 mm de espessura, permite identificar ao microscópio os traços das partículas carregadas.

* Uma unidade de cascata, ou 1 comprimento de radiação é definida por:

$$\frac{\chi_0}{\text{g.cm}^{-2}} = \frac{A}{4\alpha N Z(Z+1)r_e^2 \ln(191 Z^{-1/3})}$$

α = constante de estrutura fina = $1/137,06$

N = número de Avogadro = $6,02252 \times 10^{23}$ átomos/átomo-grama

A, Z = número de massa do elemento considerado, e seu número atômico

r_e = raio clássico do elétron = $2,82 \times 10^{-13} \text{ cm}$

Para o chumbo $\chi_0 \sim 0,57 \text{ cm}$

Esta é uma das definições habituais de unidade de cascata, havendo outra diferindo de um fator $\ln 2$.

das pertencentes às cascatas eletromagnéticas, o que a torna de grande utilidade na determinação da energia das cascatas eletromagnéticas pelo método da 'contagem de traços'. A película fotosensível consiste de uma gelatina contendo grãos de haleto de prata em suspensão. O diâmetro médio dos grãos de prata após a revelação é da ordem de $0,8 \mu\text{m}$.

Os filmes de raio-X Sakura tipo N consistem de uma película fotosensível de $\approx 20 \mu\text{m}$ cobrindo ambos os lados de uma base de celulóide, de espessura $175 \mu\text{m}$. Cascatas de energia acima de uma da energia limiar podem ser vistas a olho nu. A energia de limiar é da ordem de 1 a 2 TeV dependendo, entre outras causas, do tempo de armazenamento e exposição da câmara e das condições de revelação. Nestes filmes o diâmetro médio dos grãos revelados de haletos de prata é da ordem de $5 \mu\text{m}$.

Os filmes de raio-X Sakura tipo RR diferem dos do tipo N quanto ao diâmetro médio dos grãos revelados, que é da ordem de $1,3 \mu\text{m}$. Este fato confere a estes filmes uma sensibilidade menor para o mesmo tempo de exposição, acarretando um aumento na energia limiar de detecção. Apenas Cascatas eletromagnéticas de energias acima de 3 a 4 TeV são observáveis a olho nu.

Os filmes de raio-X tipo N são usados para, além da detecção, determinar as energias das cascatas eletromagnéticas pelo método fotodensitométrico. Se a cascata eletromagnética tiver energia muito elevada pode ocorrer a saturação do filme tipo N. Neste caso a fotodensitometria é feita com os filmes tipo RR.

A disposição dos filmes e placas de chumbo nos blocos está esquematizada na figura 3.

As câmaras expostas pela C.B.J. podem ser divididas, segundo os objetivos a que se destinam, em:

a) Câmaras rasas

As primeiras câmaras expostas pela C.B.J. eram de apenas um "andar", com espessuras de 6 a 8 cm de chumbo. Estas câmaras tinham por objetivo analisar cascatas iniciadas por eletrons ou gamas 'atmosféricos'. Estas cascatas são conhecidas sob o nome de A-jatos, ou jatos atmosféricos. Quase todas as partículas eletromagnéticas iniciam o processo de multiplicação em cascata dentro de algumas unidades de cascata*. Portanto essas câmaras eram convenientes para o

* λ_{par} = caminho livre médio para a produção de pares = $9/7$ u.c.
 $\approx 0,65 \text{ cm Pb}$.

estudo da componente eletromagnética da radiação cósmica. São deste tipo as câmaras nº 1,2,3,4 e 5.

b) Câmaras espessas

Essas câmaras possibilitam, além do estudo da componente eletromagnética, a análise da componente nuclearmente ativa da radiação cósmica. Uma partícula nuclearmente ativa pode ao atravessar a câmara interagir no chumbo*, dando origem aos assim chamados Pb-jatos. Dessas interações com núcleos de chumbo podem-se originar cascatas eletromagnéticas sobrepostas, devidas, principalmente, aos π^0 produzidos na interação. São deste tipo as câmaras de nº 11,12 e 13.

c) Câmaras com uma camada de alvo

Estas câmaras tem por finalidade um estudo detalhado das interações nucleares propriamente ditas, para tal incluindo entre dois "andares" de câmaras simples, uma camada de alvo de piche. A câmara superior, bem como a camada de piche, acondicionada em latas de 20 litros, são sustentadas por uma estrutura de madeira. A câmara superior se destina a detetar a componente eletromagnética, cumprindo a mesma função das câmaras simples. Porém, além dessa função, ainda desempenha o papel de absorvedor das gamas atmosféricas e de algumas partículas nuclearmente ativas, que vierem a interagir no chumbo da câmara superior. As partículas nuclearmente ativas que não interagiram no chumbo da câmara superior podem vir a interagir no piche, dando origem aos chamados C-jatos. A escolha do piche para constituir a camada de alvo foi devida ao fato de ser um material de fácil aquisição, com números atômicos baixos de seus elementos constituintes; o que, por um lado, favorece as interações nucleares e por outro, inibe o desenvolvimento de cascatas eletromagnéticas. Assim os gamas resultantes do decaimento das partículas produzidas nas interações no piche conseguem sair sem degradação da camada de alvo.

Entre a camada de alvo e a câmara inferior há um vão livre de aproximadamente 1,60 m. Este espaço vazio é que permite a separação lateral dos gamas produzidos na interação, devido à abertura angular por ocasião da produção. Observando eventos na câmara inferior, pode-se identificar as cascatas dos gamas produzidos distanciadadas por algumas dezenas de cm. A observação desses jatos produzidos no carbono permite localizar a altura da interação na camada de alvo, e, em boa parte dos casos, obter o acoplamento correto.

* $\lambda_{int} =$ caminho livre médio para interação de p.n.a $\sim 120\text{g/cm}^2 = 17\text{cmPb}$

Na figura 4 está esquematizada, a título de ilustração uma câmara de dois andares (Câmara 12). As câmaras de um único andar são, no aspecto de construção, semelhantes à câmara superior da de dois andares.

Na figura 5 procura-se ilustrar os tipos de jatos observados em câmaras de emulsão do tipo das da C.B.J., ou seja, A-jatos, C-jatos e Pb-jatos.

As características das câmaras expostas pela C.B.J. desde 1962 estão especificadas na tabela abaixo. As abreviações usadas foram:

- S = superior
- I = inferior
- SN = sala nova
- * = câmara com alvo localizado.

Para o presente trabalho foram analisados eventos detetados nas câmaras de nº 8 e 11.

CARACTERÍSTICAS DAS CÂMARAS EXPOSTAS PELA C.B.J.

Nº Câmara	Área /m ²	Nº Blocos	Espessura / cm Pb	Nº médio Camadas Sensíveis	Período de Exposição/dias
1	0,4	2	6	4	50
2	0,4	2	6	4	50
3	0,4	2	8	4	119
4	1,2	6	6	4	75
5	6,0	30	6	4	71
*6	1,2	6	10	6	120
7	0,2	1	10	7	300
8	8,0	40	10	6	180
9	8,0	40	10	6	194
*10S	1,2	6	6	4	194
I	1,2	6	5	4	
11	6,0	30	30	20	316
*12S	6,0	30	8	4	335
I	6,0	30	20	13	
*13S	9,8	49	6	4	380
I	5,0	25	36	32	

Nº Câmara	Área /m ²	Nº Blocos	Espessura / cm Pb	Nº médio Camadas Sensíveis	Período de Exposição/dias
14	46,0	230	12	10	357
*15S	44,2	221	7,8	6	295
I	32,4	162	8	8	
Teste	0,4	2	7,8	5	
*16S	44,2	221	7,8	6	370
I	20,4	102	15	16	
Teste	0,4	2	~ 7	7	
*17S	44,2	221	10,4	6	567
I	32,4	162	7	8	
*18S	44,2	221	9,1	6	570
I	32,4	162	8	9	
SN1	25,2	126	7	6	
SN2	15,0	75	7	6	
*19S	44,2	221	6	5	677
I	32,4	162	7	8	
SN1	26,4	132	7	6	
SN2	7,2	36	7	6	
*20S	44,2	221	7	6	Em exposição des
I	32,4	162	8	9	de 14 ~ 18/04/80
SN1	25,4	127	7	6	
SN2	7,2	36	7	6	

2) Processamento químico das Fotoemulsões

As rotinas seguidas pela C.B.J. para o processamento químico das emulsões e filmes de raio X já foram exaustivamente descritas em trabalhos da C.B.J. e estão resumidas no Apêndice I.

3) Busca de Eventos

A busca de cascatas eletromagnéticas é feita a olho nu mediante justaposição de dois raios X tipo N adjuntos (expostos dentro de um mesmo envelope), sobre um fundo luminoso. A coincidência de manchas nos 2 filmes permite distinguir manchas devidas a cascatas eletromagnéticas de manchas causadas por possíveis efeitos mecânicos ou químicos. Uma vez feita a busca em toda a área do raio X, po

de-se localizar as cascatas na emulsão, evitando assim a busca ao microscópio sobre a mesma área, que, embora garanta uma energia limiar mais baixa, seria excessivamente demorada.

Feita a busca sobre todas as profundidades do bloco, é construído um mapa, onde se representa a projeção horizontal de todas as cascatas eletromagnéticas localizadas nas diversas profundidades do bloco. Torna-se possível, assim, prever a localização de uma cascata eletromagnética em profundidades onde esta não foi encontrada devido a sua energia estar próxima ou abaixo do limiar para Raio X e pode-se localizar as cascatas na emulsão correspondente.

Os mapas dos blocos tornam ainda possível a identificação das famílias, ou seja, conjuntos de cascatas eletromagnéticas cogenéticas originadas de gamas e elétrons produzidos na mesma interação. As cascatas eletromagnéticas de uma família atmosférica caracterizam-se por apresentarem os mesmos ângulos zenitais e azimutais (com erro menor ou da ordem de 3°) tendo portanto direções paralelas de incidência sobre a câmara (o ângulo de abertura dos gamas e elétrons em relação à direção de incidência do centro pesado de energia é muito pequeno, geralmente menor da ordem de 10^{-4} rad., o que explica porque as cascatas eletromagnéticas aparecem paralelas). Em geral as cascatas eletromagnéticas pertencentes à mesma interação estão próximas entre si, dentro de um raio de alguns cm^2 . A probabilidade de duas cascatas eletromagnéticas não cogenéticas estarem paralelas é baixa (menor que 1/1000), o que torna a identificação de famílias relativamente segura. Já para os C-jatos a identificação das cascatas eletromagnéticas cogenéticas somente é possível ao microscópio, devido à distância ser de ordem de várias dezenas ou centenas de μm . Um mapa de C-jato é feito mediante busca ao microscópio (dentro de um círculo de $\approx 0,5$ cm de diâmetro) na região onde se localizou a mancha visível no raio-X.

4) Determinação da Energia das Cascatas Eletromagnéticas individuais

A determinação da energia das cascatas eletromagnéticas pode ser feita pelo método da contagem de traços de mínimo de ionização ou pelo método de fotometria.

a) Método da Contagem de Traços

A fim de determinar a energia de cascatas eletromagnéticas observadas em câmaras de emulsões, KAMATA e NISHIMURA (72) calcula-

ram as curvas de transição teóricas e a distribuição lateral de partículas numa cascata. Estes autores calcularam o desenvolvimento longitudinal e transversal de uma cascata originada por um par e^-e^+ ou por um fóton no chumbo, dentro da chamada aproximação A: levaram em consideração apenas os processos de criação de pares e radiação, usando as seções de choque de Bhabha e Heitler com blindagem total para estes processos e desprezando os efeitos Compton e de ionização*. A abertura lateral das partículas da cascata é devida principalmente ao espalhamento coulombiano múltiplo, mas KAMATA e NISHIMURA levaram também em consideração os espalhamentos singular e plural. Para o cálculo das curvas teóricas foram ainda levados em consideração certos fatores de correção, como a inclinação zenital da cascata e efeitos causados pela estrutura inhomogênea da câmara, composta de camadas de chumbo alternadas com chapas fotográficas e envelopes (73).

As curvas de transição teóricas calculadas por KAMATA e NISHIMURA, através desta teoria tridimensional de cascatas, permitem obter o número de partículas da cascata (e^-e^+) no interior de um círculo de um certo raio r , para cada profundidade, em unidades de cascata de chumbo, em função da energia da partícula que produziu a cascata. Este número de partículas no interior do círculo de raio r satisfaz uma relação de similaridade na proximidade do eixo da cascata**, ou seja, pode ser expresso em função de variável $E_0 r$, onde E_0 é a energia da partícula que iniciou a cascata. Deste modo torna-se simples medir a energia da partícula que gerou a cascata, bastando para tal contar ao microscópio o número de traços de mínimo de ionização de e^-e^+ no interior de um círculo de um dado raio, para várias profundidades em que a cascata é observada, e comparar com as curvas de transição teóricas (o centro do círculo é localizado no centro estimado da cascata).

* Os cálculos foram também efetuados na chamada aproximação B, que acrescenta à Aproximação A o efeito de perda de energia por ionização.

** A condição de validade é $E_0 r/K \ll 1$, onde E_0 é a energia da partícula que iniciou a cascata, r é a distância ao eixo da cascata, medida em unidades de cascata, e K é a energia de espalhamento, aproximadamente 20 MeV.

Na figura 6 são mostradas as curvas de transição teóricas calculadas por KAMATA e NISHIMURA (73), mostrando o número de partículas da cascata no interior de um círculo de raio 50 μ m, em função da profundidade, em unidades de cascata de chumbo, para várias inclinações zenitais da cascata, tendo como parâmetro a energia da partícula que gerou a cascata.

Se o evento tiver energia elevada torna-se difícil individualizar os traços no centro da cascata. Elimina-se então a parte central, fazendo a contagem em um anel. A determinação da energia é feita mediante as curvas apropriadas calculadas para esta aproximação.

No início da C.B.J., quando ainda não era empregado o método de fotometria, iniciado com a Câmara 11, estimava-se a energia das cascatas eletromagnéticas também pela distribuição lateral. KAMATA e NISHIMURA calcularam o número de partículas da cascata a uma distância do centro entre r e $r + dr$, em função da profundidade em unidades de cascata de chumbo, e da energia da partícula que iniciou a cascata. Este número de partículas também satisfaz uma relação de similaridade, ou seja, é função $E_0 r$, o que permite estimar a energia de cascatas através da comparação com curvas teóricas.

O número máximo de elétrons em cada curva de transição, para uma dada cascata é aproximadamente proporcional à sua energia. Assim é possível traçar retas $N_{\text{máx}} \times E$, tendo como parâmetro a inclinação zenital da cascata, e através destas retas também se pode estimar a energia (Figura 7).

A precisão estimada do método da contagem de traços foi estudada por NISHIMURA (74) e PINKAU (75), obtendo como limite superior para os erros absolutos, nos cálculos numéricos feitos, entre 20 a 30%.

O método de contagem de traços permite obter uma medida da energia da cascata que não depende de calibração nem de inhomogeneidades para uma mesma câmara. Porém é um método trabalhoso e demorado, se usado para estimar a energia de todas as cascatas eletromagnéticas de todos os blocos de uma câmara.

b) Método de determinação de energia de cascatas eletromagnéticas por fotometria.

Uma cascata, ao atravessar um filme de raio X, impressiona-o, deixando uma mancha no filme processado. A capacidade e as dimensões da mancha estão relacionadas com a energia da cascata. Após lo

calizar a cascata em todas as profundidades onde esta aparece, mede-se com uma fotomultiplicadora acoplada a um microscópio a corrente I_0 devida à luz que atravessa o filme de raio X na região não impressionada pela cascata, e a corrente I devida à luz que atravessa a região da cascata. Estas correntes definem a opacidade para aquela profundidade através da relação

$$D = \log \frac{I_0}{I}$$

Esta medida é repetida para todas as profundidades na câmara em que a cascata é observada, permitindo construir uma curva de transição para este evento.

Pode-se mostrar que a opacidade D é aproximadamente proporcional à densidade média de traços da cascata na área do campo de visão, e assim, seu valor máximo, $D_{\text{máx}}$, é aproximadamente proporcional à energia da cascata. Uma relação entre $D_{\text{máx}}$ e a energia E da cascata pode ser obtida ou através de um cálculo numérico da opacidade através das funções de KAMATA e NISHIMURA para o espalhamento lateral dos elétrons nas cascatas, mais uma calibração com feixes de elétrons de energia conhecida, ou através da determinação empírica da relação $D_{\text{máx}} - E$, usando o método da contagem do número de traços para estimar E . Esta calibração entre a contagem e medida fotométrica é característica da câmara, pois a opacidade depende de condições do filme, exposição, revelação, profundidade e inclinação da cascata.

O método de fotometria não é aplicável no caso de haver sobreposição de cascatas ou cascatas muito próximas, quando a resolução das mesmas não é possível.

Na figura 8 são apresentadas as curvas de calibração $D_{\text{máx}} - E$ para as câmaras 13 e 14 (41).

5) Determinação da energia de cascatas eletromagnéticas sobrepostas (Pb-jatos)

Para interações atmosféricas (A-jatos) as cascatas eletromagnéticas detetadas na câmara são separadas espacialmente, podendo ser individualmente detetadas obtendo-se assim pelos métodos anteriormente descritos as energias de cada cascata individual. Já no caso de interações nucleares ocorridas no chumbo da própria câmara são formadas cascatas eletromagnéticas compostas, pois devido ao elevado número atômico, o número de partículas da cascata cresce rapida-

mente e a separação lateral não é suficiente para evitar superposição.

Para se estimar a energia de Pb-jatos segue-se o mesmo procedimento que para cascatas eletromagnéticas simples, obtendo-se um valor $E_h^{(\gamma)}$ nominal, para a energia sob a forma de gamas. A energia do hadron que deu origem ao Pb-jato pode ser obtida levando-se em conta a inelasticidade, k_γ , ou seja a fração da energia liberada sob forma de gamas. A energia do hadron E_h é dada então por $E_h^{(\gamma)} / k_\gamma$. O valor médio de k_γ é estimado da ordem de 0,3, de resultados de cálculos de simulação com as condições experimentais da C.B.J. (36)

Entretanto, a passagem do espectro energético expresso em E_h para o espectro em função de E_h é feita mediante a relação:

$$F(> E_h^{(\gamma)}) = \langle k_\gamma^\beta \rangle F(> E_h)$$

onde β é o expoente do espectro energético integral quando este é suposto tipo potência. Para obter esta média é necessário estimar uma distribuição ^{para a} inelasticidade, envolvendo portanto modelos.

KASAHARA e TAKAHASHI (87), baseando-se num modelo simples consistente com o 'scaling' de FEYNMAN, estimam:

$$\langle k_\gamma^\beta \rangle^{1/3} = \frac{1}{4,5}$$

Notam os autores que $\langle k_\gamma^\beta \rangle$ é maior que $\langle k_\gamma \rangle^\beta$, sendo este último estimado em $(1/6)^\beta$, valor portanto inferior ao obtido por TABUKI (36).

Já a Colaboração Pamir (78) usa para

$$\langle k_\gamma^2 \rangle^{1/2} = \frac{1}{4}$$

sendo correspondente a

$$\langle k_\gamma \rangle^2 = \left(\frac{1}{5} \right)^2$$

quando a inelasticidade é suposta independente da energia.

6) Medida do ângulo zenital das Cascatas Eletromagnéticas

Pode-se determinar o ângulo zenital de cascatas eletromagnéticas de duas maneiras:

- a) Medindo na emulsão o comprimento da projeção horizontal dos traços de e^-e^+ , pertencentes à cascata, e a espessura local da emulsão. Levando-se em conta que o encolhimento da emulsão com a revelação é da ordem de um fator $1/2$, pode-se achar a tangente do ângulo zenital pela divisão do comprimento da projeção horizontal do traço pela espessura corrigida da emulsão nuclear.
- b) Através do mapa constituído para o bloco em que se localiza a cascata, obtendo a tangente do ângulo zenital pela divisão entre a distância média entre as projeções horizontais dos pontos da cascata em filme de unidades de cascata adjuntas pela distância vertical entre essas unidades de cascata.

Na figura 9 esquematiza-se a geometria para obtenção do ângulo zenital θ . A grandeza x representa o comprimento da projeção horizontal dos traços de elétrons pertencentes à cascatas eletromagnéticas ou a distância média entre a projeção horizontal do ponto de incidência da cascata em filmes de raio X em unidades de cascatas sucessivas. A grandeza y representa a espessura da emulsão nuclear, corrigida pelo fator de encolhimento, ou a espessura vertical de material atravessado (envolvendo chumbo, filmes, envelopes e papel).

Simultaneamente pode-se encontrar o ângulo azimutal ψ , definido como o ângulo formado entre a projeção horizontal do evento com um eixo arbitrariamente escolhido de início.

CAPÍTULO V

Resultados Brutos:

a) Procedimento.

1) Fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética.

O fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética foi estimado a partir de gamas e elétrons detetados em seis blocos da Câmara 8 e trinta blocos da Câmara 11. Os dados gerais destas câmaras foram resumidas no capítulo anterior. O procedimento seguido para a obtenção da estimativa do fluxo vertical consistiu dos seguintes passos:

i. Estudo do espectro energético de gamas

Convencionou-se classificar como provocadas por gamas as cascatas eletromagnéticas cujos inícios de visualização estão até a profundidade de 10 unidades de cascata, inclusive. É claro que com esta classificação se está incluindo como gamas os hádrons que desenvolveram cascatas eletromagnéticas nas camadas superiores da câmara, devendo-se posteriormente efetuar a correção, para evitar que o fluxo da componente eletromagnética resulte superestimado devido a esta contaminação.

Estudou-se o espectro energético integral de gamas isolados e os de maior energia de cada família (por ex. análise S_2 , ref. 5) que, como explicado no Apêndice III, permite obter a melhor estimativa do expoente do espectro energético integral β , por tratar de eventos não correlacionados, ou seja, não pertencentes a uma mesma família. O espectro energético integral total, incluindo todos os gamas detetados (análise I_2 , ref. 5) também foi estudado.

Estes espectros energéticos integrais obtidos foram ajustados com expressão do tipo:

$$N(> E_\gamma) = A(E_\gamma/E_0)^{-\beta}$$

onde $N(> E_\gamma)$ é o número de gamas detetados por bloco, com energia maior ou igual a E_γ

A, β supostos positivos, com β constante nos intervalos de energia considerados

E_0 energia mínima ou de corte

Os ajustes foram feitos pelo método da máxima verossimilhança (Apêndice III).

ii. Espectro Zenital

Estudou-se o espectro zenital integral para os mesmos gamas incluídos na análise S_2 de cada câmara. A expressão obtida no Apêndice IV para o número de elétrons, pósitrons e gamas a uma certa profundidade atmosférica t , com ângulo zenital θ maior ou igual a θ^* , por unidade de área e tempo, é dada por:

$$N_{e^{\pm}, \gamma}(t, \theta \geq \theta^*) = N_{e^{\pm}, \gamma}(t, \cos \theta \leq \cos \theta^*)$$

$$= \pi F_V(t) e^{-\frac{t}{L_a} \left(\frac{1}{\cos \theta^*} - 1 \right)} \cos^2 \theta^* \{ 1 - t/L_a \cos \theta^* +$$

$$+ t^2/L_a^2 \cos^2 \theta^* \cdot e^{t/L_a \cos \theta^*} E_1(t/L_a \cos \theta^*) \}$$

onde $F_V(t)$ corresponde ao número de elétrons, pósitrons e gamas por unidade de área, tempo e ângulo sólido, a profundidade atmosférica t , ou seja, ao fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética, e L_a ao caminho livre médio de absorção de hadrons no ar.

Seguindo o procedimento explicado em detalhes no Apêndice IV, procurou-se ajustar a distribuição zenital integral obtida a partir dos dados experimentais a uma função potência, $(\cos \theta)^S \exp$ incluindo para tal ajuste 70% das cascatas eletromagnéticas mais próximas à direção vertical ($\cos \theta = 1$). Da mesma forma é possível ajustar a função $N_{e^{\pm}, \gamma}(t, \cos \theta \leq \cos \theta^*)$ a uma expressão do tipo potência $(\cos \theta)^S$, incluindo também a região em que $N_{e^{\pm}, \gamma}(t, \cos \theta \leq \cos \theta^*)$ é maior ou igual a 0,3, o que corresponde aos mesmos 70% de gamas mais próximos à vertical. No Apêndice IV pode-se verificar que se resulta uma função linear de t/L_a ,

podendo-se aproximar esta relação por:

$$s = 1,05 t/L_a + 2,82$$

Conseqüentemente pode-se, em primeira aproximação, obter através de s_{exp} e da relação acima, uma estimativa para o caminho livre médio de absorção de hádrons no ar L_a .

De posse do valor estimado para L_a obtém-se o ângulo sólido efetivo pela relação:

$$\Omega_{ef} = \pi \left\{ 1 - t/L_a + t^2/L_a^2 e^{t/L_a} E_1(t/L_a) \right\}$$

O ângulo sólido efetivo Ω_{ef} em função do valor de L_a está representado na figura A-IV-4.

iii. Estimativa do fluxo

Com os resultados do espectro energético integral total e do ângulo sólido efetivo, pode-se estimar o fluxo vertical absoluto pela relação

$$F_v(t, E > E_\gamma) = N_{obs}(t, E > E_\gamma) / (\Omega_{ef} \cdot A \cdot T)$$

onde N_{obs} é o número total de gamas observados, com energia maior ou igual a E_γ , que equivalem aos da análise I_2 , A é a área analisada, T é o tempo de exposição da câmara em questão e Ω_{ef} corresponde ao ângulo sólido efetivo estimado.

2) Fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa

No caso da componente nuclearmente ativa o procedimento seguido para a obtenção do fluxo vertical absoluto foi inteiramente análogo ao acima exposto para γ . O critério adotado para a distinção de Pb-jatos fci o de seu início de visualização estar a uma profundidade igual ou superior a 12 unidade de cascata.

Cumprе ressaltar que a energia a que se refere o espectro energético é a energia nominal, ou seja, a energia sob forma de gamas $E_h(\gamma)$.

O fluxo de hádrõs incidentes em Chacaltaya é obtido após a correção da porcentagem de hádrõs que não interagiram ao atravessar a câmara, ou interagiram em profundidades inferiores a 12 unidades de cascata, sendo portanto classificados como 'gamas' pelo critério adotado.

b) Resultados Brutos

1) Componente Eletromagnética

Câmara 8.

i. Espectro Energético.

As energias das cascatas eletromagnéticas detetadas em seis blocos da câmara 8 foram determinadas pelo método da contagem de traços e/ou pelo método da distribuição lateral dos mesmos. Na figura 10 está representado o espectro energético integral dos gamas isolados mais os de maior energia de cada família. Para energias menores observa-se que o espectro experimental se afasta cada vez mais de um comportamento tipo potência, que vale para energias mais elevadas. Isto se deve à perda de eventos, maior para eventos de energia mais baixa. Descontando-se as flutuações estatísticas optou-se pela energia mínima de 3 TeV. O espectro energético integral N_{S_2} , representado na figura 11 pode ser ajustado por máxima verossimilhança a

$$N_{S_2} (E \geq E_Y) = (6,3 \pm 1,0) (E_Y/3 \text{ TeV})^{-2,10 \pm 0,37}$$

onde N_{S_2} representa o número médio por bloco.

Da mesma forma o espectro energético integral total N_{I_2} (Figura 12), que inclui todos os gamas, pode ser aproximado por:

$$N_{I_2} (E \geq E_Y) = (7,5 \pm 1,1) (E_Y/3 \text{ TeV})^{-2,22 \pm 0,36}$$

ii. Espectro Zenital

Para esta câmara os ângulos zenitais foram estimados a partir da relação entre o comprimento dos traços deixados pelos elétrons e pósitrons na emulsão e a espessura local desta. É necessário levar em conta o encolhimento sofrido pela emulsão com a revelação, o que leva a corrigir a espessura por um fator de encolhimento. O valor aproximado da espessura anterior à revelação é estimado o dobro da espessura medida.

O espectro zenital integral obtido pode ser aproximado por:

$$N_{e^{\pm}, \gamma} (\cos \theta \leq \cos \theta^*) \propto (\cos \theta^*)^{7,73 \pm 0,88}$$

A partir do valor do expoente do espectro zenital integral pode-se calcular o caminho livre médio de absorção de hádrons no ar em:

$$L_a = 115 \pm 21 \text{ g/cm}^2$$

O ângulo sólido efetivo resulta então em:

$$\Omega_{ef} = 0,85 \pm 0,10 \text{ sr}$$

iii. Fluxo Vertical Absoluto

Para o fluxo vertical absoluto obteve-se o seguinte valor:

$$F_{V_{\gamma}} (> E_{\gamma} = 3 \text{ TeV}) = (89 \pm 17) / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

Cumpra lembrar que para o expoente do espectro energético integral a melhor estimativa é a obtida da análise S_2 (Conforme Referência 5 Apêndice I).

$$\beta = 2,10 \pm 0,37$$

CÂMARA 11

i. Espectro Energético

Para a análise desta câmara foram incluídos todos os trinta blocos. Deste total, doze blocos tiveram as energias e ângulos

das cascatas eletromagnéticas medidos nos laboratórios brasileiros.

As energias das cascatas eletromagnéticas detetadas foram obtidas pelo método da contagem de traços e/ou pelo método de fotometria.

As análises S_2 e I_2 forneceram os seguintes espectros energéticos integrais para as partes brasileira, japonesa e total. Estes espectros encontram-se graficados na figura 14 e 15.

$$\text{BRASIL } * N_{S_2} (\geq E_Y/\text{TeV}) = (8,0 \pm 0,8) (E_Y/3 \text{ TeV})^{-2,04 \pm 0,22}$$

$$\text{JAPÃO } N_{S_2} (\geq E_Y/\text{TeV}) = (7,8 \pm 0,7) (E_Y/3 \text{ TeV})^{-2,17 \pm 0,19}$$

$$\text{TOTAL } N_{S_2} (\geq E_Y/\text{TeV}) = (7,9 \pm 0,5) (E_Y/3 \text{ TeV})^{-2,13 \pm 0,14}$$

e

$$\text{BRASIL } N_{I_2} (> E_Y/\text{TeV}) = (16,3 \pm 1,2) (E_Y/3 \text{ TeV})^{-2,04 \pm 0,15}$$

$$\text{JAPÃO } N_{I_2} (> E_Y/\text{TeV}) = (11,7 \pm 0,8) (E_Y/3 \text{ TeV})^{-2,13 \pm 0,15}$$

$$\text{TOTAL } N_{I_2} (> E_Y/\text{TeV}) = (13,5 \pm 0,7) (E_Y/3 \text{ TeV})^{-2,10 \pm 0,10}$$

Foi feito ainda o estudo do espectro energético S_2 por faixas de ângulos zenitais, o que permite estudar o comportamento do expoente β do espectro energético com a energia, já que ângulos zenitais maiores equivalem a maiores espessuras de atmosfera atravessada, ou ainda a energias mais altas de partículas primárias. Não se observou, no entanto, nenhuma variação significativas de β para diferentes intervalos de ângulo estudado (por ex., fora de dois desvios padrão.).

* Número por bloco

ii. Espectro Zenital

Para a Câmara II os ângulos zenitais foram estimados relacionando-se a distância entre duas projeções sucessivas no mapa de raio X com a correspondente espessura de material atravessado. Os resultados obtidos para as distribuições angulares zenitais integrais, representadas na figura 16 para a energia mínima de e TeV foram:

$$\text{BRASIL} \quad N(\cos \theta \leq \cos \theta^*) \propto (\cos \theta^*)^{8,42 \pm 0,92}$$

$$\text{JAPÃO} \quad N(\cos \theta \leq \cos \theta^*) \propto (\cos \theta^*)^{8,07 \pm 0,83}$$

$$\text{TOTAL} \quad N(\cos \theta \leq \cos \theta^*) \propto (\cos \theta^*)^{8,36 \pm 0,55}$$

Estes resultados permitem estimar o caminho livre médio de absorção de hádrons no ar bem como o ângulo sólido efetivo em:

$$\text{BRASIL} \quad L_a = 101 \pm 17 \text{ g/cm}^2 \quad \Omega_{\text{ef}} = 0,78 \pm 0,09 \text{ sr}$$

$$\text{JAPÃO} \quad L_a = 108 \pm 13 \text{ g/cm}^2 \quad \Omega_{\text{ef}} = 0,82 \pm 0,07 \text{ sr}$$

$$\text{TOTAL} \quad L_a = 102 \pm 10 \text{ g/cm}^2 \quad \Omega_{\text{ef}} = 0,79 \pm 0,05 \text{ sr}$$

iii. Fluxo Vertical Absoluto

Pode-se estimar o fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética da radiação cósmica em Chacaltaya a partir dos resultados anteriores em:

$$\text{BRASIL} \quad F_{V_Y} (> E_Y = 3,0 \text{ TeV}) = (120 \pm 16) / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

$$\text{JAPÃO} \quad F_{V_Y} (> E_Y = 3,0 \text{ TeV}) = (83 \pm 9) / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

$$\text{TOTAL} \quad F_{V_Y} (> E_Y = 3,0 \text{ TeV}) = (99 \pm 8) / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

O expoente do espectro energético integral pode ser estimado a partir dos resultados da análise S_2 em:

$$\text{BRASIL} \quad \beta = 2,04 \pm 0,22$$

$$\text{JAPÃO} \quad \beta = 2,17 \pm 0,19$$

$$\text{TOTAL} \quad \beta = 2,13 \pm 0,14$$

2) Componente Nuclearmente Ativa

O fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa em Chacaltaya foi estimado a partir de Pb-jatos detetados na Câmara 11, que por ser muito espessa (59 unidades de cascata) presta-se bem para esta estimativa.

i. Espectro Energético

As energias nominais dos Pb-jatos detetados nesta câmara foram obtidas pelo método de contagem de traços e/ou pelo método de fotometria. Incluiu-se nesta análise os trinta blocos da Câmara, sendo que destes, doze correspondem à parte brasileira. Os espectros energético integrais de eventos não correlacionados mais os de maior energia entre os correlacionados, representados na figura 17, resultaram para as partes brasileira, japonesa e total:

$$\text{BRASIL} \quad N_{S_2} (> E_h^{(\gamma)} / \text{TeV}) = (10,0 \pm 0,9) (E_h^{(\gamma)} / 3 \text{ TeV})^{-2,09 \pm 0,2}$$

$$\text{JAPÃO} \quad N_{S_2} (> E_h^{(\gamma)} / \text{TeV}) = (9,1 \pm 0,7) (E_h^{(\gamma)} / 3 \text{ TeV})^{-2,10 \pm 0,2}$$

$$\text{TOTAL} \quad N_{S_2} (> E_h^{(\gamma)} / \text{TeV}) = (9,4 \pm 0,6) (E_h^{(\gamma)} / 3 \text{ TeV})^{-2,11 \pm 0,2}$$

Os espectros energéticos totais integrais, representados na fi gura 18, são:

$$\text{BRASIL} \quad N_{I_2} (> E_h^{(\gamma)}/\text{TeV}) = (12,4 \pm 1,0) (E_h^{(\gamma)}/3 \text{ TeV})^{-2,08 \pm 0,17}$$

$$\text{JAPÃO} \quad N_{I_2} (> E_h^{(\gamma)}/\text{TeV}) = (9,4 \pm 0,7) (E_h^{(\gamma)}/3 \text{ TeV})^{-2,09 \pm 0,16}$$

$$\text{TOTAL} \quad N_{I_2} (> E_h^{(\gamma)}/\text{TeV}) = (10,6 \pm 0,6) (E_h^{(\gamma)}/3 \text{ TeV})^{-2,10 \pm 0,12}$$

Espectro Zenital

Os ângulos zenitais dos Pb-jatos da parte brasileira da câmara II foram estimados relacionando a distância entre projeções sucessivas do evento no mapa de raio X com a correspondente espessura de material atravessado.

O espectro zenital integral para a parte brasileira resultou:

$$N_{\gamma}(\cos \theta \leq \cos \theta^*) \propto (\cos \theta^*)^{8,80 \pm 0,76}$$

e se encontra graficado na figura 19.

Vê-se que a diferença entre o expoente do espectro zenital integral para Pb-jato e o dos gamas não é significativa, dentro do desvio, o que sugere a existência de um equilíbrio entre estas duas componentes, à profundidade de Chacaltaya. Optou-se a dotar para a obtenção do fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa as estimativas para o ângulo sólido efetivo decorrentes dos espectros zenitais de gamas.

1. Fluxo Vertical Absoluto

O fluxo vertical absoluto de Pb-jatos para as partes brasileiras, japonesa e total pode agora ser obtido a partir dos resultados anteriores:

$$\text{BRASIL} \quad F_{V_h} (> E_h^{(\gamma)} = 3,0 \text{ TeV}) = (92 \pm 13)/\text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

$$\text{JAPÃO} \quad F_{V_h} (> E_h^{(\gamma)} = 3,0 \text{ TeV}) = (67 \pm 7)/\text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

$$\text{TOTAL} \quad F_{V_h} (> E_h^{(\gamma)} = 3,0 \text{ TeV}) = (78 \pm 7)/\text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

A melhor estimativa para o expoente do espectro energético in
tegral $\bar{\epsilon}$ em cada caso acima:

$$\text{BRASIL} \quad \beta = 2,09 \pm 0,20$$

$$\text{JAPÃO} \quad \beta = 2,10 \pm 0,17$$

$$\text{TOTAL} \quad \beta = 2,11 \pm 0,13$$

CAPÍTULO VI

Resultados corrigidos para os fluxos verticais absolutos das componentes eletromagnética e nuclearmente ativa:

Pretende-se corrigir os fluxos verticais absolutos brutos de gamas e de Pb-jatos, encontrados no capítulo anterior, estudando as possíveis fontes de indeterminação e suas consequências para a determinação do fluxo.

Os efeitos a serem tratados são:

- a) Estudo da eficiência de detecção de cascatas eletromagnéticas de gamas e Pb-jatos, onde se entende por eficiência a probabilidade de detecção destas cascatas.
- b) Estudo da influência de flutuações na determinação da energia das cascatas eletromagnéticas na determinação do fluxo vertical absoluto.
- c) Estudo da influência de flutuações na determinação do ângulo zenital das cascatas eletromagnéticas na determinação do ângulo sólido efetivo e conseqüentemente para o fluxo vertical absoluto.

a) Estudo da Eficiência de Detecção de Cascatas Eletromagnéticas.

i. Procedimento

A fim de corrigir o fluxo vertical absoluto obtido no capítulo anterior foi feita uma estimativa da eficiência na detecção de cascatas eletromagnéticas, com energia maior ou igual à energia mínima adotada de 3 TeV.

Com este objetivo efetuou-se uma análise em Polinômios de Legendre (Apêndice V), das distribuições de coordenadas dos eventos detetados a olho nu nos filmes de raio X, ao longo dos eixos x e y. Convencionou-se chamar de abscissa x a coordenada ao longo da menor dimensão de Raio X (40cm) e como ordenada y, a coordenada ao longo de sua dimensão maior (50cm).

Se os eventos analisados não incluírem famílias (cascatas eletromagnéticas cogenéticas), espera-se que estejam distribuídos uniformemente ao longo de cada eixo. Porém, como a eficiência de detecção não é constante ao longo de cada eixo, por exemplo, devido

à perda na detecção de eventos nas bordas do raio X, a distribuição real obtida afasta-se da distribuição uniforme esperada. Uma análise em polinômios de Legendre permite obter uma distribuição média ao longo de cada eixo. Caso nenhum coeficiente de polinômio de Legendre resulte significativo dentro de um critério adotado, aceita-se que o desvio da distribuição uniforme esperada é apenas resultado de flutuações estatísticas e que a eficiência de detecção pode ser estimada uniforme para o intervalo de coordenadas em questão. Adotou-se como critério de seleção de coeficientes de Legendre significativos a condição de o coeficiente ser no mínimo igual (em valor absoluto) a duas vezes o seu erro. É claro que por se estar interessado em um comportamento médio das distribuições de coordenadas, não é necessário recorrer a polinômios de Legendre de grau elevado (maior do que seis), porque a tendência destes seria justamente aproximar as flutuações estatísticas que se deseja eliminar.

Quando algum coeficiente de Legendre resultou significativo devido à perda de cascatas nas bordas do raio X, repetiu-se a análise em polinômios de Legendre em um intervalo de coordenadas reduzido, cortando-se as regiões extremas em um ou mais centímetros, até se obter uma eficiência de $\sim 100\%$ na região central analisada.

ii. Resultados - Eficiência de Detecção de Cascatas Eletromagnéticas de gamas.

Para gamas de energia mínima igual a 3 TeV obteve-se os seguintes coeficientes de Legendre significativos na análise das distribuições de coordenadas de gamas detetadas a uma profundidade de 8 unidades de cascata:

Câmara 8 - 36 gamas - 6 Blocos

Coordenadas x: (Fig.20) Coeficientes significativos

$$A_4 = -0,89 \pm 0,42$$

$$A_5 = -0,99 \pm 0,43$$

Coordenadas y: (Fig.21) nenhum Coeficiente significativo

Câmara 11 - 89 gamas - 12 Blocos

Coordenadas x: (Fig.22) Coeficientes significativos

$$A_2 = -1,28 \pm 0,49$$

$$A_6 = -2,06 \pm 0,72$$

Coordenadas y: (Fig.23) Coeficiente significativo

$$A_4 = -1,00 \pm 0,47$$

Entende-se eficiência como probabilidade de detecção de cascata eletromagnética. Este critério de significância mostrou ser eficiente observando-se a variação do chi-quadrado com a inclusão de cada termo de Legendre.

Para estimar uma eficiência de detecção de gamas repetiu-se a análise em polinômios de Legendre para as distribuições de coordenadas dos gamas detetados em ambas as câmaras (125 gamas). Os resultados obtidos estão resumidos abaixo:

Coordenadas x: (Fig.24) Coeficientes significativos

$$A_2 = -1,54 \pm 0,56$$

$$A_5 = -1,59 \pm 0,80$$

$$A_6 = -2,28 \pm 0,85$$

Coordenadas y: (Fig.25) Coeficiente significativo

$$A_4 = -1,27 \pm 0,57$$

Vê-se nitidamente que as distribuições de coordenadas dos eventos detetados apresentam desvios significativos da distribuição uniforme esperada em cada caso, devido, essencialmente a perdas de eventos nas bordas dos filmes.

A fim de estimar a eficiência de detecção o procedimento seguido para cada distribuição de coordenada consistiu inicialmente em rebater cada distribuição de coordenadas em torno de seu ponto médio (assumindo portanto simetria) e comparar a distribuição das frequências de eventos em intervalos de 1 cm obtida com a uniforme esperada.

O passo seguinte envolveu a eliminação de faixas de 1 cm extremas e o estudo comparativo com uma distribuição uniforme no intervalo reduzido, através da evolução do chi-quadrado.

Para a coordenada x dos 125 eventos o χ^2 varia, em função do número de intervalos de 1 cm considerado, conforme mostra a figura 26.

Vê-se claramente que o valor mínimo do χ^2 é obtido quando se elimina a faixa de 1 cm das bordas, onde não foram detetados eventos. Assumindo que no novo intervalo a distribuição é uniforme, pode-se estimar a eficiência de detecção na coordenada $x \sim 0,95 \pm 0,02$ ($95 \pm 2\%$).

A fim de verificar a coerência com a análise em polinômios de Legendre, repetiu-se esta análise para o intervalo de 38 cm (retirando as faixas de 1 cm de cada lado), e confirmou-se que nenhum coeficiente de Legendre resultou significativo dentro do critério adotado, o que concorda com a conclusão de uniformidade.

Analogamente para a coordenada y a evolução do χ^2 se dá conforme graficado na figura 27, quando se eliminam sucessivamente faixas de 1 cm.

Igualmente o valor mínimo do χ^2 foi obtido eliminando-se a faixa de 1 cm das bordas. Assumindo distribuição uniforme no intervalo reduzido, a eficiência de detecção na coordenada y resulta $0,96 \pm 0,02$ ($96 \pm 2\%$).

Também para a coordenada y foi repetida a análise em polinômios de Legendre no intervalo reduzido para 48 cm, não se verificando nenhum coeficiente significativo, o que concorda com a uniformidade.

Pode-se obter uma estimativa para a eficiência total de detecção, supondo em primeira aproximação, independência entre as duas coordenadas, a partir do produto das eficiências em cada coordenada. Resulta para a eficiência total o valor de $0,91 \pm 0,02$ ($91 \pm 2\%$).

iii. Resultados - Eficiência de Detecção de Pb-jatos

Em princípio esperar-se-ia uma eficiência de detecção de Pb-jatos aproximadamente igual à de gamas, para as mesmas energias mínimas E_γ e $E_h^{(\gamma)}$. A título de verificação repetiu-se o procedimento seguido para os gamas, para as distribuições de coordenadas de 120 Pb-jatos, de $E_h^{(\gamma)}$ maior ou igual a 3 TeV, detetados em 12 blocos da Câmara 11. Usou-se como coordenadas do evento aquela do ponto de início de visualização no filme de raio X, para qualquer profundidade.

A análise das distribuições de coordenadas em polinômios de Legendre levou aos resultados resumidos abaixo:

Coordenada x: (Fig.28) nenhum Coeficiente significativo

Coordenada y: (Fig.29) Coeficiente significativo

$$A_1 = -0,75 \pm 0,35$$

Para a coordenada x, como nenhum coeficiente de Legendre resultou significativo, estima-se a eficiência de detecção em 100%. Para a coordenada y repetiu-se o estudo comparativo com uma distribuição uniforme, observando a evolução do chi-quadrado com a eliminação sucessiva de faixas extremas de 1 cm. O comportamento do chi-quadrado neste caso está graficado na figura 30.

O valor mínimo do chi-quadrado é obtido quando se elimina a faixa de 1 cm das bordas, obtendo-se uma eficiência estimada na coordenada y de $0,98 \pm 0,02$ (98 ± 2 %).

Repetindo-se a análise em polinômios de Legendre para um intervalo de 48 cm, observa-se que nenhum coeficiente resulta significativo dentro do critério adotado.

Para a eficiência total de detecção resulta portanto a própria estimativa da eficiência na coordenada y, ou seja, $0,98 \pm 0,02$ (98 ± 2 %).

Busca Repetida

Para obter uma outra estimativa para a eficiência na detecção de cascatas eletromagnéticas, foi usado o método da busca repetida independente, por dois observadores. Entretanto deve-se levar em conta que a eficiência na detecção não é uniforme, mas depende principalmente da energia da cascata eletromagnética, pois quanto maior a energia, maior o enegrecimento do raio X no local do evento e portanto maior é a probabilidade de detecção do evento a olho nu no filme.

Pode-se assim dividir os eventos em grupos (α, β, \dots) segundo sua energia e supor que a eficiência é uniforme em cada grupo. Chamando:

- N_{α} : o número real de eventos no grupo
 $N_{i\alpha}$: o número de eventos do grupo α detetados pelo observador i ($i = 1$ ou 2)
 $N_{12\alpha}$: o número de eventos do grupo α detetados por ambos os observadores
 $P_{i\alpha}$: a probabilidade (eficiência) de detecção dos eventos do grupo α pelo observador i .

Valem então as seguintes relações para cada grupo:

$$N_{i\alpha} = P_{i\alpha} N_{\alpha} \quad \begin{array}{l} i = 1 \text{ ou } 2 \\ i \neq j \end{array}$$

$$N_{12\alpha} = P_{i\alpha} P_{j\alpha} N_{\alpha}$$

$$P_{i\alpha} = N_{12\alpha} / N_{j\alpha}$$

$$N_{\alpha} = N_{1\alpha} N_{2\alpha} / N_{12\alpha}$$

Através destas relações pode-se estimar a eficiência dos dois observadores para cada grupo de eventos, conhecendo-se os dados experimentais $N_{1\alpha}$, $N_{2\alpha}$ e $N_{12\alpha}$.

Este procedimento foi aplicado a 3 blocos da câmara 8, e consistiu em repetir a busca a olho nu nos filmes de raio X e a construção dos mapas de raio X para cada bloco. Comparou-se então os mapas anteriormente feitos com os novos, verificando as coincidências e perdas de eventos. Os eventos encontrados na segunda busca, que não haviam sido detetados na primeira, foram confirmados com uma procura ao microscópio, e suas energias foram estimadas através do método da contagem de traços de elétrons num círculo de raio 50 μm . Os ângulos zenitais dos eventos novos foram determinados através da relação entre o comprimento das projeções horizontais dos traços na emulsão e a espessura local desta, corrigida pelo fator de encolhimento.

Os resultados obtidos estão apresentados na tabela seguinte:

Grupo	Nº de c.e.m. Detetadas	Eficiência
$E_{\gamma}, E_h^{(\gamma)} \geq 3,0 \text{ TeV}$	$N_1 = 39$ $N_2 = 40$ $N_{12} = 39$	$P_1 = 0,98 \begin{matrix} +0,02 \\ -0,03 \end{matrix}$ $P_2 = 1,0 \pm \begin{matrix} 0,00 \\ 0,04 \end{matrix}$
$2,0 \leq E_{\gamma}, E_h^{(\gamma)} / \text{TeV} < 3,0$	$N_1 = 106$ $N_2 = 96$ $N_{12} = 95$	$P_1 = 0,99 \begin{matrix} +0,01 \\ -0,05 \end{matrix}$ $P_2 = 0,90 \pm 0,03$
$1,5 \leq E_{\gamma}, E_h^{(\gamma)} / \text{TeV} < 2,0$	$N_1 = 80$ $N_2 = 63$ $N_{12} = 60$	$P_1 = 0,95 \begin{matrix} +0,05 \\ -0,09 \end{matrix}$ $P_2 = 0,75 \pm 0,05$
$1,0 \leq E_{\gamma}, E_h^{(\gamma)} / \text{TeV} < 1,5$	$N_1 = 113$ $N_2 = 87$ $N_{12} = 80$	$P_1 = 0,92 \pm 0,08$ $P_2 = 0,71 \pm 0,05$
$0,5 \leq E_{\gamma}, E_h^{(\gamma)} / \text{TeV} < 1,0$	$N_1 = 111$ $N_2 = 89$ $N_{12} = 70$	$P_1 = 0,79 \pm 0,08$ $P_2 = 0,63 \pm 0,06$
$E_{\gamma}, E_h^{(\gamma)} / \text{TeV} < 0,5$	$N_1 = 44$ $N_2 = 32$ $N_{12} = 23$	$P_1 = 0,72 \pm 0,15$ $P_2 = 0,52 \pm 0,10$

O índice 1 refere-se à busca quando da análise da Câmara 8 em 1964 e o índice 2 à busca no presente trabalho.

O fato da eficiência na segunda busca resultar menor pode ser em parte atribuído ao amarelecimento com o tempo dos filmes de raio X. Tentou-se diminuir as manchas com uma refixação, não se conseguindo, porém, eliminá-las de todo.

v. Valor Final Estimado para a eficiência.

Com resultado dos itens ii. , iii. e iv., encontrou-se uma fator de correção para o efeito de perdas nas bordas dos filmes bem como uma estimativa da probabilidade de detecção de cascata eletromagnética para energias acima de 3TeV (E_{γ} ou $E_h^{(\gamma)}$).

Acredita-se que por se tratar de um efeito essencialmente geométrico no 1º caso e estatístico no 2º, pode-se supor um fator de correção total correspondente à eficiência de detecção como o produto das eficiências encontradas nos ítems ii. e v. para gamas e iii. e iv. para Pb-jatos.

Encontram-se assim os valores finais para a eficiência de detecção de cascatas eletromagnéticas de gamas e Pb-jatos correspondentes a $0,89 \pm 0,03$ e $0,95 \pm 0,03$ respectivamente.

b) Influência de Flutuações na Determinação da Energia de Cascatas Eletromagnéticas - Convolução Energética

i. Erro na determinação da energia de cascatas eletromagnéticas

Foi feito um estudo da distribuição das várias medidas de energia de uma mesma cascata eletromagnética em torno da energia média, e observou-se o comportamento da largura desta distribuição em função da energia média. Para tal usou-se cascatas eletromagnéticas que tiveram sua energia estimada duas ou mais vezes pelo método de contagem de traços, por um ou mais observadores. O desvio padrão σ para cada cascata eletromagnética, que representa uma medida da dispersão dos valores em torno da média, é calculado a partir de

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum E_i^2 - (\sum E_i)^2/n}{n-1}}$$

onde E_i é a i -ésima estimativa da energia da cascata em questão
 n é o número total de medidas da energia daquela cascata.

Para 85 cascatas eletromagnéticas detetadas na Câmara 8 a distribuição do desvio padrão em função da energia média da cascata está representada na figura 31. Na figura 32 estão representados os erros relativos σ/E para as mesmas 85 cascatas eletromagnéticas.

Da figura 31 pode-se observar que o erro absoluto ou o desvio padrão σ tende a crescer com o aumento de energia, aproximadamente de maneira linear. Isto leva à hipótese de que o erro relativo possa ser suposto constante, tal que

$$\sigma = \alpha E$$

onde E é a energia real da cascata.

Calculando-se α para cada cascata pode-se estimar o valor médio do erro relativo para as cascatas eletromagnéticas acima mencionadas. Resulta como valor médio de α o valor 0,18, ou seja, um erro percentual de 18%.

Cumpra notar a grande flutuação dos erros em função da energia média, como se pode observar da dispersão em torno da reta de 45° na figura 31. Isto pode ser compreendido por se tratar de um número reduzido de medidas de energia de cada cascata (da ordem de 5). O efeito desta flutuação será estudado em detalhes no Apêndice VI, e pode ser verificado que não altera essencialmente o resultado obtido.

Este estudo do erro 'absoluto' e relativo na determinação da energia de cascatas eletromagnéticas de gamas e de Pb-jatos foi repetido para a câmara 11, chegando-se às mesmas conclusões.

Pode-se considerar, portanto, que o erro relativo na determinação da energia de cascatas eletromagnéticas de gamas ou de Pb-jatos é da ordem de 0,20 (erro percentual 20%) e adotar este valor como sendo constante.

ii. Convolução Energética

Deseja-se estudar a influência de erros em medidas da energia de cascatas eletromagnéticas da radiação cósmica na determinação do espectro energético e conseqüentemente, na determinação do fluxo vertical absoluto.

Para tal fez-se o dobramento de uma função representativa da flutuação experimental da medida de energia sobre um espectro "teórico", do tipo potência, $(E/E_0)^{-\beta}$. A energia de corte, E_0 , é suposta estar relacionada à energia limiar de detecção.

Adotando-se um espectro energético do tipo potência do tipo:

$$N(>E) = A'(E/E_0)^{-\beta}$$

corresponde a uma distribuição energética diferencial

$$f_{ND}(E)dE = A(E/E_0)^{-(\beta+1)} d(E/E_0)$$

onde A é a constante de normalização, tal que a distribuição $f(E)dE$ está normalizada

$$\int_{E_0}^{\infty} f_{ND}(E) dE = 1$$

Como função deformante usou-se uma distribuição 'gaussiana'

$$g(E-E'; \sigma) = 1/\sqrt{2\pi} \sigma \exp \{ -(E-E')^2/2\sigma^2 \} dE$$

e uma distribuição do tipo

$$g(E-E'; \sigma) = \pi/4\sqrt{3} \sigma \operatorname{sech}^2 \{ (E-E')/(2\sqrt{3} \sigma/\pi) \} dE$$

O espectro energético deformado é definido pela integral de convolução

$$f_D(E) dE = \left\{ \int_{E_0}^{\infty} f_{ND}(E') g(E-E'; \sigma) dE' \right\} dE$$

A convolução do espectro energético está descrita em detalhes no Apêndice VI. Neste Apêndice é mostrado que para erros absolutos σ proporcionais à energia E' , ou seja, erros relativos α constantes, o espectro deformado resulta igualmente em uma função do tipo potência, $-(\beta+1)$, para energias $E \gtrsim 2E_0$. Entretanto o espectro deformado está acima do não deformado de um fator \mathcal{F} constante. Para $E \gtrsim 2E_0$, o fator \mathcal{F} é dado (Apêndice VI) por

$$\mathcal{F} = 1 + \beta(\beta-1)\alpha^2/2$$

i. Resultados

Conhecendo-se a melhor estimativa bruta, β , para o expoente do espectro energético integral, a partir do espectro de gamas simples mais o de maior energia de cada família (β_{S_2}) e tendo-se adotado para erro relativo o valor constante 0,20, pode-se encontrar o fator pelo qual o espectro deformado está acima do não deformado. Conseqüentemente o fluxo vertical absoluto, obti

do a partir do espectro energético experimental (que corresponde ao espectro deformado) deve ser multiplicado pelo fator $1/\mathcal{F}$. Na tabela abaixo estão calculados os fatores \mathcal{F} e $1/\mathcal{F}$ para câmara analisada.

Gamas	β_{S_2}	\mathcal{F}	$1/\mathcal{F}$
Câmara 8	$2,10 \pm 0,37$	$1,046 \pm 0,018$	$0,96 \pm 0,02$
Câmara 11			
BRASIL	$2,04 \pm 0,22$	$1,042 \pm 0,010$	$0,96 \pm 0,01$
JAPÃO	$2,17 \pm 0,19$	$1,051 \pm 0,009$	$0,95 \pm 0,01$
TOTAL	$2,13 \pm 0,14$	$1,048 \pm 0,007$	$0,95 \pm 0,01$
Pb-jatos			
Câmara 11			
BRASIL	$2,09 \pm 0,20$	$1,046 \pm 0,009$	$0,96 \pm 0,01$
JAPÃO	$2,10 \pm 0,17$	$1,046 \pm 0,008$	$0,96 \pm 0,01$
TOTAL	$2,11 \pm 0,13$	$1,047 \pm 0,006$	$0,96 \pm 0,01$

Pode-se concluir que o fluxo vertical absoluto precisa ser reduzido em cada caso de aproximadamente 4 ~ 5%.

c) Influência de Flutuações na determinação do ângulo zenital de cascatas eletromagnéticas - Convolução Zenital.

i. Para este estudo é necessário levar em consideração o método pelo qual foi encontrado o ângulo zenital das cascatas eletromagnéticas, que foi distinto para as duas câmaras analisadas.

Os ângulos zenitais das cascatas eletromagnéticas detetadas na câmara 8 foram estimados relacionando o comprimento da projeção dos traços de elétrons e pósitrons na emulsão nuclear com a espessura local destas, corrigida pelo fator de encolhimento, suposto igual a 2. É necessário portanto estudar a influência de flutuações na determinação destas duas grandezas para a obtenção do ângulo zenital da cascatas e conseqüentemente do espectro zenital integral.

Para estudar a flutuação na medida do comprimento de traços, considerou-se 102 cascatas eletromagnéticas, cujos comprimentos de traços foram medidos duas ou mais vezes, por um ou mais observado

res. Na figura 33 estão representados os erros absolutos ou desvios padrões nestas 102 medidas de comprimentos em função de seus comprimentos médios e na figura 34 os erros relativos correspondentes em função dos comprimentos médios.

Apesar das grandes flutuações, por se tratar de um número reduzido de medidas de comprimento de traços de cada cascata, é possível observar, principalmente quando se toma erros absolutos médios por intervalos de comprimentos (figura 35), que o erro absoluto tende a crescer linearmente com o comprimento, até tender a um valor aproximadamente constante, da ordem de $5 \mu\text{m}$, para comprimentos $\gtrsim 20 \mu\text{m}$.

Supondo que para comprimentos menores ou iguais a $20 \mu\text{m}$ o erro absoluto cresça linearmente com o comprimento, ou seja, que o erro relativo seja constante, obtém-se um erro relativo médio da ordem de 17%. Para comprimentos maiores do que $20 \mu\text{m}$, obtém-se um erro absoluto médio, suposto constante, de $5,6 \mu\text{m}$, que é da ordem da metade da menor divisão da escala ao microscópio.

Já para a espessura local da emulsão foi estudada a distribuição dos erros absolutos ou desvios padrões das medidas de espessura local da emulsão para 116 cascatas eletromagnéticas da câmara 8. A distribuição dos erros absolutos em função da espessura local da emulsão para cada cascata, em função desta espessura está graficada na figura 36.

Supondo o erro absoluto constante, resulta que o erro absoluto médio é da ordem de $3,8 \mu\text{m}$, que, para uma espessura média de $25,4 \mu\text{m}$, corresponde a um erro relativo percentual da ordem de 15%.

Na figura 37 estão graficados os erros absolutos médios por intervalo de espessura, em função da espessura média por intervalo. Como se pode ver por esta figura, para espessuras entre 20 e $30 \mu\text{m}$ o erro absoluto é da ordem de $5 \mu\text{m}$ (erro relativo percentual 20%), sendo que é nesta região que se tem maior número de cascatas eletromagnéticas (86 cascatas eletromagnéticas), como se pode ver pela figura 38, que descreve a espessura local da emulsão para as cascatas eletromagnéticas em questão.

Tendo em vista o exposto acima para os erros nas medidas do comprimento das projeções de traços e para espessura da emulsão, adotou-se como valores aproximados dos erros nestas grandezas os valores seguintes:

a) Comprimento de projeções de traços (x)

Erro relativo constante (erro relativo percentual 20%) para comprimentos menores do que 20 μm .

Erro absoluto constante para comprimentos maiores do que 20 μm e igual a 4 μm .

b) Espessura da Emulsão (y)

Erro relativo constante de 0,20 (erro relativo percentual 20%)

Para a câmara 11 o método utilizado para determinar o ângulo zenital foi relacionar a distância entre duas projeções sucessivas da cascata eletromagnética no mapa de raio X com a espessura de material atravessado, que envolve chumbo, filmes de raio X e emulsão nuclear, envelopes e papel.

A fonte de erro na medida da distância entre as projeções sucessivas da cascata no mapa de raio X reside essencialmente na precisão com que foi feito este mapa. A fim de ter idéia desta precisão, procurou-se comparar a distância entre estas projeções com uma grandeza que lhe é proporcional, ou seja, a distância medida ao microscópio entre as manchas da cascata nas duas películas de filme de uma mesma chapa de raio X.

Aceitando o valor desta medida como nominal, pode-se graficar a distância entre projeções sucessivas no mapa de raio X em função da distância medida ao microscópio, para uma mesma chapa de raio X.

Este procedimento foi repetido para 57 cascatas eletromagnéticas em 4 blocos da câmara 11, e o resultado está representado na figura 39.

Observa-se a distribuição dos pontos em torno da reta de 45° , conforme esperado. O histograma da frequência de pontos projetados na perpendicular (tamanho do intervalo arbitrariamente escolhido) a esta reta está representado na figura 40, e permite ter uma estimativa do erro relativo na medida da distância pelo mapa de raio X.

Sobre o histograma foi ajustada uma gaussiana e pelo método dos mínimos quadrados a largura da gaussiana resultou em 1,5 unidades arbitrárias de intervalo. Esta largura corresponde a um erro relativo de 24% na ordenada distância entre projeções no mapa de raio X.

Quanto à espessura de material atravessado pode-se levar em conta a flutuação da espessura do chumbo. A flutuação estimada é de 0,1 cm, que corresponde a um erro relativo percentual em termos da espessura total (da ordem de 1,3 cm) de material atravessado da ordem de 10%.

Observa-se entretanto que as flutuações nas distâncias medidas no mapa de raio X são as que mais influenciam na largura da distribuição do coseno do ângulo zenital. Por uma questão de simplificação na distribuição da variável $\cos \theta$, supõe-se erros relativos iguais nas variáveis distância no mapa de raio X e espessura de material atravessado, adotando-se o valor 0,20 (erro relativo percentual de 20%).

ii. Convolução Zenital

No Apêndice VII está deduzida a distribuição $p(\cos \theta, \cos \theta_0)$ da variável $\cos \theta$, obtida através da relação entre duas variáveis x e y cujas medidas estão distribuídas segundo gaussianas de parâmetros \bar{x}, σ_x e \bar{y}, σ_y , respectivamente.

No caso em questão esta relação é:

$$\cos \theta = y / \sqrt{x^2 + y^2}$$

e o parâmetro $\cos \theta_0$ está relacionado aos valores médios \bar{x}, \bar{y} , dessas duas variáveis, correspondendo a $\cos(\arctg \bar{x}/\bar{y})$ ou ainda

$$\cos \theta_0 = \bar{y} / \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2}$$

A expressão aproximada para $p(\cos \theta, \cos \theta_0)$ resulta, como exposto no referido Apêndice, em:

$$p(\cos \theta, \cos \theta_0) d(\cos \theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{1 - \cos^2 \theta}} \frac{(\bar{x} \sigma_y^2 \sqrt{1 - \cos^2 \theta} + \bar{y} \sigma_x^2 \cos \theta)}{(\sigma_y^2 (1 - \cos^2 \theta) + \sigma_x^2 \cos^2 \theta)^{3/2}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(\bar{x} \cos \theta - \bar{y} \sqrt{1 - \cos^2 \theta})^2}{(\sigma_y^2 (1 - \cos^2 \theta) + \sigma_x^2 \cos^2 \theta)} \right\} d(\cos \theta)$$

Esta expressão foi empregada como deformante de um espectro diferencial do tipo

$$f_{ND}(\cos \theta_0) d(\cos \theta_0) = C e^{-t/L_a (\sec \theta_0 - 1)} \cos \theta_0 d(\cos \theta_0)$$

onde

$$C = 2 / \{1 - t/L_a + t^2/L_a^2 e^{t/L_a} E_1(t/L_a)\} \quad E_1(x) = \int_x^\infty e^{-u}/u du$$

é a constante de normalização tal que

$$\int_0^1 f_{ND}(\cos \theta_0) d(\cos \theta_0) = 1$$

O espectro diferencial deformado resulta:

$$f_D(\cos \theta) d(\cos \theta) = \left\{ \int_0^1 f_{ND}(\cos \theta_0) P(\cos \theta; \cos \theta_0) d \cos \theta_0 \right\} d \cos \theta$$

Comparou-se o espectro zenital integral deformado ao não deformado, ajustando-se ambos espectros integrais a uma função potência $(\cos \theta^*)^S$, a partir de $\cos \theta^*$ tal que F_{ND} e F_D sejam maiores a 0,3, em analogia ao tratamento dos dados experimentais, com a inclusão de 70% das cascatas eletromagnéticas mais próximas à vertical.

Assim

$$F_{ND}(\cos \theta^*) = \int_0^{\cos \theta^*} f_{ND}(\cos \theta_0) d \cos \theta_0 \sim (\cos \theta^*)^{S_{ND}}$$

$$F_D(\cos \theta^*) = \int_{-1}^{\cos \theta^*} f_D(\cos \theta) d \cos \theta \sim (\cos \theta^*)^{S_D}$$

Deve-se distinguir entre os resultados para as câmaras 8 e 11, já que os erros absolutos na variável x se comportam diferentemente em cada caso.

Assim para a câmara 8, em que o erro absoluto na variável x é proporcional a x até um determinado valor do comprimento, passando a ser constante para comprimentos maiores, deve-se desdobrar a integral de convolução que define a $F_D(\cos \theta^*)$. Já para

a câmara 11 como o erro absoluto na variável x é adotado proporcional a x , tal desdobramento não se faz necessário. As funções deformantes $p(\cos \theta, \cos \theta_0)$ em cada caso, bem como as integrais de convolução, são descritas detalhadamente no referido Apêndice.

iii. Resultados

Como é visto no Apêndice VII, para o espectro zenital integral não deformado resulta a seguinte relação entre o expoente s e o parâmetro t/L_a :

$$s_{ND} = 1,05 t/L_a + 2,82$$

Para o espectro zenital integral deformado, o expoente s_D está relacionado ao caminho livre médio de absorção de hádrons no ar através das relações:

$$\text{Câmara 8} : s_D = 0,96 t/L_a + 2,62$$

$$\text{Câmara 11} : s_D = 1,01 t/L_a + 2,66$$

Na obtenção dos fluxos brutos no capítulo anterior desprezou-se o efeito da convolução zenital, obtendo o caminho livre médio de absorção de hádrons no ar diretamente, da relação:

$$s_{exp} = 1,05 t/L_a + 2,82$$

Pode-se ver facilmente que levando em conta a deformação, deve-se, ao invés, obter L_a para a câmara 8 através de

$$s_{exp} = 0,96 t/L_a + 2,62$$

Observa-se que, não se levando em conta a convolução, L_a resulta superestimado de um fator aproximadamente igual a 13%. O ângulo sólido efetivo, conseqüentemente também resulta superestimado de um fator $\sim 9\%$, acarretando que por este motivo o fluxo vertical absoluto seja subestimado deste mesmo fator 9%.

A correção a ser feita envolve corrigir os valores de L_a e Ω_{ef} , sendo que para o fluxo vertical absoluto o fator de correção é:

$\Omega_{\text{ef.bruto}} / \Omega_{\text{ef.corrigido}}$.

Analogamente ao procedimento seguido para a câmara 8, para a câmara 11 o caminho livre médio de absorção de hádrons no ar deve agora ser calculado a partir da relação

$$s_{\text{exp}} = 1,01 t/L_a + 2,66$$

Pode-se concluir que desprezando-se a deformação, L_a foi superestimado de $\sim 6,5\%$, e o ângulo sólido efetivo resultou superestimado de um fator $\sim 4,5\%$. A correção para o fluxo vertical absoluto, subestimado sem a correção, é portanto do mesmo fator $\sim 4,5\%$ que para o ângulo sólido efetivo.

d) Conclusão

Efetuando-se as correções acima, chega-se a uma estimativa corrigida para o fluxo vertical absoluto de cada componente.

Os resultados destas correções, bem como para o caminho livre médio de absorção de hádrons no ar e para o ângulo sólido efetivo encontram-se resumidos na tabela abaixo:

Componente Eletromagnética: Valores corrigidos pela eficiência, convolução energética e zenital.

	Fluxo Vertical absoluto corrigido/ $\text{m}^{-2} \cdot \text{ano}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ($E_\gamma > 3 \text{ TeV}$)	β	L_a corrigido / $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$	Ω_{ef} corrigido / sr
Câmara 8	104±20(+17%)	2,10±0,37	102±18(-12%)	0,79±0,09(-8%)
Câmara 11				
Brasil	(135±19)(+13%)	2,04±0,22	95±15(-6%)	0,75±0,08(-4%)
Japão	93 10(+12%)	2,17±0,19	101±12(-6%)	0,78±0,06(-4%)
Total	(111 10)(+12%)	2,13±0,14	96± 9(-6%)	0,75±0,05(-4%)

Componente Nuclearmente Ativa: Valores corrigidos pela eficiência, convolução energética e zenital.

	Fluxo Vertical Absoluto corrigido/ $m^{-2}.ano^{-1}.sr^{-1}$	β
Câmara 11	$(E_h^{(\gamma)} \geq 3 \text{ TeV})$	
Brasil	$(96 \pm 14) (+ 5\%)$	$2,09 \pm 0,20$
Japão	$(70 \pm 3) (+ 5\%)$	$2,10 \pm 0,17$
Total	$(82 \pm 7) (+ 5\%)$	$2,11 \pm 0,13$

Uma estimativa para o fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética, corrigida quanto aos efeitos levados em consideração, pode ser obtida da média ponderada dos valores para as câmaras 8 e 11 (Brasil).

Resulta

$$F_v(E_\gamma \geq 3 \text{ TeV}) = (128 \pm 15)/m^2.ano.sr$$

$$\beta = 2,05 \pm 0,19$$

Analogamente as melhores estimativas para o ângulo sólido efetivo e para o caminho livre médio de absorção de hádrons no ar resultam:

$$\Omega_{ef} = 0,76 \pm 0,07 \text{ sr}$$

$$L_a = 96 \pm 12 \text{ g/cm}^2$$

Para a componente nuclearmente ativa o fluxo vertical absoluto corrigido bem como o expoente do espectro energético integral foram estimados a partir dos resultados da parte brasileira da câmara 11 em:

$$F_v(E_h^{(\gamma)} \geq 3 \text{ TeV}) = (96 \pm 14)/m^2.ano.sr$$

$$\beta = 2,09 \pm 0,20$$

Os valores acima para os fluxos verticais absolutos de ambas as componentes devem ser corrigidos de um fator que leva em conta o critério adotado para separação entre cascatas eletromagnéticas devidas a gamas das de hádrons.

Assim, para a componente eletromagnética faz-se necessária

uma correção devida à perda de cascatas eletromagnéticas provocadas por gamas, não materializadas até a profundidade de 10 unidades de cascata, bem como outra correção devida à inclusão de cascatas eletromagnéticas geradas por hádrons e detetadas até à mesma profundidade limite adotada. Para estimar estes fatores analisa-se a distribuição das profundidades de início de visualização de cascatas eletromagnéticas. A câmara 11, de maior espessura, presta-se bem para este estudo.

Na figura 41 está representada a distribuição de profundidades de início de visualização de cascatas eletromagnéticas detetadas na câmara 11, em função desta profundidade, em unidades de cm de chumbo.

Os fatores de correção acima foram estimados a partir dos mesmos dados experimentais na Ref. 41, resultando:

- a) correção por perda de cascatas eletromagnéticas geradas por gamas não materializadas até 10 unidades de cascatas: +1%
- b) correção devida à contaminação pela componente nuclearmente ativa detetada até 10 unidades de cascatas: -9%

Conseqüentemente o valor final para o fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética é obtida da estimativa anterior corrigida de um fator 0,92:

$$F_V(E_\gamma \geq 3\text{TeV}) = 118 \pm 14 / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

Quanto à componente nuclearmente ativa, faz-se necessário ainda a consideração sobre a probabilidade de um hádron atravessar a câmara sem interagir, ou o fazer a uma profundidade inferior a 12 unidades de cascata, podendo ser confundido com um gama.

Sabe-se que o caminho livre médio de interação de hádrons no chumbo é da ordem de $192 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, o que corresponde a 17 cm Pb. A câmara em questão tem profundidade de 58 unidades de cascata, o que equivale aproximadamente a 29 cm de Pb. A probabilidade de um hádron interagir ao atravessar a câmara é 0,35, caso se leve em consideração a distribuição angular zenital dos hádrons incidentes na câmara. Entretanto, é possível que a interação se dê a uma profundidade inferior a 12 unidades de cascata. A probabilidade de o hádron interagir nas primeiras 10 unidades de cascata (5 cm Pb iniciais) e não interagir novamente em profundidades superiores da câmara é 0,06. Logo o que se observa são produtos de interações de 79% dos hádrons

incidentes na câmara*.

Deve-se então corrigir o fluxo anteriormente obtido de um fator 1,26.

Resulta

$$F_{V_h}(E_h^{(\gamma)} \geq 3,0 \text{ TeV}) = (121 \pm 17) / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}.$$

Cumpra ainda ressaltar, quando se fala em fluxo vertical absoluto de uma dada componente da radiação cósmica, a indeterminação da energia absoluta das cascatas eletromagnéticas, devida às aproximações dos resultados da teoria de cascatas eletromagnéticas.

J. NISHIMURA, em seu trabalho sobre teorias de cascata, comenta a precisão da determinação de energia de cascatas eletromagnéticas em emulsões nucleares, admitindo que o erro envolvido em seus cálculos numéricos não excede 20 ~ 30%.

Caso se aceite um erro sistemático de 20% na determinação da energia de gamas, o fluxo vertical absoluto estaria afetado de um erro sistemático da ordem de 40%, já que o expoente do espectro energético integral é da ordem de 2. Isto deixaria o valor absoluto dado acima indeterminado de um fator de aproximadamente 1,5.

e) Comparação dos fluxos verticais absolutos das componentes eletromagnética e nuclearmente ativa com resultados anteriores da CBJ

Nas tabelas abaixo estão resumidos os resultados anteriores dos fluxos verticais absolutos das componentes eletromagnética e nuclearmente ativa, para energias mínimas E_γ e $E_h^{(\gamma)}$ de 3 TeV.

Componente Eletromagnética

*Desprezou-se a diferença entre o ponto de interação e o ponto de início de visualização da cascata eletromagnética, justificado em se tratando aqui de cascatas eletromagnéticas de energia acima de 3 TeV.

Componente Eletromagnética

<u>Referência</u>	<u>$F_{\nu}(\geq 3\text{TeV})/\text{m}^{-2}.\text{ano}^{-1}.\text{sr}^{-1}$</u>	<u>β</u>	<u>Ano</u>
5	60 ± 11	2,20 ± 0,15	1963
6	69 ± 6	2,2 ± 0,2	1965
1	109 ± 25	2,0 ± 0,2	1966
7*	76 ± 6	2,0 ± 0,3	1967
15	86 ± 9	2,07 ± 0,10	1971
41	84 ± 8	2,14 ± 0,07	1972
10,42	84 ± 5	2,05 ± 0,05	1973/74
43	88 ± 5	2,05 ± 0,05	1977
16	91 ± 10	2,05 ± 0,05	1981
P.T.	118 ± 14	2,05 ± 0,19	1982

Componente Nuclearmente Ativa

<u>Referência</u>	<u>$F_{\nu}(\geq 3\text{TeV})/\text{m}^{-2}.\text{ano}^{-1}.\text{sr}^{-1}$</u>	<u>β</u>	<u>Ano</u>
6	125 ± 13	2,0 ± 0,2	1965
1	156 ± 38	2,0 ± 0,2	1966
7	136 ± 16	1,9 ± 0,3	1967
15	123	2,10 ± 0,10	1971
41	173 ± 12	2,5 ± 0,2	1972
42,43	138 ± 16	1,8 ± 0,1	1974/77
76	165 ± 77	2,2 ± 0,2	1976
16	142 ± 9	1,8 ± 0,1	1981
P.T.	121 ± 17	2,09 ± 0,20	1982

O resultado obtido no presente trabalho para o fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética é superior em aproximadamente 30% ao último resultado apresentado (Ref.16) enquanto que o valor estimado para o expoente do espectro energético integral concorda com os valores que vêm sendo publicados pela C.B.J.

Já para o fluxo da componente nuclearmente ativa o resultado do presente trabalho é inferior em 15% ao resultado mais recente apresentado na mesma referência acima, vindo a concordar, assim com o valor estimado para o expoente do seu espectro energético integral, com os resultados apresentados na referência 15.

* No trabalho original é dado apenas o fluxo vertical de gamas simples mais o de maior energia de cada família (S_2). A extrapolação feita consistiu em considerar o fluxo total igual ao dobro do de S_2

Comparação com resultados de outros grupos para a componente eletromagnética, nuclearmente ativa e mesônica.

1) Componente Eletromagnética.

a) Variação com a profundidade atmosférica

O fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética em Chacaltaya pode ser comparado com resultados correspondentes obtidos por outros grupos a diferentes profundidades atmosféricas, levando-se em conta sua variação com a profundidade. Desprezando-se as interações secundárias de mesons criados nas interações dos núcleos incidentes com os núcleos da atmosfera e considerando apenas estas interações primárias pode-se aproximar:

$$F_{\gamma}(E, t) = L_a P(t, \beta, \chi_0, L_a) R_{\gamma}(E_0, 0) (E/E_0)^{-\beta} e^{-t/L_a}$$

onde

χ_0 é o caminho livre médio para radiação de gamas por elétrons, aproximadamente 38 g/cm^2 , que corresponde a uma unidade de cascata no ar;

$$P(t, \beta; \chi_0, L_a) = e^{t/L_a} \left\{ \sum_{i=1}^2 \frac{e^{\lambda_i(\beta)t/\chi_0} - e^{-t/L_a}}{1 + \lambda_i(\beta)L_a/\chi_0} N_i(\beta) \right\}$$

$$\text{em que } N_1(\beta) = H_2(\beta) + \sqrt{\beta} M(\beta)$$

$$N_2(\beta) = H_1(\beta) - \sqrt{\beta} M(\beta)$$

e $\lambda_i(\beta)$, $H_i(\beta)$ e $M(\beta)$ são as funções conhecidas da teoria de cascata (Ref. 77);

$R_{\gamma}(E_0, 0)$ é a razão de produção de gamas de energia maior ou igual a E_0 no topo da atmosfera.

Na figura 42 está graficada a função $P(t, \beta, \chi_0, L_a)$ com $\beta = 2,1$, $\chi_0 = 38 \text{ g/cm}^2$ e o parâmetro L_a com valores 90, 100 e 110 g/cm^2 . Neste caso:

$$\lambda_1(2,1) = -0,550$$

$$\lambda_2(2,1) = -1,816$$

$$N_1(2,1) = 1,234$$

$$N_2(2,1) = -0,234$$

Alguns dos resultados mais recentes obtidos para o fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética e para o expoente do espectro energético por outros grupos estão resumidos na tabela seguinte.

Nesta tabela f representa a razão entre o fluxo vertical absoluto à profundidade atmosférica t e o fluxo vertical estimado em Chacaltaya conforme o presente trabalho. Quando se trata de resultados publicados simultaneamente, mantiveram-se todos.

Os fluxos verticais absolutos à mesma energia a diferentes profundidades atmosféricas podem ser comparados com o de Chacaltaya, resultando:

$$f = \frac{F_v(t \text{ g/cm}^2)}{F_v(540 \text{ g/cm}^2)} = \frac{P(t, \beta, \chi_0, L_a)}{P(540, \beta, \chi_0, L_a)} = \frac{e^{-t/L_a}}{e^{-540/L_a}}$$

Na figura 43 estão graficados os valores experimentais desta fração, bem como os valores esperados em função do parâmetro L_a .

Na figura 44 está representada a fração f' , definida como

$$f' = \frac{F_v(t) P(540, \beta, \chi_0, L_a) e^{-540/L_a}}{F_v(540 \text{ g/cm}^2) P(t, \beta, \chi_0, L_a) e^{-t/L_a}}$$

para os mesmos dados acima, utilizando o valor estimado no capítulo anterior para L_a , ou seja, 96 g/cm^2 . Pode-se verificar pela figura que os valores de f' estão em torno do valor $f'=1$ esperado.

TABELA

	$t/g.cm^{-2}$	$F_V (>3TeV) /$ $m^{-2}.ano^{-1}.sr^{-1}$	β	f	Ref.
BALÃO	15		$1,8 \pm 0,2$		(36)
	60	$(5,6 \pm 1,1) 10^3$	$2,2 \pm 0,2$	$47,1 \pm 11,1$	(37)
	60	-	$1,9 \pm 0,2$	-	(38)
AVIÃO	197**	$(1,5 \pm 0,2) 10^3$	$1,75 \pm 0,10$	$13,0 \pm 2,4$	(33)
	235	$(2,8 \pm 0,4) 10^3$	$1,72 \pm 0,08$	$23,8 \pm 4,1$	(34)
	257	$(2,2 \pm 0,2) 10^3$	$1,85 \pm 0,12$	$18,6 \pm 2,7$	
	281	$(1,7 \pm 0,2) 10^3$	$2,02 \pm 0,15$	$14,1 \pm 2,2$	
	314	$(1,4 \pm 0,3) 10^3$	$1,85 \pm 0,17$	$11,9 \pm 2,6$	(35)
260	$(1,6 \pm 0,3) 10^3$	$1,95 \pm 0,10$	$13,3 \pm 1,9$		
MONTANHA	400	$(3,8 \pm 1,3) 10^2$	$2,1 \pm 0,2$	$3,2 \pm 1,1$	(17)
	455	(190 ± 38)	$2,2 \pm 0,3$	$1,61 \pm 0,37$	(18)
	520	(115 ± 5)	$1,96 \pm 0,07$	$0,98 \pm 0,12$	(19)
	556	(119 ± 8)	$2,00 \pm 0,06$	$1,00 \pm 0,14$	(20)
	594	(112 ± 12)	$2,08 \pm 0,06$	$0,95 \pm 0,15$	(21)
		(60 ± 6)	$2,00 \pm 0,05$	$0,51 \pm 0,08$	(16)
	650	(41 ± 3)	$1,95 \pm 0,08$	$0,35 \pm 0,05$	(22)
		(44 ± 4)	$1,95 \pm 0,05$	$0,38 \pm 0,05$	(23)
		(32 ± 5)	$2,00 \pm 0,05$	$0,27 \pm 0,05$	(16)
	700**	(22 ± 4)	$1,90 \pm 0,15$	$0,19 \pm 0,04$	(33)
		(36 ± 8)	$1,75 \pm 0,15$	$0,30 \pm 0,08$	(24)
	710	(37 ± 3)	$2,08 \pm 0,20$	$0,32 \pm 0,05$	(18)
	729	(44 ± 6)	$1,81 \pm 0,09$	$0,37 \pm 0,07$	(34)
	798	(25 ± 5)	$2,1 \pm 0,14$	$0,22 \pm 0,05$	
	870	(9 ± 4)	$2,26 \pm 0,26$	$0,07 \pm 0,03$	
970	(4 ± 2)	$2,57 \pm 0,39$	$0,03 \pm 0,02$	(25)	
735	(13 ± 3)	$2,3 \pm 0,2$	$0,11 \pm 0,03$		
	$(14 \pm 1)*$	$1,92 \pm 0,15$	$0,12 \pm 0,02$		(26)
	$(12 \pm 1)*$	$2,3 \pm 0,27$	$0,11 \pm 0,02$	(27)	

** Fluxo estimado a partir de concordância com outro trabalho publicado simultaneamente ou anteriormente.

* O erro do fluxo está subestimado.

Caso se despreze a variação de $P(t, \beta, \chi_0, L_a)$ para profundidades bem maiores do que L_a , por exemplo, $t \geq 400 \text{ g.cm}^{-2}$, a variação esperada do fluxo é aproximadamente exponencial. Com esta hipótese, resulta uma estimativa para L_a de 102 g.cm^{-2} , caso se exclua os resultados para as profundidades 710 e 729 g/cm^2 (Ref. 34 e 18)* (Figura 45). Caso sejam incluídos estes resultados, consegue-se um bom ajuste para L_a da ordem de 122 g.cm^{-2} .

Cumpra ressaltar que na maioria dos casos os erros nos fluxos apresentados pelos diversos grupos são apenas estatísticos e não sistemáticos (exclue-se, por exemplo, o resultado da ref. 21, que inclui alguns erros metodológicos).

Observando a tabela de resultados a diferentes profundidades não se observa um crescimento sistemático de β com a profundidade, os valores oscilando em torno de 2,0. Importante é ressaltar o resultado recente de APANASENKO et al (36) a 15 g.cm^{-2} , que fornece $\beta = 1,8 \pm 0,2$ para energias de gamas entre 3,7 e 15 TeV, em comparação com os resultados para o expoente do espectro de hádrons obtido no mesmo trabalho $\beta_h = 1,4 \pm 0,2$ para energias sob forma de gamas no mesmo intervalo, bem como com os resultados de RYAN et al (39), que dão para o expoente do espectro de prótons primários o valor $\beta_{\text{próton}} = 1,75 \pm 0,03$, para energias entre 0,05 e 1 TeV, faixa de energia inferior à de APANASENKO et al.

b) Razões de produção de gamas

Como resultados paralelos, é possível agora estimar as razões de produção de gamas em Chacaltaya e no topo da atmosfera. Usou-se para tal valor de L_a , $96 \pm 12 \text{ g.cm}^{-2}$, bem como para o valor $2,05 \pm 0,19$, ambos estimados no capítulo anterior.

Resulta:

$$R_Y(E_Y, t) = F_V(E_Y, t) / [P(t, \beta, \chi_0, L_a) \cdot L_a] \quad **$$

$$R_Y(E_Y \geq 3\text{TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (4,5 \pm 0,8) 10^{-5} / \text{g.ano.sr}$$

* Escolheram-se os valores mais concordantes com os resultados do presente trabalho para as profundidades de 594, 650, 700 e 735 g.cm^{-2} .

** Para o cálculo de $P(t, \beta, \chi_0, L_a)$ usou-se $\beta = 2,1$, $L_a = 96 \text{ g/cm}^2$ e $\chi_0 = 38 \text{ g/cm}^2$.

Com este resultado, pode-se agora extrapolar para o topo da atmosfera, usando a relação

$$R_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = R_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 3 \text{ TeV}, t=0 \text{ g.cm}^{-2}) e^{-t/L_a}$$

Obtem-se:

$$R_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 3 \text{ TeV}, t=0 \text{ g.cm}^{-2}) = (1,2 \pm 0,9) 10^{-2} / \text{g.ano.sr}$$

Estes resultados podem ser comparados com os de C.Santos (Ref. 41), quando passados para 1 TeV:

$$R_{\gamma}(\geq E_{\gamma}, t) = R_{\gamma}(\geq E_0, t) (E_{\gamma}/E_0)^{-\beta}$$

P.T. $R_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 1 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (4,3 \pm 1,2) 10^{-4} / \text{g.ano.sr}$

Ref.41 $R_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 1 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (4,6 \pm 1,1) 10^{-4} / \text{g.ano.sr}$

e

P.T. $R_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 1 \text{ TeV}, t=0 \text{ g.cm}^{-2}) = (1,2 \pm 0,9) 10^{-1} / \text{g.ano.sr}$

Ref.41 $R_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 1 \text{ TeV}, t=0 \text{ g.cm}^{-2}) = (1,2 \pm 0,5) 10^{-1} / \text{g.ano.sr}$

para o topo da atmosfera.

Pode-se ainda comparar o resultado presentemente obtido com a média ponderada entre os valores apresentados na mesma referência, para vários grupos:

$$R_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 1 \text{ TeV}, t=0 \text{ g.cm}^{-2}) = (9,3 \pm 0,8) 10^{-2} / \text{g.ano.sr}$$

ou ainda com o resultado de FOWLER et al(78) que, usando detectores com emulsões e tungstênio a 22 g.cm^{-2} , extrapola para o topo da atmosfera uma razão de produção de gamas maior ou igual a 1 TeV, de $(1,1 \pm 0,2) 10^{-1} / \text{g.ano.sr}$. Observa-se que, dentro dos erros dados, há concordância dos resultados.

3) Componente Piônica

1) Razões de Produção de Pions.

Caso se suponha, em primeira aproximação, que as contribuições para a componente eletromagnética são apenas do decaimento de pions neutros em gamas, tem-se que a razão de produção de pions neutros está relacionada com a de gamas através da relação (por exemplo, Ref. 80)

$$R_{\pi^0}(\geq E, t) = (\beta+1)/2 R(\geq E, t)$$

onde β é o expoente do espectro energético integral de gamas. Resulta então:

$$R_{\pi^0}(E \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (6,8 \pm 1,3)10^{-5}/\text{g.ano.sr}$$

e no topo da atmosfera

$$R_{\pi^0}(E \geq 3 \text{ TeV}, t=0 \text{ g.cm}^{-2}) = (1,9 \pm 1,4)10^{-2}/\text{g.ano.sr}$$

Na tabela abaixo estão resumidos os resultados do presente trabalho em comparação com os da referência 41, para a razão de produção de pions neutros em Chacaltaya e no topo da atmosfera, para a energia mínima de 1 TeV.

$$R_{\pi^0}(\geq E = 1 \text{ TeV})/\text{g.ano.sr}$$

$t/\text{g.cm}^{-2}$	<u>Presente Trabalho</u>	<u>Referência 41</u>
540	$(6,5 \pm 1,8)10^{-4}$	$(7,4 \pm 1,9)10^{-4}$
0	$(1,8 \pm 1,4)10^{-1}$	$(2,0 \pm 0,9)10^{-1}$

A partir dos resultados de KANEVSKAYA et al para a razão de produção de pions neutros em função da profundidade atmosférica, obtém-se para a razão de produção de π^0 de energia acima de 1 TeV em Chacaltaya, o valor $(9,5 \pm 1,9)10^{-4}/\text{g.ano.sr}$, em concordância, dentro dos erros experimentais, com os valores acima à mesma profundidade e energia (Ref. 79).

Admitindo-se independência de carga para produção de pions nas interações nucleares produzidas pela radiação cósmica de alta ener-

gia e desprezando ainda a contribuição de pions carregados e kaons para a componente eletromagnética (ref. 80), resulta:

$$R_{\pi^{\pm}}(\geq E, t) = 2 R_{\pi^0}(\geq E, t)$$

e portanto:

$$R_{\pi^{\pm}}(\geq E = 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (1,4 \pm 0,3)10^{-4}/\text{g.ano.sr}$$

e para o topo da atmosfera:

$$R_{\pi^{\pm}}(\geq E = 3 \text{ TeV}, t=0 \text{ g.cm}^{-2}) = (3,8 \pm 2,8)10^{-2}/\text{g.ano.sr}$$

O mesmo quadro comparativo para $R_{\pi^{\pm}}$ a 1 TeV com resultados da referência 41 resulta:

$$R_{\pi^{\pm}}(\geq E = 1 \text{ TeV})/\text{g.ano.sr}$$

$t/\text{g.cm}^{-2}$	<u>Presente Trabalho</u>	<u>Referência 41</u>
540	$(1,3 \pm 0,4)10^{-3}$	$(1,5 \pm 0,4)10^{-3}$
0	$(3,6 \pm 2,7)10^{-1}$	$(4,0 \pm 1,7)10^{-1}$

Devido ao fato de se ter desprezado a componente kaônica, as razões de produção de pions encontram-se sobreestimadas da ordem de 3 ~ 4%*.

b) Fluxos de pions

O espectro diferencial de energia de pions com energia entre E e E + dE, à profundidade atmosférica t g/cm², $f_{\pi}(E, t)$, é solução da seguinte equação de difusão:

* Isto se deve ao fato de a relação mais precisa, que inclui a componente kaônica, levar a:

$$R_{\pi^{\pm}}^{\text{corrigido}}(\geq E, t) = R_{\pi^0}(\geq E, t)/(1 + 0,03139 \cdot 2 \cdot f_K \cdot \eta_K)$$

$$\text{onde } f_K = R_K^{\pm}/R_{\pi^{\pm}}$$

$$\eta_K \approx 1/(\beta + 1) \quad \text{conforme adiante (componente muônica)}$$

$$\frac{\partial f_{\pi^{\pm}}(E, t)}{\partial t} = \frac{-b_{\pi} c U(t) f_{\pi^{\pm}}(E, t)}{E t} - \frac{f_{\pi^{\pm}}(E, t)}{\lambda_{\pi}} + \frac{f_{\pi^{\pm}}(E/(1-k_{\pi}), t)}{\lambda_{\pi}(1-k_{\pi})} + P_{\pi^{\pm}}^{NN}(E, t) + P_{\pi^{\pm}}^{\pi N}(E, t) + P_{\pi^{\pm}}^{KN}(E, t)$$

onde: $b_{\pi} = \frac{\bar{t} m}{\rho(\bar{t}) \tau}$ é o momento característico para decaimento dos pions, ou constante de decaimento (m é a massa e τ a vida média do pión), sendo $b_{\pi} c = 0,116$ TeV; $\rho(\bar{t})$ é adensidade atmosférica na profundidade $\bar{t} = 100 \text{ g.cm}^{-2}$. $U(t) = h(t)/h(\bar{t})$, onde h é a altura de escala (isotérmica), definida $h(t) = t/\rho(t)$; λ_{π} é o caminho livre médio de interação de pions; k_{π} é a inelasticidade nas interações de pions com núcleos do ar.

$P_{\pi^{\pm}}^{NN}(E, t)$, $P_{\pi^{\pm}}^{\pi N}(E, t)$ e $P_{\pi^{\pm}}^{KN}(E, t)$ são as razões de produção diferenciais de pions em colisões nucleon-nucleon, pión-nucleon e kaon-nucleon, respectivamente.

Levando em conta os resultados do ítem a), tem-se que:

$$P_{\pi^{\pm}}^{NN}(E, t) + P_{\pi^{\pm}}^{\pi N}(E, t) + P_{\pi^{\pm}}^{KN}(E, t) = r_{\pi^{\pm}}(E, 0) e^{-t/L_a}$$

na aproximação de L_a constante, sendo portanto $P^{\pi N}$ e P^{KN} desprezíveis em relação a P^{NN} .

Como se está interessado em energias acima de TeV, portanto maiores que $b_{\pi} c$, pode-se desprezar o termo que leva em conta o decaimento dos pions em vôo. Nesta aproximação e supondo o caminho livre médio de interação dos pions igual ao dos nucleons, da ordem de 80 g.cm^{-2} bem como o caminho livre médio de absorção igual a 96 g.cm^{-2} , calcula-se o fluxo de pions fazendo duas suposições para a inelasticidade k_{π} : valor constante igual a 1 (o que implica na ausência do pión residual) e valor constante igual a 1/2.

Nestes casos a solução para a equação de difusão resulta:

$$F_{\pi^{\pm}}(E, t) = \frac{\lambda_{\pi} L_a}{L_a - \lambda_{\pi}} R_{\pi^{\pm}}(E, 0) \{e^{-t/L_a} - e^{-t/\lambda_{\pi}}\}$$

para $k_{\pi} = 1$, e portanto

$$F_{\pi^{\pm}}(E, t) = \frac{\lambda_{\pi} L_a}{L_a - \lambda_{\pi}} R_{\pi^{\pm}}(E, t) \{1 - e^{-t(L_a - \lambda_{\pi})/L_a \lambda_{\pi}}\}$$

Obtém-se

$$F_{\pi^{\pm}}(E \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (443 \pm 81)/\text{m}^2.\text{ano.sr} \quad (*)$$

ou ainda, na aproximação $k_{\pi} = 1/2$:

$$F_{\pi^{\pm}}(E, t) = R_{\pi^{\pm}}(E, 0) \left\{ \frac{e^{-t(L_a - e^{-\mu(\beta+1)t})}}{\mu(\beta+1) - 1/L_a} \right\}$$

onde

$$\mu(s) = \frac{1}{\lambda_{\pi}} \{1 - (1 - k_{\pi})^{s-1}\} = \frac{1}{\lambda_{\pi}^*}$$

Sob outra forma tem-se:

$$F_{\pi^{\pm}}(E, t) = \frac{\lambda_{\pi^*} L_a}{L_a - \lambda_{\pi^*}} R_{\pi^{\pm}}(E, t) \{1 - e^{-t(L_a - \lambda_{\pi^*})/L_a \lambda_{\pi^*}}\}$$

e resulta:

$$F_{\pi^{\pm}}(E \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = 961 \pm 176/\text{m}^2.\text{ano.sr.} \quad (*)$$

Pode-se ainda ter uma estimativa grosseira para a razão $F_{\pi}/F_{\text{p.n.a}}$ à mesma energia mínima, em Chacaltaya, tendo-se entretanto, que incluir ainda uma hipótese quanto à passagem da energia hadrônica sob forma de gamas, para a energia do hadron propriamente dita.

Admitindo que

$$F_{\text{p.n.a}}(\geq E_h^{(\gamma)}, t) = (121 \pm 17)/\text{m}^2.\text{ano.sr}$$

para $E_h^{(\gamma)} = 3 \text{ TeV}$

$$t = 540 \text{ g/cm}^2$$

* O erro está subestimado, incluindo apenas o erro em $R_{\pi^{\pm}}(E, t)$.

e que

$$F(\geq E_h^{(\gamma)}) = \langle k_Y^\beta \rangle F(\geq E_h)$$

e usando

$$\langle k_Y^\beta \rangle^{1/\beta} = 1/4,5$$

resulta

$$F_{\pi^\pm}/F_{p.n.a} = 0,16 \pm 0,04$$

e

$$F_{\pi^\pm}/F_N = 0,19 \pm 0,04$$

para o caso em que se assume $k_\pi = 1$.

Para estas frações obtêm-se os valores abaixo quando se assume $k_\pi = 1/2$:

$$F_{\pi^\pm}/F_{p.n.a} = 0,34 \pm 0,08$$

$$F_{\pi^\pm}/F_N = 0,25 \pm 0,14$$

3) Componente Muônica - Fluxo de Muons.

Para profundidades atmosféricas muito maiores que L_a pode-se supor que o fluxo de muons de alta energia é praticamente estacionário com a profundidade crescente, o que permite comparar o fluxo de muons calculado a partir de resultados da componente eletromagnética em Chacaltaya com os resultados experimentais de outros grupos, ao nível do mar ($\sim 1030 \text{ g.cm}^{-2}$).

Na referência 41 está deduzida a relação entre os fluxos de muons e de gamas, adotando-se as seguintes hipóteses:

i) os muons são provenientes do decaimento de π^\pm , K^\pm e K_C^0 considerando:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad \tau_{\pi^\pm} = (2,6030 \pm 0,0023) 10^{-8} \text{ seg} ; 100\%$$

$$K_C^0 \rightarrow \pi^\pm + \pi^\mp \rightarrow \mu^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \quad \tau_{K_C^0} = (8,923 \pm 0,022) 10^{-11} \text{ seg} ;$$

(68,61 \pm 0,24)%

$$K^{\pm} + \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) \quad \tau_K = (1,2371 \pm 0,0026) 10^{-8} \text{ seg} ;$$

$$(63,50 \pm 0,16) \%$$

e os gamas são provenientes de

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad \tau_{\pi^0} = (8,28 \pm 0,57) 10^{-17} \text{ seg}; (98,85 \pm 0,05) \%$$

$$K_C^0 \rightarrow 2\pi^0 + 4\gamma \quad \tau_{K_C^0} = (8,923 \pm 0,022) 10^{-11} \text{ seg}; (31,39 \pm 0,24) \%$$

ii) independência de carga na produção de píons e kaons, o que implica que

$$R_{\pi^0} = 1/2 R_{\pi^{\pm}} = R_{\pi^+} = R_{\pi^-}$$

$$R_{K_L^0} = R_{K_C^0} = 1/2 R_{K^{\pm}} = R_{K^+} = R_{K^-}$$

iii) razões de produção de píons e kaons de mesma forma de potência da energia, de mesmo expoente:

$$R_{\pi,K}(E,t) = R_{\pi,K}(E_0,0) (E/E_0)^{-\beta} e^{-t/L_a}$$

iv) atmosfera isotérmica

$$t = t_0 e^{-h/h_0} \quad h_0 = 6,4 \times 10^5 \text{ cm}$$

v) desintegração do muon em vôo é desprezível, bem como sua perda de energia, para as energias em questão (acima de 1 TeV).

Nesta situação:

$$F_{\mu^{\pm}}(E,t) = \frac{(1+\beta) \eta_{\pi^{\pm}}(E) B_{\pi^{\pm}}(E) e^{t/L_a} Q(E)}{P(t)} F_{\gamma}(E,t)$$

onde

$$Q(E) = \{1 + \epsilon_{\mu} f_K [0,6350 \eta_K B_K / (\eta_{\pi} B_{\pi}) + 0,6861 \eta_K^0]\} /$$

$$\{1 + 0,3139 \cdot 2 \cdot f_K \cdot \eta_K^0 \cdot \epsilon_{\gamma}\}$$

e os fatores ϵ_{μ} , ϵ_{γ} levam em conta as outras desintegrações que não mencionadas na hipótese i) (ver capítulo III), e na aproximação desejada serão adotados $\epsilon_{\gamma} = \epsilon_{\mu} = 1$.

$\eta_{\pi^{\pm}}$, $\eta_{K^{\pm}}$ e η_{K^0} levam em conta a transferência de energia para os muons nas produções:

$$\begin{aligned} \pi^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} \\ K^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} \\ K_C^0 &\rightarrow \pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \end{aligned}$$

$f_K = R_{K^{\pm}} / R_{\pi^{\pm}}$, para o qual se adotou o valor 0,2 (valor experimental obtido a partir de jatos de 1 TeV em emulsões puras conforme Referência(81) e 0,13 (valor obtido nos anéis de colisão do CERN, conforme Referência(82)).

$$e P(t) = P(t, \beta, \chi_0, L_a) = e^{t/L_a} \left\{ \sum_{i=1}^2 \frac{e^{\lambda_i(\beta)t/\chi_0} - e^{-t/L_a}}{1 + \lambda_i(\beta)L_a/\chi_0} N_i(\beta) \right\}$$

Ainda a partir das expressões dadas na referência 41 e dos valores experimentais das massas e vidas médias dos píons, muons e kaons, pode-se obter:

$$\begin{aligned} \eta_{\pi^{\pm}} &= 0,35 & B_{\pi} &= \frac{\lambda_{\pi}}{L_a} \frac{1}{\left[1 + \frac{E/\text{TeV}}{0,116}\right]} \\ \eta_{K^{\pm}} &= 0,17 & & \\ \eta_{K_C^0} &= 1/(\beta + 1) & B_K &= \frac{\lambda_K}{L_a} \frac{1}{\left[1 + \frac{E/\text{TeV}}{0,85}\right]} \end{aligned}$$

Supondo ainda que $\lambda_{\pi} = \lambda_K$, resulta o fluxo de muons graficado na figura 46, juntamente com os resultados experimentais apresentados por AKASHI et al (Referência 83), obtidos com câmaras de emulsões nucleares, filmes de raio X e placas de chumbo em arranjo horizontal.

A partir dos resultados do presente trabalho o fluxo de muons a 1 TeV (integral) resultaria:

$$F_{\mu} (\geq 1 \text{ TeV}) = (1,35 \pm 0,32)10^4/\text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr} \text{ para } f_K = 0,2$$

e

$$F_{\mu} (\geq 1 \text{ TeV}) = (1,25 \pm 0,20)10^4/\text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr} \text{ para } f_K = 0,13$$

Estes valores estão em ótima concordância com o valor absoluto dado na referência acima $(1,17 \pm 0,06)10^4/\text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$, para a mesma energia 1 TeV.

Cumpra ressaltar que os resultados de AKASHI et al são em 20 a 30% inferiores aos de ALLKOFER et al (referência 84) e AMINEVA et al (referência 85).

Quanto ao expoente do espectro integral de produção de píons e kaons, γ_{π} , comparável portanto com o valor de β obtido neste trabalho, os resultados são algo divergentes. Enquanto a colaboração DEIS vem apresentando valores da ordem de

$$\gamma_{\pi} = 1,72 \pm 0,02 \quad E \geq 500 \text{ GeV} \quad (\text{ref. 86})$$

$$\gamma_{\pi} = 1,74 \pm 0,02 \quad E \geq 700 \text{ GeV} \quad (\text{ref. 87}),$$

IVANOVA et al (referência 88) chegam, com filmes de raio X e chumbo, a um espectro de produção de píons e kaons com expoente

$$\gamma_{\pi} = 1,95 \pm 0,1 \quad (5 \text{ a } 30 \text{ TeV})$$

$$\gamma_{\pi} = 2,0 \pm 0,1 \quad (3 \text{ a } 30 \text{ TeV})$$

em concordância também com os resultados obtidos com espectrômetro magnético MUTRON (referência 89) e HONDA et al chegam a

$$\gamma_{\pi} = 1,93 \pm 0,05 \quad (1 - 13 \text{ TeV}) \quad (\text{ref. 90})$$

Ainda tem-se o resultado de MIZUTANI et al, (referência 91), que, com filmes de raio X, emulsões nucleares e Pb, na região de energia de 0,4 + 2 TeV, estima γ_{π} em 1,97.

Estes valores podem ser considerados concordantes com $\beta = 2,05 \pm 0,19$, aqui obtido, dentro da incerteza experimental envolvida...

4) Componente Neutrínica (Fluxo de Neutrinos Muônicos)

Os neutrinos muônicos de alta energia são produzidos na atmosfera principalmente pelos decaimentos de:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad \tau_{\pi^\pm} \approx 2,6 \times 10^{-8} \text{ seg} ; 100\%$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad \tau_{K^\pm} \approx 1,2 \times 10^{-8} \text{ seg} ; 63,5\%$$

Outros decaimentos resultando na produção de neutrinos muônicos podem ser desprezados, em primeira aproximação, ou por terem vida média longa ou pequena taxa de decaimento, ou pequena transferência de energia para os ν_μ .

O fluxo de ν_μ a profundidades atmosféricas muito maiores que L_a é estacionário, e pode ser obtido através da relação:

$$F_{\nu_\mu} = \frac{a \beta}{(\beta+H)(\beta+H+1)} L_a R(E) B(E) (1 - \delta^{-2})^{\beta+H}$$

conforme se pode ver na referência (80).

Nesta expressão:

$R(E)$ é a razão de produção da partícula que decai em ν_μ significando $R_{\pi^\pm}(E)$ ou $R_{K^\pm}(E)$ em cada caso.

$B(E)$ é um fator relacionado à probabilidade de decaimento em voo da partícula, conforme dado no item 3) Componente muônica.

$$\delta_{\pi^\pm} = M_{\pi^\pm}/M_{\mu^\pm} \quad e \quad \delta_{K^\pm} = M_{K^\pm}/M_{\mu^\pm}$$

$$H_{\pi^\pm} \approx \frac{1}{1 + \frac{0,116}{E/\text{TeV}}} \quad H_{K^\pm} \approx \frac{1}{1 + \frac{0,85}{E/\text{TeV}}}$$

a é um fator que leva em consideração a porcentagem do decaimento.

Como já foi visto no item 3) Componente muônica, a razão de produção de kaons $R_{K^\pm}(E)$ está relacionada à de pions por

$$f_K = \frac{R_{K^\pm}(E)}{R_{\pi^\pm}(E)}$$

adotando-se aqui $f_K \sim 0,2$

Substituindo-se os valores correspondentes, pode-se estimar o fluxo de neutrinos muônicos para profundidades atmosféricas $t \gg L_a$, ou seja, aproximadamente para a profundidade de Chacaltaya e também ao nível do mar, somando-se o fluxo de ν_μ originados do decaimento de π^\pm e de K^\pm .

Resulta, para energias maiores que 10 TeV o valor

$$F_{\nu_\mu} (E_{\nu_\mu} \geq 10^{13} \text{ TeV}, t \gg L_a) \approx (4 \pm 3)/\text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

comparável ao resultado correspondente da referência 41.

$$F_{\nu_\mu} (E_{\nu_\mu} \geq 10^{13} \text{ TeV}, t \gg L_a) \sim 2,5/\text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

A estimativa acima concorda com o fluxo experimental de ν_μ obtido através do estudo de interações induzidas por ν_μ em minas profundas (~ 2000 a 3000 m) conforme se pode ver na referência 41.

5) Componente Nuclearmente Ativa

a) Variação com a profundidade atmosférica.

Adotando-se um espectro primário de hadrons do tipo potência constante, composto exclusivamente de prótons e desprezando em primeira aproximação a contribuição de pions e kaons para a componente nuclearmente ativa em Chacaltaya, chega-se a uma variação do fluxo vertical desta componente com a profundidade atmosférica dada por:

$$F_h(E_h, t) = F_h(E_h, 0) e^{-t/L_a}$$

onde ainda se supõe L_a constante e independente da energia e uma distribuição de inelasticidade também independente da energia. Portanto:

$$F_h(E_h, t_1) = F_h(E_h, t_2) e^{-(t_1 - t_2)/L_a}$$

Supondo k_γ constante, uma relação semelhante é válida para $E_h(\gamma)$.

Pode-se assim comparar o resultado para $F_h(E_h^{(\gamma)}, t=540 \text{ g.cm}^{-2})$ com os resultados mais recentes de experiências semelhantes com câmaras de emulsões nucleares expostas em montanhas, avião e ba-
lão, cobrindo aproximadamente o mesmo intervalo de energia, em-
bora com limiares de detecção e critérios de seleção ligeiramen-
te diferentes.

Na tabela abaixo procurou-se resumir os resultados mais recen-
tes a várias profundidades atmosféricas obtidos pelos diversos
grupos, a $E_h^{(\gamma)}$ igual ou superior a 3 TeV:

$t/\text{g.cm}^{-2}$	$F_v(E_h^{(\gamma)} \geq 3\text{TeV}) /$ $\text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$	β_H	Referência
60 (BALÃO)	$(3,8 \pm 0,9)10^4$	$1,56 \pm 0,17$	(37)
260 (AVIÃO)	$(2,7 \pm 0,3)10^3$	$1,70 \pm 0,08$	(35)
540 (MONTANHA)	(142 ± 9)	$1,80 \pm 0,10$	(16)
	(121 ± 17)	$2,09 \pm 0,20$	P.T.
594	(96 ± 18)	$2,00 \pm 0,10$	(16,28)
	(147 ± 48)	$2,0 \pm 0,2$	(29)
650	(84 ± 8)	$1,8 \pm 0,1$	(30)
	(77 ± 4)	$1,9 \pm 0,1$	(31)
	(123 ± 10)	$1,8 \pm 0,15$	(32)
	(119 ± 9)	$1,8 \pm 0,08$	(22)
	(82 ± 10)	$1,8 \pm 0,15$	(28)
	(66 ± 10)	$1,8 \pm 0,10$	(16)
	(123 ± 6)	$1,8 \pm 0,07$	(23)

Todos estes valores foram incluídos na figura 47, juntamente
com o valor obtido no presente trabalho para o fluxo vertical abso-
luto desta componente em Chacaltaya, bem como a mais recente estima-
tiva do mesmo fluxo, publicada na referência 16.

Quando se comparam os resultados para o fluxo vertical absoluto
da componente nuclearmente ativa obtidos com exposições de câmaras
de emulsão pelos diversos grupos, incluindo a C.B.J., fica visível
o grau de dificuldade em se obter com precisão uma estimativa do
fluxo vertical absoluto. A importância dos critérios para separação
de cascatas eletromagnéticas provocadas por gamas e hadrons, bem co-
mo a calibração para a estimativa da energia da cascata eletromagné-
tica torna-se por demais evidente, a ponto de se verificar facilmen-

te que a última palavra sobre a medida absoluta do fluxo em qualquer profundidade, por qualquer das colaborações atuais ainda não foi dita. No presente trabalho, com as correções e critérios adotados, obteve-se um fluxo $\sim 15\%$ abaixo da estimativa mais recente aceita para o fluxo vertical absoluto de Pb-jatos em Chacaltaya. Os fluxos de outras colaborações parecem ter incertezas maiores, de um fator 1,5 até 2,0. Para encarar este problema em sua real dimensão, deve-se lembrar que os erros citados em cada caso são apenas os erros estatísticos.

Escolhendo-se os valores dos fluxos verticais absolutos conforme referência 16 para as profundidades de 594 e 650 g.cm⁻², juntamente com os resultados a 60, 260 g.cm⁻² e o do presente trabalho, obtém-se uma estimativa para L_a da ordem de 92 g.cm⁻² (Figura 48). Quando se excluem as medidas obtidas em avião e balão, obtém-se uma estimativa para L_a de aproximadamente 181 g.cm⁻², que discorda frontalmente do valor obtido através das distribuições angulares de gamas e hadrons.

Quanto ao expoente do espectro energético o resultado do presente trabalho concorda com o valor da colaboração Pamir, bem como com o resultado antigo da colaboração do Mt. Norikura, $2,1 \pm 0,3$ (referência 25). O espectro energético aqui obtido é porém mais inclinado que o da colaboração do Mt. Fuji e também que o obtido em aviões e balões. Um gradual crescimento de β com a profundidade atmosférica indicaria uma mudança de inclinação no espectro primário, tornando-se este mais inclinado para energias entre 10^{13} e 10^{14} eV.

O resultado do presente trabalho poderia ainda ser comparado com medidas de fluxo vertical absoluto de hadrons em experiências usando calorímetros de ionização e cintiladores. Entretanto esta comparação seria indireta pois é necessário passar da energia sob forma de gamas para a energia do hadron propriamente dita, não sendo feita por este motivo.

b) Fluxo primário

A partir do fluxo vertical absoluto de hadrons em Chacaltaya pode-se facilmente extrapolar este fluxo para o topo da atmosfera, obtendo-se uma estimativa para o espectro primário de hadrons. Assim, dentro das hipótese enunciadas

$$F_h(E_h, 0) = F_h(E_h, t) e^{-t/L_a}$$

Usando a relação

$$F_h (> E_h^{(\gamma)}) = \langle k_\gamma^\beta \rangle F_h (> E_h)$$

com

$$\langle k_\gamma^\beta \rangle = 1/\beta = 1/4,5$$

obtêm-se

$$F_h(E_h, 0) = (7,8 \pm 5,6) 10^5 / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

o que para a energia mínima de 1 TeV resulta:

$$F_h(E_h \geq 1 \text{ TeV}) = (7,7 \pm 5,8) 10^6 / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

Cumpra ressaltar que, tendo o fluxo sido obtido para uma região de $E_h^{(\gamma)}$ entre 3 e 50 TeV, aproximadamente, refere-se a uma região de energia do primário entre 50 e 1000 TeV, aproximadamente.

O resultado obtido pode ser comparado com extrapolação de medidas do fluxo primário de prótons e alfa feitas com espectrômetro de ionização voando em balão por RYAN et al (Referência 39) até uma energia por nucleon de ~ 2 TeV. Estes autores estimam:

espectro diferencial de prótons em

$$\frac{dN_p}{dE} = (2,0 \pm 0,2) 10^4 E^{-2,75 \pm 0,03} / \text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{seg} \cdot \text{GeV}$$

e o de alfas:

$$\frac{dN_\alpha}{dE} = (8,6 \pm 1,4) 10^2 E^{-2,77 \pm 0,05} / \text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{seg} \cdot (\text{GeV/nucleon})$$

O espectro protônico integral correspondente é:

$$N_p (> E) = (6,4 \pm 1,5) 10^{-6} (E/\text{TeV})^{-1,75 \pm 0,03} / \text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{sr}$$

que para 1 TeV leva a $N_p (E \geq 1 \text{ TeV}) = (2,0 \pm 0,5) 10^6 / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$

Também pode-se comparar a estimativa aqui obtida com os resultados apresentados por GRIGOROV et al, medindo o espectro energético de prótons no intervalo de energia $10^{10} - 10^{13}$ eV, e o espectro

total de todas as partículas da radiação cósmica primária no intervalo $10^{10} - 10^{14}$ eV. Estas medidas foram obtidas fora da atmosfera com os satélites PROTON (referência 40).

O espectro de todas as partículas de GRIGOROV pode ser descrito sob a forma:

$$I(\geq E) = 3 \times 10^{-4} \left(\frac{100}{E/\text{GeV}} \right)^{1,62} \left\{ 1 + \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{E/\text{GeV}}{1500} \right)^2 \right]^{0,35}} \right\} \text{cm}^{-2} \cdot \text{seg}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

e para o de prótons

$$I_p(\geq E) = 3 \times 10^{-4} \left(\frac{100}{E/\text{GeV}} \right)^{1,62} \left\{ \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{E/\text{GeV}}{1500} \right)^2 \right]^{0,35}} \right\} \text{cm}^{-2} \cdot \text{seg}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

Para a razão entre o número de partículas e o número de prótons com energia maior que E, GRIGOROV dá o valor 2 ($E < 1$ TeV). GRIGOROV et al acusam ainda o aumento na inclinação do espectro prótonico acima, para energias acima de 2 TeV.

Os espectros de RYAN et al e GRIGOROV et al estão graficados na figura 49, juntamente com a estimativa obtida no presente trabalho.

Por outro lado pode-se também comparar a extrapolação da estimativa para o fluxo primário com resultados de experiências de chuveiros extensos, em faixa de energia superior a 10^{16} eV, observando-se aí que o fluxo absoluto estimado nestas experiências é maior em ordem de grandeza que o obtido a partir do resultado do presente trabalho.

Na figura 50 estão comparados os fluxos primários obtidos por SUGA et al (BASJE) (referência 92), trabalho este que apresenta também os resultados dos grupos de LEEDS (referência 93), YAKUTSK (referência 94) e SIDNEY (referência 95). Juntamente a estes resultados está o fluxo extrapolado a partir do resultado deste trabalho.

Conclusão:

Os resultados do presente trabalho foram obtidos a partir de cascatas eletromagnéticas detetadas em 6 Blocos da Câmara 8 (exposição $216 \text{ m}^2 \cdot \text{ano}$) e 12 Blocos da Câmara 11 (exposição $758,4 \text{ m}^2 \cdot \text{ano}$). Obtiveram-se os fluxos verticais absolutos da componente eletromagnética e da componente nuclearmente ativa da radiação cósmica à profundidade atmosférica de Chacaltaya, corrigidos quanto à eficiência de detecção de cascatas eletromagnéticas (+ 12% e + 5% respectivamente para cada componente), quanto à influência de flutuações na determinação da energia de cascatas eletromagnéticas ($\sim -5\%$) e quanto à influência de flutuações na determinação do ângulo zenital das cascatas eletromagnéticas ($\sim +9\%$ e $\sim +5\%$, dependendo do método utilizado para obtenção do ângulo zenital em cada câmara acima).

As estimativas para os fluxos verticais da componente eletromagnética e nuclearmente ativa, na faixa de energia $3 \text{ TeV} \leq E_{\gamma} (E_h^{(\gamma)}) \lesssim 100 \text{ TeV}$, corrigidas quanto aos efeitos acima, além das correções quanto aos critérios adotados na identificação de cascatas eletromagnéticas provocadas por gamas e hadrons, resultaram:

$$F_{v_{\gamma}} (E_{\gamma} \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (118 \pm 14) / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

$$F_{v_h} (E_h^{(\gamma)} \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (121 \pm 17) / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

Os expoentes dos espectros energéticos integrais foram estimados a partir de cascatas eletromagnéticas não correlacionadas (análise S_2) em:

$$\beta_{\gamma} = 2,05 \pm 0,19$$

$$\beta_h = 2,09 \pm 0,20$$

Mostrou-se ainda as flutuações na determinação da energia das cascatas eletromagnéticas não afetam o expoente do espectro energético, acima de uma energia $\sim 2 E_{\text{limiar}}$, quando se admitem erros relativos constantes na medida da energia das cascatas.

Cumprе ressaltar que os erros acima são apenas estatísti-

cos, devendo-se lembrar que os cálculos teóricos nos quais se baseiam as curvas de transição para obtenção da energia das cascatas eletromagnéticas são aproximados, resultando em um erro sistemático $\sim 20\%$ na determinação destas energias.

O caminho livre médio de absorção de hádrons no ar bem como o ângulo sólido efetivo foram estimados a partir da distribuição angular zenital de cascatas eletromagnéticas, e corrigidos quanto à influência das flutuações na determinação do ângulo zenital das cascatas eletromagnéticas. As correções para L_a foram de -12% para a câmara 8 e -6% para a câmara 11 enquanto que para Ω_{ef} resultaram de -8% e -4% , respectivamente.

As estimativas obtidas para ambas grandezas foram:

$$L_a = 96 \pm 12 \text{ g.cm}^{-2}$$

$$\Omega_{ef} = 0,76 \pm 0,07 \text{ sr.}$$

Estudando-se a variação dos fluxos verticais de ambas as componentes com a profundidade atmosférica e comparando-se com os mais recentes resultados correspondentes de outros grupos obteve-se concordância dentro dos erros experimentais envolvidos, podendo-se estimar L_a a partir da variação do fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética com a profundidade atmosférica em 102 g.cm^{-2} e analogamente para o fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa em 92 g.cm^{-2} , concordando com o valor obtido a partir das distribuições angulares zenitais.

O fluxo vertical absoluto da componente hadrônica foi extrapolado para o topo da atmosfera, supondo absorção exponencial, obtendo-se concordância em ordem de grandeza com resultados de medidas do espectro primário na região de TeV. Porém quando se estende o espectro primário extrapolado a partir dos resultados do presente trabalho para energias acima de 10^{15} TeV e se compara este espectro com os extrapolados a partir de resultados de chuveiros extensos, observa-se que o primeiro é menor em ordem de grandeza que estes últimos. Deve-se lembrar que as energias na região de chuveiros extensos são obtidos de modo indireto.

Como resultado paralelo foram estimadas a partir do fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética em Chacaltaya as razões de produção de γ, π^0, π^\pm , em Chacaltaya e no topo da atmosfera. Admitiu-se que as razões de produção de partículas criadas nas interações nucleares possam ser aproximadamente descritas por:

$$R(E, t) = R(E_0, 0) (E/E_0)^{-\beta} e^{-t/L_a}$$

Os resultados estão resumidos abaixo, para a energia mínima de 3 TeV:

$$R_\gamma(E_\gamma \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (4,5 \pm 0,8) 10^{-5}/\text{g.ano.sr}$$

$$R_\gamma(E_\gamma \geq 3 \text{ TeV}, t=0 \text{ g.cm}^{-2}) = (1,2 \pm 0,9) 10^{-2}/\text{g.ano.sr}$$

Desprezando-se em primeira aproximação a contribuição de K_L ons resulta:

$$R_{\pi^0}(E \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) = (6,8 \pm 1,3) 10^{-5}/\text{g.ano.sr}$$

$$R_{\pi^0}(E \geq 3 \text{ TeV}, t=0 \text{ g.cm}^{-2}) = (3,8 \pm 2,8) 10^{-2}/\text{g.ano.sr}$$

Foram calculados ainda os fluxos de píons, muons e neutrinos muônicos em Chacaltaya. Os fluxos de μ e ν_μ são estacionários para profundidades atmosféricas muito maiores que L_a , de modo que os resultados obtidos representam aproximadamente os valores ao nível do mar.

Os resultados encontram-se resumidos abaixo:

$$F_{\pi^\pm}(E \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) \approx (440 \pm 80)/\text{m}^2.\text{ano.sr}$$

caso se suponha a inelasticidade nas interações de píons com núcleos do ar igual a 1, ou

$$F_{\pi^\pm}(E \geq 3 \text{ TeV}, t=540 \text{ g.cm}^{-2}) \approx (960 \pm 180)/\text{m}^2.\text{ano.sr}$$

caso se suponha a inelasticidade referida acima igual a 1/2.

Para obtenção destes valores supôs-se o caminho livre médio de interação dos mésons e hadrons igual a 80 g.cm^{-2} e desprezou-se o decaimento de píons em vôo.

Supondo os muons originados apenas do decaimento de π^\pm , K^\pm e K_C^0 e os gamas do decaimento de π^0 e K_C^0 em uma atmosfera isotérmica,

e além destas hipóteses, adotando a independência de carga na produção de pions e kaons com razões de produção $R_{\pi, K}(E)$ na forma dada acima, tais que $f_K = R_{K^\pm}/R_{\pi^\pm} \approx 0,2$, obtém-se desprezando o decaimento de muons em vôo o seguinte fluxo de muons com energia acima de 1 TeV:

$$F_{\mu}(E \geq 1 \text{ TeV}, t \gg L_a) = (1,35 \pm 0,32) 10^4 / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

em concordância com resultados de medidas com câmaras de emulsões nucleares, filmes de raio X e Pb ao nível do mar.

Admitindo-se que os neutrinos muônicos são resultantes do decaimento de pions e kaons carregados, obteve-se para energias acima de 10 TeV o fluxo de neutrinos muônicos abaixo:

$$F_{\nu_{\mu}}(E \geq 10 \text{ TeV}, t \gg L_a) = (4 \pm 3) / \text{m}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sr}$$

APÊNDICE I

Processamento químico das fotoemulsões

O processamento químico consiste na imersão das emulsões fotográficas em sucessivos banhos químicos para revelação, freia-mento, fixação e lavagem. Em casos de espessura maior da emulsão é conveniente antecipar estes banhos com um banho prévio em água desmineralizada a fim de amolecer a gelatina.

O banho no revelador torna visível a imagem latente atra-vés do processo de redução dos íons de prata dos cristais em pra-ta metálica. Este processo tem seu embrião em torno dos íons Ag^+ da imagem latente, estendendo-se posteriormente aos íons Ag^+ vizi-nhos. Em seguida, inibe-se rapidamente o efeito do revelador imer-gindo os filmes em uma solução ácida. Este processo é o de freia-mento. Posteriormente os grãos de prata não atingidos pela reve-lação são removidos com um banho em uma solução de fixador. Final-mente a emulsão é lavada e secada.

Para as emulsões nucleares e filmes de raio X de ambos os tipos usados pela C.B.J. a rotina seguida é esquematizada abaixo: (por ex. Ref. 43)

Raio-X tipo N e RR:

- I) Revelador :
- 1) Água Morna ($\sim 50^{\circ} C$) desmineralizada
 - 2) Konidol Industrial - fabricado pelo fornecedor dos filmes.....1 lata / 10 litros
- Composição:
- a) Metol (sulfato de p-metilamino fenol)
.....3,5 g/ litro
 - b) Sulfito de sódio anidro (Na_2SO_3).....
.....60,0 g/litro
 - c) Hidroquinona 9,0 g/litro
 - d) Carbonato de sódio monohidratado.....
.....40,0 g/litro
($Na_2CO_3 \cdot H_2O$)
 - e) Brometo de potássio (KBr). 2,0 g/litro
- II) Freiador :
- 1) Água Desmineralizada
 - 2) Ácido Acético Glacial30,0 cc/litro

III) Fixador : SFH - 4

Solução A	{	a) Água morna (~ 50° C) desmineralizada	
		600 cc/litro
		b) Hiposulfito (tiosulfito) de sódio	
		(Na ₂ S ₂ O ₃ ·5H ₂ O)	250 cc/litro

Solução B	{	a) Água morna (~ 50° C) desmineralizada	
		200 cc/litro
		b) Sulfito de sódio anidro (Na ₂ SO ₃)	
		15 g/litro
		c) Ácido Acético 23%	58 cc/litro
		(Ácido Acético Glacial)....	15 cc/litro
		d) Alumen de potássio	
		(Al ₂ (SO ₄) ₃ ·K ₂ SO ₄ ·24H ₂ O)....	15 g/litro

Após o resfriamento da solução A, adiciona-se a solução B gradualmente, completando-se em seguida os 1000 cc de água.

IV) Lavagem : água corrente.

A temperatura média das soluções é de aproximadamente 20°C, e os tempos médios utilizados foram:

- I) Revelador: 5 a 10 minutos
- II) Freizador : 4 minutos
- III) Fixador : 12 minutos
- IV) Lavagem : 40 a 60 minutos

Emulsão Nuclear Fuji ET 7A e ET7B

I) Banho Prévio: água desmineralizada

II) Revelador	{	1) Água demineralizada	
		2) Sulfito de sódio anidro (Na ₂ SO ₃) lentamente adicionada à água.....	6,7 g/litro
		3) Metabisulfito de sódio (NaHSO ₃) solução saturada	1,4 cc/litro
		4) Amidol ((NH ₂) ₂ C ₆ H ₃ OH·2HCl)	3,0 g/litro
		5) Brometo de potássio (KBr)	0,5 g/litro

III) Freiador : { 1) Água desmineralizada
2) Ácido acético glacial....5,0 cc/litro

IV) Fixador : { 1) Água Morna ($\sim 50^{\circ}$ C) desmineralizada
2) Hiposulfito (tiosulfito) de sódio
($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$).....400 g/litro
3) Metabisulfito de sódio (NaHSO_3)
..... 30 g/litro

V) Lavagem : Água Corrente

: A temperatura média das soluções é de 20°C , e os tempos médios utilizados são:

- I) Banho Prévio : 10 minutos
- II) Revelador : 15 a 20 minutos
- III)Freiador : 10 minutos
- IV) Fixador : 50 a 80 minutos
- V) Lavagem : 90 a 120 minutos

ANÁLISE S - F

Nas interações nucleares de alta energia iniciadas por hádrons da radiação cósmica, supõe-se que haja produção de estados intermediários, que decaem isotropicamente (em seu referencial de repouso), em píons. Os píons neutros produzidos neste decaimento decaem, em um intervalo de tempo muito curto (10^{-16} seg no referencial do pion) em dois raios gama, com uma abertura angular muito pequena, da ordem de 10^{-5} radianos. Esses raios gama podem vir a sofrer degradação em cascatas eletromagnéticas atmosféricas, por processos de criação de pares e radiação de freiamento, de forma que na CENC são detetadas famílias de cascatas eletromagnéticas próximas e paralelas.

Entretanto, devido à existência de um limiar para detecção, pode-se, em alguns casos, vir a observar apenas a cascata eletromagnética de maior energia. Pelo que foi exposto acima, conclui-se que todas as cascatas eletromagnéticas observadas são, na realidade, múltiplas, e sobre as cascatas isoladas, pode-se dizer que as outras c.e.m. da família têm energia abaixo do limiar de detecção.

Para analisar as famílias de raios gama, foi desenvolvido um método, a análise S-F, (Ref.5), que permite estimar de maneira razoavelmente satisfatória o espectro energético dos gamas.

Sejam $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ ($E_1 \geq E_2 \geq \dots \geq E_n$) as energias observadas dos raios gama em uma família, ignorando-se se estes raios sofreram ou não degradação em cascatas atmosféricas. Convenciona-se definir a energia do 2º raio gama mais energético, E_2 , como igual à energia da família, E_f , ou seja, $E_f = E_2$. Se $E_f < E_{\text{limiar}}$, o evento aparecerá "isolado", e se $E_f > E_{\text{limiar}}$, observa-se mais de um componente da família, cascatas estas que não são então estatisticamente independentes, devido à correlação entre a energia dos píons e sua multiplicidade.

Sejam ainda:

$g(E_f) dE_f$ o espectro diferencial de famílias com energia entre E_f e $E_f + dE_f$

$\psi(E_f, E)$ o espectro integral médio de raios gama numa família de energia E_f , o que corresponde a dizer o número

mêdo de raios gama de energia maior do que E nu
ma família de energia E_f .

$I(E)$ o número de raios gama de energia maior do que E.

Como todos os raios gama pertencem a alguma família, po
de-se escrever:

$$I(E) = \int_0^{\infty} g(E_f) \psi(E_f, E) dE_f$$

onde se soma sobre todos os valores da energia da família, o nú
mero de raios γ de energia maior do que E, assim obtendo o nú
mero total de gamas de energia maior do que E.

Pode-se decompor esta integral de duas maneiras:

$$1^a) \quad I(E) = S_1(E) + F_1(E)$$

$$\text{onde } S_1(E) = \int_0^{E_{\text{limiar}}} g(E_f) \psi(E_f, E) dE_f$$

$$F_1(E) = \int_{E_{\text{limiar}}}^{\infty} g(E_f) \psi(E_f, E) dE_f$$

e $E_{\text{limiar}} \leq E$.

Neste caso

$S_1(E)$ representa o número de ~~gamas~~ gamas isolados de energia maior do
que E, detetados, já que $E_f \leq E_{\text{limiar}} \leq E$

$F_1(E)$ representa os demais raios gama detetados, onde ficam e-
videntemente incluídos os raios gama das famílias, e,
portanto, F_1 sofre os efeitos de correlação, estando su-
jeito a grandes flutuações quando da deteção de uma fa-
mília de multiplicidade elevada.

$$2^a) \quad I(E) = S_2(E) + F_2(E)$$

$$\text{onde } S_2(E) = \int_0^E g(E_f) \psi(E_f, E) dE_f$$

$$F_2(E) = \int_0^{\infty} g(E_f) \psi(E_f, E) dE_f$$

e agora $S_2(E)$ representa os eventos de maior energia de cada fa-
mília, inclusive os eventos isolados, para os

quais E_f é menor do que E_{limiar} ;

$F_2(E)$ representa as demais cascatas detetadas.

Isto é facilmente compreensível se se separar a integral

$$\int_0^E = \int_0^{E_{limiar}} + \int_{E_{limiar}}^E$$

onde $\int_0^{E_{limiar}}$ inclui gamas de família de $E_f < E_{limiar}$, portanto os eventos isolados, de energia maior do que E

$\int_{E_{limiar}}^E$ inclui o gama de maior energia de cada família, já que $E_{limiar} < E_f < E$.

Observa-se assim que S_2 está livre dos efeitos de correlação entre componentes de famílias, já que é constituído de cascatas de famílias independentes.

Por outro lado F_2 engloba os eventos de energias E_2, E_3, E_4, \dots pois $E_f > E$, e está sujeito a grandes flutuações quando uma família de multiplicidade elevada atinge a CENC.

Conforme se pode ver na Ref. 5, existem certas relações entre esses espectros, por exemplo, a conclusão tirada da análise de um grande número de famílias, que permitiu representar o espectro integral $\psi(E_f, E)$ sob forma fracionária, $\psi(E/E_f)$, com uma razoável independência do local de observação, com exceção de alturas muito elevadas, da ordem das atingidas por balões (~ 30 km). Isto se deve ao fato da função ψ incluir raios gama de uma família que sofreram degradação em cascatas atmosféricas.

Além disso a função $\psi(E/E_f)$ pode ser escrita como uma função potência, o que traz como consequência o fato de se poder estimar esta potência a partir do espectro de cascatas isoladas, ou seja, a partir da forma de S_1 , independentemente da forma do espectro de famílias:

$$S_1(E) = \int_0^{E_{limiar}} g(E_f) k \left(\frac{E}{E_f} \right)^{-\alpha} dE_f = k_1 E^{-\alpha}$$

Vê-se que o valor de α_1 não é influenciado por correlações, já que é obtido a partir dos eventos isolados.

Se aquela forma funcional de ψ for adotada, a forma de S_2 e F_2 é refletida pela forma de $g(E_f)$. Se esta for do tipo potência:

$$g(E_f) = k_f E_f^{-\beta_f - 1}$$

obtêm-se:

$$S_2(E) = \int^E k_f E_f^{-(\beta_f+1)} \cdot k \left(\frac{E}{E_f}\right)^{-\alpha_1} dE_f = k' \frac{E^{-\beta_f}}{\alpha_1 - \beta_f}$$

onde $k' = k \cdot k_f$

No caso em que $E < E_f$ analisando os eventos de energias $E_3, E_4, E_5 \dots$ da família, pode-se obter

$$\psi_2(E/E_f) = k (E/E_f)^{-\alpha_2}$$

o que leva em:

$$F_2(E) = \int_E^\infty k_f (E_f)^{-(\beta_f+1)} k \left(\frac{E}{E_f}\right)^{-\alpha_2} dE_f = k' \frac{E^{-\beta_f}}{\beta_f - \alpha_2}$$

Concluindo, tem-se que

a) Os espectros integrais $S_2(E)$, $F_2(E)$, e $I(E)$ [^]tem, nestas condições o mesmo expoente β_f , que por sua vez é igual ao espectro energético integral de uma família

$$G(E_f) = \int_{E_f}^\infty k_f (E'_f)^{-(\beta_f+1)} dE'_f = C E_f^{-\beta_f} \quad \text{onde} \quad C = \frac{k_f}{\beta_f}$$

b) Entre $S_2(E)$ e $F_2(E)$ vale a seguinte relação:

$$\frac{S_2}{F_2} = \frac{\beta_f - \alpha_2}{\alpha_1 - \beta_f}$$

Para melhor estimar β_f é conveniente usar os dados experimentais dos eventos independentes, que constituem $S_2(E)$, pois para estes eventos vale uma distribuição de frequência do tipo esperado para eventos não correlacionados, em que os valores observados permitem estimar os médios.

APÊNDICE III

Estimativa do expoente de uma distribuição do tipo potência, a partir de dados experimentais, pelo método da máxima verossimilhança.

Para uma distribuição do tipo potência como tratado acima

$$f(E) = f(E > E_0) = k \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\beta} \quad \text{onde } k > 0$$
$$\beta > 0$$
$$E \geq E_0$$

a função verossimilhança para uma amostragem de n valores E_1, E_2, \dots, E_n , independentes, distribuídos segundo $f(E)$ é:

$$L = \prod_{i=1}^n k \beta \frac{E_i^{-(\beta+1)}}{E_0^{-\beta}}$$

Tomando o logaritmo e achando o máximo, derivando parcialmente em relação ao parâmetro β , obtém-se o estimador $\hat{\beta}$ de β :

$$\hat{\beta} = n \left[\sum_{i=1}^n \ln(E_i/E_0) \right]^{-1}$$

o valor esperado de $\hat{\beta}$ é

$$\beta \left(\frac{n}{n-2} \right)$$

$$\beta = \frac{n-2}{n} \hat{\beta}$$

e a variância

$$\frac{n^2 \beta^2}{(n-2)^2 (n-3)}$$

Distribuição Angular Zenital

Pode-se estudar o comportamento da distribuição angular ze tal assumindo algumas hipóteses que têm sua justificativa (ao me - nos em primeira aproximação) na verificação experimental:

- a) a radiação cósmica primária incide isotropicamente so - bre a atmosfera terrestre;
- b) a absorção dos secundários e dos nucleons residuais é exponencial ao atravessar a atmosfera;
- c) o ângulo de abertura dos secundários em relação à dire - ção de incidência dos primários é suficientemente peque - na (da ordem de 10^{-4} rd) para permitir supor que os secundários se propagam na mesma direção dos primários.

Suponha-se ainda ,por simplicidade , que a atmosfera ter - restre possa ser considerada plana.

Supondo que o fluxo vertical da componente eletromagnética varia exponencialmente com a profundidade atmosférica t , pode-se es - crever que:

$$F_v (t) = F_0 \exp(-t/L_a)$$

onde L_a é o livre caminho médio de absorção de hádrõns no ar e $F_0 = F (t = 0)$.

Esta aproximação é considerada boa se o ponto de observa - ção não é muito próximo do topo da atmosfera *. A atenuação do flu - xo de elétrons e gamas com a profundidade atmosférica está relacio - nada à distribuição angular zenital, pois o número de elétrons e ga - mas que chegam no detetor situado à profundidade t , com inclinação entre θ e $\theta+d\theta$, com energia acima de um dado valor, por unidade de tempo e área normal à direção vertical, é dado por: (Fig.A-IV-1) :

$$\begin{aligned} n_{e,\gamma} (t , \theta) d\Omega &= F_0 \exp (-t/L_a \cos \theta) \cos \theta d\Omega \\ &= F_v(t) \exp\{-t(\sec\theta-1)/L_a\} \cos \theta d\Omega \end{aligned}$$

*Admite-se que já haja equilíbrio entre produção de γ 's e sua degra - ção em cascatas.

Assim o número total de elétrons e gamas observados por unidade de área e tempo é:

$$N_{\text{obs}} = 2\pi F_v \int_0^1 \exp\{-t(\sec\theta - 1)/L_a\} \cos\theta \, d(\cos\theta)$$

$$= 2\pi F_v \{ 1 - t/L_a + t^2/L_a^2 \exp(t/L_a) E_1(t/L_a) \} / 2$$

onde $E_1(x) =$ função integral exponencial $= \int_x^\infty \exp(-u) / u \, du$

Por outro lado o número total de elétrons e gamas observado por unidade de área e tempo está relacionado com o fluxo vertical através de :

$$N_{\text{obs}} = \Omega_{\text{ef}} F_v(t)$$

onde se define Ω_{ef} como sendo o ângulo sólido efetivo.

Logo

$$\Omega_{\text{ef}} = 2\pi / m \quad \text{onde} \quad m = 2 / \{ 1 - t/L_a + t^2/L_a^2 \exp(t/L_a) E_1(t/L_a) \}$$

ou

$$\Omega_{\text{ef}} = \pi \{ 1 - t/L_a + t^2/L_a^2 \exp(t/L_a) E_1(t/L_a) \}$$

O espectro zenital integral, que inclui o número de e[±] e gamas a uma certa profundidade atmosférica t, com ângulo zenital maior ou igual a θ^* , por unidade de área e tempo, é dado por :

$$N_{e,\gamma}(t, \theta \geq \theta^*) = N_{e,\gamma}(t, \cos\theta \leq \cos\theta^*)$$

$$= \pi F_v(t) \exp\{-t(\sec\theta - 1)/L_a\} \cos^2\theta^* \cdot \{ 1 - t/L_a \cos\theta^* + t^2/L_a^2 \cos^2\theta^* \exp(t/L_a \cos\theta^*) E_1(t/L_a \cos\theta^*) \}$$

O espectro acima, devidamente normalizado a 1, $N(t, \cos\theta \leq \cos\theta^*) / N(t, \cos\theta \leq 1)$ está representado na Figura A-IV-2, para a profundidade de Chacaltaya e vários valores de L_a .

Fazendo-se a aproximação de $N_{e,\gamma}(t, \cos\theta \leq \cos\theta^*)$ por uma função potência de $\cos\theta^*$, $(\cos\theta^*)^s$, obtém-se um ótimo ajuste para $\cos\theta^*$ entre $\sim 0,88$ e $1,0$, faixa esta que compreende aproximadamente 70% do número total de eventos. O valor de s obtido para este ajuste por 70% dos eventos está graficado em função do valor de t/L_a na Figura A-IV-3, podendo-se descrever a relação por:

$$s \approx 1,05 t/L_a + 2,32$$

A diferença entre a função real $N_{e,\gamma}(t, \cos\theta \leq \cos\theta^*)$ e a sua expressão aproximada neste intervalo não ultrapassa 1%.

Assim, da inclinação da distribuição zenital integral pode se estimar L_a e obter o ângulo sólido efetivo pela relação :

$$\Omega_{ef} = \pi \left\{ 1 - t/L_a + t^2/L_a^2 \exp(t/L_a) E_1(t/L_a) \right\}$$

A variação de Ω_{ef} com L_a está graficada na Figura A-IV-4.

Análise de uma função em Polinômios de Legendre

Seja um conjunto de N pontos distribuídos no intervalo $[0, L]$ segundo a função $f(z)$. Suponha-se que esta função esteja normalizada no intervalo de definição :

$$\int_0^L f(z) dz = N$$

Esta função será escrita sob forma de uma série de polinômios de Legendre em x , onde

$$x = (z - L/2) / (L/2) \quad x \in [-1, 1]$$

$$f(z) = \sum_{\ell=0}^{\infty} A_{\ell} P_{\ell} \left(\frac{z-L/2}{L/2} \right)$$

Da condição de normalização vem que

$$\int_0^L f(z) dz = \frac{L}{2} \int_{-1}^1 \left[\sum_{\ell=0}^{\infty} A_{\ell} P_{\ell}(x) \right] dx = N$$

e, portanto,

$$\sum_{\ell=0}^{\infty} \int_{-1}^1 A_{\ell} P_{\ell}(x) dx = 2N / L$$

o que leva a

$$A_0 = N / L$$

já que

$$\int_{-1}^1 P_{\ell}(x) dx = 0 \quad \text{para } \ell \neq 0$$

$$= 2 \quad \text{para } \ell = 0.$$

Assim:

$$f(z) = \frac{N}{L} + \sum_{\ell=1}^{\infty} A_{\ell} P_{\ell} \left(\frac{z-L/2}{L/2} \right)$$

Os momentos de primeira ordem em $P_k(x)$ podem ser determinados

$$\mu_{P_k} \left(\frac{z-L/2}{L/2} \right) = \frac{\int_0^L P_k \left(\frac{z-L/2}{L/2} \right) \cdot \left\{ \sum_{\ell=0}^{\infty} A_{\ell} P_{\ell} \left(\frac{z-L/2}{L/2} \right) \right\} dz}{\int_0^L \sum_{\ell=0}^{\infty} A_{\ell} P_{\ell} \left(\frac{z-L/2}{L/2} \right) dz}$$

$$\mu_{P_k} \left(\frac{z-L/2}{L/2} \right) = \sum_{\ell=0}^{\infty} A_{\ell} \frac{L}{2} N \cdot \int_{-1}^1 P_k(x) P_{\ell}(x) dx$$

e pela condição de ortogonalidade dos polinômios de Legendre obtém-se :

$$\mu_{P_k} = A_k L / (2k+1) N$$

e portanto

$$A_k = (2k+1) N \mu_{P_k} / L$$

Pode-se ainda obter os momentos de primeira ordem por

$$\mu_{P_k} \left(\frac{z-L/2}{L/2} \right) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_k \left(\frac{z_i - L/2}{L/2} \right)$$

Logo

$$A_k = \frac{2k+1}{L} \sum_{i=1}^N P_k \left(\frac{z_i - L/2}{L/2} \right)$$

Portanto

$$f(z) = \frac{N}{L} + \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ \frac{(2\ell+1)}{L} \sum_{i=1}^{\infty} P_{\ell} \left(\frac{z_i - L/2}{L/2} \right) \right\} P_{\ell} \left(\frac{z - L/2}{L/2} \right)$$

Os erros nos coeficientes Λ_k podem ser estimados a partir dos desvios-padrão dos momentos:

$$\sigma_{\Lambda_k} = \Delta \Lambda_k = (2k+1) \frac{N}{L} \left\{ \frac{\sum_{i=1}^N P_k^2(x_i)}{N} - \left(\frac{\sum_{i=1}^N P_k(x_i)}{N} \right)^2 \right\}^{1/2}$$

$N - 1$

Convolução Energética

a) Introdução

Define-se a convolução de duas funções $f(x)$ e $g(x)$ sobre um certo intervalo (a,b) pela operação

$$f_D(x) = \int_a^b f(x') g(x-x') dx'$$

que consiste em dobrar uma função deformante $g(x-x')$ sobre uma certa função a ser deformada $f(x)$, a qual é definida em um certo intervalo.

Quer-se dobrar sobre uma função $f(x)$, que pode ser uma distribuição de probabilidade real (não medida) na variável x , normalizada no intervalo (a,b) , uma função deformante representativa do erro na medida da grandeza x .

Como o espectro energético é suposto do tipo potência

$$f(E) dE = A (E/E_0)^{-(\beta+1)} d(E/E_0)$$

adota-se $f(E') dE'$ na forma simples acima como sendo o espectro energético diferencial não deformado, definido e normalizado no intervalo (E_1, E_2) . Admite-se que $f(E') dE'$ representa a probabilidade de a energia real do gama estar entre E' e $E' + dE'$.*

O espectro energético obtido experimentalmente é a convolução de um espectro energético não deformado por uma função deformante representativa do erro cometido na estimativa da energia.

Esta função deformante dará a probabilidade de, numa determinação experimental da energia de um gama de energia real E' , obter-se um valor entre E e $E + dE$.

Seja esta função deformante representada por $g(E-E'; \sigma) dE$ e convenientemente normalizada no intervalo $(-\infty, +\infty)$.

* Entende-se aqui que a energia de corte E_0 esteja relacionada à energia limiar de detecção.

Para a função deformante pode ser adotada uma função gaussiana

$$g (E - E' ; \sigma) dE = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\{ -(E-E')^2/2\sigma^2 \} dE$$

centrada no valor médio E' , com variância σ^2 .

Em alguns casos esta gaussiana pode ser substituída com vantagens na resolução da integral de convolução , por uma função do tipo

$$g (E - E' ; \sigma) dE = \frac{1}{2 \sigma a} \operatorname{sech}^2 \{ (E-E')/\sigma a \} dE$$

Pode ser facilmente verificado que esta distribuição satisfaz a condição de normalização

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g (x-x' ; \sigma) dx = 1$$

O momento de primeira ordem , ou ainda a média, pode ser calculada

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x}{2 \sigma a} \operatorname{sech}^2 \{ (E - E')/\sigma a \} dx = x'$$

Logo o valor médio da variável x , distribuída segundo a $g (x-x' ; \sigma)$ acima é x' .

Caso se imponha que σ^2 represente a variância, pode-se calcular o valor da constante a através da média de $(x-x')^2$:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (x-x')^2 \frac{1}{2\sigma a} \operatorname{sech}^2 \{ (x-x')/\sigma a \} dx = \sigma^2$$

Assim , caso se queira que σ represente o desvio padrão, é necessário que

$$a^2 / 2 \int_{-\infty}^{+\infty} u^2 \operatorname{sech}^2 u du = 1$$

Resolvendo esta integral vem que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} u^2 \operatorname{sech}^2 u du = \Gamma(3) \sum_{v=0}^{\infty} (-1)^v / (v + 1)^2$$

Esta soma pode também ser calculada

$$\eta(2) = 1 - 1/2^2 + 1/3^2 - \dots = \pi^2/12$$

Portanto a constante a deve ser

$$a = 2\sqrt{3} / \pi$$

Vê-se que, para $\sigma > 0$, esta distribuição é simétrica em torno de x' e alcança seu valor máximo para $x = x'$, de modo que x' é tanto média quanto moda. Uma variação no valor de x' trará consigo somente uma translação da curva, sem modificação da forma, enquanto que uma variação de σ acarreta uma variação em escala em ambos os eixos de coordenadas, portanto uma variação da forma da curva (alargamento ou estreitamento).

Conclui-se que esta distribuição apresenta características análogas às da distribuição normal de parâmetros x' , σ , com a vantagem de ser facilmente integrável em condições especiais.

Para efeito de comparação foi feito um gráfico de ambas as distribuições no caso $x' = 0$ e $\sigma = 1$ (Figura A-VI-1):

Distribuição gaussiana

$$g(x; 1) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-x^2/2) dx$$

Distribuição $\text{sech}^2 x$, posteriormente chamada pseudogaussiana

$$g(x; 1) dx = \frac{\pi}{4\sqrt{3}} \text{sech}^2 \{x / (2\sqrt{3}/\pi)\} dx$$

b) Convolução Energética propriamente dita

O espectro energético resultante da convolução, que corresponde supostamente ao obtido a partir dos dados experimentais, é dado por

$$f_D(E) dE = \left\{ \int_{E_1}^{E_2} f_{ND}(E') g(E-E'; \sigma) dE' \right\} dE$$

onde se adiciona a contribuição da $f(E')$ ponderada pelo valor da g

formante, centrada em E' , para o intervalo $(E, E + dE)$.

Aplicando-se o argumento geral a um espectro do tipo potência resulta

$$f_D(E) dE = \int_{E'=E_1}^{E_2} A \left(\frac{E'}{E_0} \right)^{-(\beta+1)} g\left(\frac{E-E'}{E_0}; \sigma \right) d\left(\frac{E'}{E_0} \right) d\left(\frac{E}{E_0} \right)$$

é claro que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_D(E) dE = 1$$

quando a função não deformada estiver normalizada no intervalo (E_1, E_2) .

Os casos particulares de erros absolutos σ constantes (independentes de E') bem como erros absolutos proporcionais à energia E' foram estudados empregando ambas funções deformantes acima citadas. Os resultados obtidos analiticamente com a função gaussiana concordam muito bem com os resultados numéricos empregando a função pseudogaussiana como deformante. Os desvios relativos entre ambos resultados são menores do que 1%.

Para uma função não deformada do tipo potência

$$f_{ND}(E') dE' = A \left(\frac{E'}{E_0} \right)^{-(\beta+1)} d\left(\frac{E'}{E_0} \right)$$

definida e normalizada no intervalo $(E_0, 10 E_0)$, supondo erros absolutos constantes, observa-se que a deformação resulta em:

- perdas nas proximidades do extremo inferior E_0 e superior $10 E_0$ do intervalo de definição da f_{ND} , devidas àquelas energias que foram "jogadas" para fora do intervalo. Como exemplo, representou-se a f_D para o caso de $\beta = 2,0$ e $\sigma = 0,2$ na Figura A-VI-2.
- gradual tendência da função deformada aproximar-se da não deformada a partir de $\sim 6 E_0$, como se pode ver na mesma figura acima.

No caso da função não deformada estar normalizada no intervalo $(E_0; \infty)$, observam-se também as perdas nas proximidades do extremo inferior E_0 , bem como o fato de o limite da razão f_D / f_{ND} para energias crescentes ser 1 (Figura A-VI-3). Este resultado já era esperado pois para erros absolutos constantes, o erro relativo diminui para energias crescentes.

Por outro lado, para erros relativos constantes, $\sigma = \alpha E'$, observam-se igualmente as perdas nas proximidades dos extremos do intervalo de definição de f_{ND} , como por exemplo, no caso do intervalo $(E_0, 10 E_0)$ (Figura A-VI-4) ou apenas próximo ao extremo inferior E_0 no caso do intervalo se estender a infinito (Figura A-VI-5).

Na região intermediária observa-se que a função deformada está acima da não deformada de um fator constante. Este fator pode ser encontrado aproximadamente, no caso da função deformante gaussiana, resolvendo a integral de convolução pelo método do ponto de sela.

Resulta

$$\mathcal{F} = \frac{f_D}{f_{ND}} = 1 + \frac{\beta(\beta-1)\alpha^2}{2} \quad \text{para } E \gg E_0$$

Porém como se trata de funções não deformadas rapidamente decrescentes ($\beta \sim 2$), a condição $E \gg E_0$ já é satisfeita aqui para $E \sim 2 E_0$.

Estes resultados podem ser estendidos para o caso em que o espectro original tem um "joelho", ou seja, diferentes expoentes de espectro em regiões vizinhas de energia, por exemplo, β_1 para E pertencente ao intervalo (E_0, E_1) e β_2 para E no intervalo (E_1, E_2) . Neste caso nas regiões intermediárias a razão entre o espectro deformado e o não deformado é a mesma que no caso de expoente único, para erros relativos constantes. No extremo inferior do primeiro intervalo e no superior do segundo intervalo observam-se igualmente as perdas como nas figuras anteriores. Na região próxima a E_1 observa-se um início de decréscimo da f_D e posterior inflexão até ser atingido o valor $1 + \beta_2(\beta_2-1)\alpha^2 / 2$ para a fração \mathcal{F} .

c) Conclusões

∴ Dos exemplos anteriores pode-se concluir que:

- para erros absolutos constantes a fração entre o fluxo deformado e o não deformado tende a 1 para energias $E \approx 6 E_0$.
- para erros relativos constantes, ou seja, erro absoluto crescendo proporcional à energia, a fração tende a um

valor constante a partir de $\sim 2 E_0$, sendo que a partir deste valor de energia se obtém então o mesmo expoente para ambos espectros.

É de se esperar teoricamente que, caso σ cresça mais rapidamente com a energia do que a relação linear $\sigma = \alpha E'$, o expoente do espectro deformado seja menos negativo que o não deformado, e o fluxo seja com isso subestimado em seu extremo inferior E_0 . Por outro lado, caso σ diminua com a energia, o expoente do espectro deformado é esperado ser mais negativo que o não deformado, acarretando uma superestimativa do fluxo em seu extremo inferior E_0 .

d) Simulação pelo Método de Monte Carlo

Ao se estudar o comportamento dos erros relativos na determinação das energias de cascatas eletromagnéticas observou-se que o erro relativo médio se mantinha constante para diferentes intervalos de energias das cascatas, bem como não apresentava diferença significativa quando se tratava de gamas ou de Pb-jatos. Entretanto, embora o valor médio resultasse constante, notava-se que o desvio padrão era bastante largo, ou seja, o erro relativo da energia de uma cascata eletromagnética flutuava bastante em torno da média dos erros relativos de todas cascatas eletromagnéticas.

Este fato motivou um estudo do efeito da flutuação do erro relativo para cada cascata eletromagnética na convolução energética anterior, em que o erro relativo era tomado como constante.

Pode-se ver facilmente que a tendência resultante destas flutuações é o fluxo deformado estar ainda mais acima do não deformado. Basta para tal analisar o que acontece com o fator \mathcal{F} :

$$\mathcal{F} = 1 + \frac{\beta (\beta - 1) \alpha^2}{2}$$

caso se suponha que α , o erro relativo médio, não seja mais constante, porém possa flutuar segundo uma distribuição $h(\alpha)$ da.

Se $h(\alpha)$ da for suposto uniforme em um intervalo de 0,3 em torno de $\langle \alpha \rangle = 0,2$, que foi o valor constante inicialmente suposto, tem-se, para $\beta = 2,0$ o fator \mathcal{F} aumentado de 4% para aproximadamente 5%. Para $h(\alpha)$ da do tipo gaussiana, de mesma largura 0,15, observa-se um aumento ainda maior, para quase 6%.

Foi feito então um estudo, pelo método de Monte Carlo, dos efeitos de flutuações dos erros relativos de cada energia, na determinação do espectro energético. Escolheu-se como função represen

tativa do erro experimental a pseudogaussiana $\text{sech}^2(E-E';\sigma)$, com σ proporcional à energia, como visto anteriormente.

O método consiste basicamente em sortear um certo número de energias, segundo um espectro diferencial tipo potência adotado. Em seguida este espectro é "dobrado" com a função representativa do erro, ou seja, é sorteada uma nova energia para cada um dos valores inicialmente adotados. Introduziu-se, porém, uma modificação nesta simulação, que consiste em supor que a largura relativa da função dobradora não é fixa, mas está ela própria sujeita a flutuações. Assim, ao invés de um valor único de erro relativo, sorteia-se para cada energia um valor diferente para o mesmo.

O resultado para um sorteio de 50.000 energias acima de um dado valor E_0 , segundo um espectro energético diferencial de potência com $(\beta+1)$ igual a 3, confirmou a manutenção do expoente do espectro para energias acima de $2 E_0$, revelando porém o aumento na fração f_D/f_{ND} para um valor da ordem do esperado, ou seja, 6%. O erro relativo médio neste sorteio foi considerado igual a 0,2 e a largura da distribuição de α adotada foi de 0,15.

Vê-se que ao adotar um erro relativo constante no texto, subestinou-se ligeiramente a fração da qual o fluxo deformado está acima do não deformado.

CONVOLUÇÃO ZENITAL

a) Introdução

Para estudar a deformação da distribuição angular zenital é necessário conhecer a lei de distribuição de uma variável que é função de duas variáveis aleatórias, supostas, no caso, distribuídas segundo gaussianas.

Admita-se que $\cos \theta$ seja uma função das variáveis comprimento da projeção do traço dos elétrons na emulsão (x) e da espessura local corrigida desta (y), ou então, da distância entre projeções da posição da c.e.m. em unidades de cascatas sucessivas no mapa de Raio X (x) e espessura de material (chumbo, filmes de Raio X, emulsão, envelopes, papel) atravessada na direção vertical (y).

Sejam x e y estas variáveis independentes e suponha-se que as medidas destas variáveis estejam distribuídas segundo distribuições normais de parâmetros \bar{x} e \bar{y} e larguras σ_x e σ_y , chamadas $g(\bar{x}, \sigma_x)$ e $g(\bar{y}, \sigma_y)$, respectivamente.

$$\text{Então } z = \cos \theta = \psi(x, y)$$

onde a função $\psi(x, y)$ é tal que

$$z = y / \sqrt{x^2 + y^2}$$

Deve-se atentar para a determinação do sinal de $\cos \theta$, para cada par (x, y) . A razão deste fato é puramente matemática, já que as distribuições gaussianas para as variáveis x e y encontram-se normalizadas no intervalo $(-\infty, +\infty)$.

Para se encontrar a lei de distribuição da variável z , o procedimento seguido usualmente é esboçado em linhas gerais abaixo.

Seja dado um $z^* = \cos \theta^*$. O evento da variável $\cos \theta$ ser menor que o z^* dado é satisfeito sempre que o ponto representativo do par (x, y) no plano destas coordenadas se encontrar na região \mathcal{R} assinalada na Fig.A-VII-1.

Então a probabilidade de ocorrer este evento pode ser calculada a partir de

$$P(z < z^*) = \iint_{\mathcal{R}} g(\bar{x}, \sigma_x) g(\bar{y}, \sigma_y) dx dy$$

onde \mathcal{R} é a região limitada pelas semiretas

$$x = y \sqrt{1 - \cos^2 \theta^*} / \cos \theta^* \quad \text{para } x > 0$$

$$x = -y \sqrt{1 - \cos^2 \theta^*} / \cos \theta^* \quad \text{para } x < 0$$

Assim

$$P(\cos \theta < \cos \theta^*) = \int_{-\infty}^0 dx \int_{-\infty}^{-x \cos \theta^* / \sqrt{1 - \cos^2 \theta^*}} g(\bar{x}, \sigma_x) g(\bar{y}, \sigma_y) dy \\ + \int_0^{\infty} dx \int_{-\infty}^{x \cos \theta^* / \sqrt{1 - \cos^2 \theta^*}} g(\bar{x}, \sigma_x) g(\bar{y}, \sigma_y) dy$$

A lei de distribuição da variável $\cos \theta$ pode ser encontrada aplicando-se a regra de Leibnitz para diferenciação de integrais:

$$p(\cos \theta^*) = \frac{d}{d \cos \theta^*} \left[P(\cos \theta < \cos \theta^*) \right]$$

Integrando vem que

$$p(\cos \theta) = \frac{1}{2\pi \sigma_x \sigma_y (1 - \cos^2 \theta)^{3/2}} \left\{ \frac{e^{-c}}{2A} \left[2 - \sqrt{\pi} \frac{B_1}{\sqrt{A}} \operatorname{erfc} \frac{B_1}{\sqrt{A}} e^{B_1^2/A} - \right. \right. \\ \left. \left. - \sqrt{\pi} \frac{B_2}{\sqrt{A}} \operatorname{erfc} \frac{B_2}{\sqrt{A}} e^{B_2^2/A} \right] \right\}$$

onde, por conveniência, substituiu-se $\cos \theta^*$ por $\cos \theta$ e

$$A = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\sigma_x^2} + \frac{\cos^2 \theta}{\sigma_y^2 (1 - \cos^2 \theta)} \right\}$$

$$C = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\bar{x}^2}{\sigma_x^2} + \frac{\bar{y}^2}{\sigma_y^2} \right\}$$

$$B_1 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\bar{x}}{\sigma_x^2} - \frac{\cos \theta \bar{y}}{\sigma_y^2 \sqrt{1 - \cos^2 \theta}} \right\}; \quad B_2 = \frac{1}{2} \left\{ -\frac{\bar{x}}{\sigma_x^2} - \frac{\cos \theta \bar{y}}{\sigma_y^2 \sqrt{1 - \cos^2 \theta}} \right\}$$

Pode-se reescrever $p(\cos \theta)$ em termos do parâmetro $\cos \theta_0$, definido como $\bar{y} / \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2}$, ou seja, θ_0 é o arco cuja tangente é \bar{x} / \bar{y} . Convém ressaltar que para o presente trabalho \bar{x} e \bar{y} são sempre não negativos, o que faz com que $\cos \theta_0$ pertença ao intervalo $[0, 1]$ ou ainda θ_0 está entre 0 e $\pi/2$.

Para o presente trabalho são distinguidos dois casos:

i) erro absoluto na variável x constante $\sigma_x = \alpha x'$ (x' constante)
 erro absoluto na variável y constante $\sigma_y = \alpha y'$ (y' constante,
 $y' = \bar{y}$)

e se define $\cos \theta' = y' / \sqrt{x'^2 + y'^2}$

ii) erro absoluto na variável x proporcional a x (erro relativo constante) $\sigma_x = \alpha \bar{x}$

erro relativo na variável y constante : $\sigma_y = \alpha \bar{y}$

Nas Fig. A-VII-2 e VII-3 está representada a função deformante $p(\cos\theta, \cos\theta_0)$ para ambos os casos acima, com vários valores do parâmetro $\cos\theta_0$ e com erro relativo α igual a 0,2. O parâmetro $\cos\theta'$ foi adotado igual a 0,93.

Ainda para verificação da expressão $p(\cos\theta, \cos\theta_0)$ foi feito um sorteio de 5000 pares de comprimentos e espessuras no caso dos seguintes valores dos parâmetros:

comprimento da projeção dos traços de elétrons na emulsão e seu erro absoluto:

$$\bar{x} = 8,5 \mu\text{m} \quad \sigma_x = 2,1 \mu\text{m}$$

espessura local da emulsão (corrigida pelo fator de encolhimento) e seu respectivo erro :

$$\bar{y} = 70,9 \mu\text{m} \quad \sigma_y = 4,8 \mu\text{m}$$

Sorteou-se pares de (x, y) em gaussianas de parâmetros acima. O resultado foi comparado com a expressão calculada para $p(\cos\theta, \cos\theta_0)$ para os mesmos valores dos parâmetros e graficado na Fig. A-VII-4.

Apenas a título de verificação é interessante notar que a distribuição $p(\cos\theta, \cos\theta_0)$ está normalizada no intervalo $[-1, 1]$. Assim por exemplo no caso ii) acima citado, atentando para o sinal dos argumentos das funções erro complementares, tem-se:

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 p(\cos\theta, \cos\theta_0) d(\cos\theta) &= e^{-\frac{1}{\alpha^2}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{1/\alpha} du e^{-u^2} \operatorname{erf} \sqrt{\frac{1}{\alpha^2} - u^2} \\ &= e^{-\frac{1}{\alpha^2}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{1/\alpha} du e^{-u^2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\frac{1}{\alpha^2} - u^2}} dv e^{-v^2} \\ &= e^{-\frac{1}{\alpha^2}} + \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{1/\alpha} r dr d\phi e^{-r^2} \\ &= 1 \end{aligned}$$

b) Convolução zenital propriamente dita

Para efetuar a convolução zenital empregando como função deformante a $p(\cos\theta, \cos\theta_0)$ inicialmente deduzida, parte-se na distribuição angular zenital diferencial não deformada, dada no apêndice IV:

$$f_{ND}(\cos\theta_0)d(\cos\theta_0) = C e^{-\frac{t}{L_a}(\sec\theta_0-1)} \cos\theta_0 d(\cos\theta_0)$$

com $\cos\theta_0 \in [0, 1]$, e onde C é a constante de normalização dada por:

$$C = \frac{2}{1 - \frac{t}{L_a} + \frac{t^2}{L_a^2} e^{t/L_a} E_1\left(\frac{t}{L_a}\right)}, \quad E_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-u}}{u} du$$

A distribuição angular zenital integral não deformada resulta da integral:

$$\begin{aligned} F_{ND}(\cos\theta^*) &= \int_0^{\cos\theta^*} f_{ND}(\cos\theta_0) d(\cos\theta_0) \\ &= \frac{C}{2} e^{-\frac{t}{L_a}(\sec\theta^*-1)} \cos^2\theta^* \left\{ 1 - \frac{t}{L_a \cos\theta^*} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{t^2}{L_a^2 \cos^2\theta^*} e^{\frac{t}{L_a \cos\theta^*}} E_1\left(\frac{t}{L_a \cos\theta^*}\right) \right\} \end{aligned}$$

A distribuição angular zenital deformada é dada por

$$f_D(\cos\theta)d(\cos\theta) = d(\cos\theta) \left\{ \int_0^1 d(\cos\theta_0) f_{ND}(\cos\theta_0) p(\cos\theta, \cos\theta_0) \right\}$$

e o espectro angular zenital integral é obtido integrando-se na variável $\cos\theta$:

$$F_D(\cos\theta^*) = \int_{-1}^{\cos\theta^*} d(\cos\theta) f_D(\cos\theta)$$

É claro que, com a normalização, $F_D(\cos\theta^*=1) = 1$

Para estudar os efeitos da deformação comparam-se as funções $F_{ND}(\cos\theta)$ e $F_D(\cos\theta^*)$.

Na prática, como a distribuição angular diferencial é rapidamente decrescente para $\cos\theta_0$ menores que 1, verifica-se que a expressão de $p(\cos\theta, \cos\theta_0)$ pode ser bastante simplificada, incluindo-se apenas os termos mais significativos quando α é da ordem de 0,2 e t/L_a é da ordem de 5, como é o caso no presente trabalho. Assim pode-se ver facilmente que para $\theta_0 < 45^\circ$ a expressão para $p(\cos\theta, \cos\theta_0)$ pode ser aproximada por:

$$p(\cos\theta, \cos\theta_0) \approx \frac{1}{2\pi \sigma_x \sigma_y} \frac{(-\sqrt{\pi})}{(1-\cos^2\theta)^{3/2}} \frac{B_2}{A^{3/2}} e^{B_2/A - C}$$

com A, B₂, C como dados anteriormente.

Reescrevendo a $p(\cos\theta, \cos\theta_0)$ para os casos particulares

i) e ii) resulta:

$$i) p(\cos\theta, \cos\theta_0) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \alpha \sqrt{1-\cos^2\theta}} \frac{\cos\theta'}{\cos\theta_0} \frac{[\sqrt{1-\cos^2\theta} \sqrt{1-\cos^2\theta_0} \cos^2\theta' + \cos\theta \cos\theta_0 (1-\cos^2\theta')]^{3/2}}{[\cos^2\theta' (1-\cos^2\theta) + \cos^2\theta (1-\cos^2\theta')]^{3/2}} \\ \cdot \exp \left\{ - \frac{1}{2\alpha^2} \frac{\cos^2\theta'}{\cos^2\theta_0} \frac{[\cos\theta_0 \sqrt{1-\cos^2\theta} - \cos\theta \sqrt{1-\cos^2\theta_0}]^2}{[\cos^2\theta' (1-\cos^2\theta) + \cos^2\theta (1-\cos^2\theta')]^{3/2}} \right\}$$

$$ii) p(\cos\theta, \cos\theta_0) =$$

$$= \frac{\sqrt{1-\cos^2\theta_0} \cos\theta_0}{\sqrt{2\pi} \alpha \sqrt{1-\cos^2\theta}} \frac{[\cos\theta_0 \sqrt{1-\cos^2\theta} + \cos\theta \sqrt{1-\cos^2\theta_0}]}{[\cos^2\theta_0 (1-\cos^2\theta) + \cos^2\theta (1-\cos^2\theta_0)]^{3/2}} \\ \cdot \exp \left\{ - \frac{1}{2\alpha^2} \frac{[\cos\theta_0 \sqrt{1-\cos^2\theta} - \cos\theta \sqrt{1-\cos^2\theta_0}]^2}{[\cos^2\theta_0 (1-\cos^2\theta) + \cos^2\theta (1-\cos^2\theta_0)]^{3/2}} \right\}$$

Pode-se notar que a expressão i) recai em ii) quando $\cos\theta' = \cos\theta_0$.

c) Resultados

1 - Câmara 8

No estudo de erros nas medidas dos comprimentos de projeções de traços de elétrons na emulsão para a câmara 8, pode-se observar que este erro é aproximadamente proporcional ao valor médio do comprimento até aproximadamente 20µm com um erro relativo da

ordem de 20% , passando posteriormente a ser constante para comprimentos maiores. Já para a espessura local da emulsão após a revelação observou-se um erro relativo porcentual da ordem de 20%.

Pode-se, assim, distinguir dois intervalos: para comprimentos menores do que 20 μm :

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \alpha \bar{x} \\ \sigma_y &= \alpha \bar{y} \end{aligned} \quad \alpha = 0,20$$

e para comprimentos acima deste valor:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \alpha x' & y' &= \bar{y} \\ & & x' &\text{ constante} \\ \sigma_y &= \alpha y' & \alpha &= 0,20 \end{aligned}$$

Como a espessura média após a revelação é da ordem de 25 μm , corrigindo-se com um fator de encolhimento da ordem de 2 observa-se que para $\cos \theta_0$ maiores do que aproximadamente 0,93 deve ser empregada a expressão para $p(\cos \theta, \cos \theta_0)$ para o caso ii), enquanto que para $\cos \theta_0$ menores do que o referido valor usa-se a expressão para o caso i), com parâmetro $\cos \theta'$ igual a 0,93.

Assim a distribuição zenital integral deformada pode ser encontrada pelas integrais:

$$\begin{aligned} F_D(\cos \theta^*) &= \int_{-1}^{\cos \theta^*} d\cos \theta \int_0^{\cos \theta'} d\cos \theta_0 f_{ND}(\cos \theta_0) p_i(\cos \theta, \cos \theta_0) + \\ &+ \int_{-1}^{\cos \theta^*} d(\cos \theta) \int_{\cos \theta'}^1 d\cos \theta_0 f_{ND}(\cos \theta_0) p_{ii}(\cos \theta, \cos \theta_0) \end{aligned}$$

A fim de comparar o espectro zenital deformado com o não deformado, seguiu-se o mesmo procedimento adotado no apêndice IV para o espectro não deformado original. O espectro deformado foi calculado numericamente para vários valores de $\cos \theta^*$, fazendo-se posteriormente um ajuste por mínimos quadrados com uma função potência, $(\cos \theta^*)^{s_D}$. Neste ajuste foram incluídos os pontos tais que $F_D(\cos \theta^*)$ seja maior do que 0,3, o que corresponde, em termos de dados experimentais, à inclusão de $\sim 70\%$ das cascatas mais próximas à vertical. O valor da potência s_D obtida depende do livre caminho médio de absorção de hadrons adotado. Na Fig. A-VII+5 está graficada a variação de s_D em função de t/L_a . Observa-se que a dependência é linear, podendo ser aproximada por

$$s_D \approx 0,96 \frac{t}{L_a} + 2,62$$

Para concluir sobre o efeito das flutuações deve-se agora atentar para o tratamento dos dados experimentais. Tendo achado o espectro zenital integral experimental, é possível ajustá-lo a uma função potência, incluindo 70% dos dados:

$$F_{\text{exp}}(\cos \theta^*) \propto (\cos \theta^*)^{s_{\text{exp}}}$$

Caso não se leve em conta o efeito da deformação, o procedimento a ser seguido seria encontrar o l.c.m. de absorção de hadrons no ar a partir da relação obtida no apêndice IV:

$$s_{\text{exp}} = 1,05 \frac{t}{L_a} + 2,82$$

Entretanto, quando se leva em conta a deformação conforme as hipóteses acima, a estimativa de L_a deve ser obtida a partir da relação

$$s_{\text{exp}} = 0,96 \frac{t}{L_a} + 2,62$$

Pode-se facilmente observar que desprezando a deformação o valor de L_a resultaria sobreestimado de $\sim 13\%$, e igualmente o ângulo sólido seria sobreestimado de $\sim 10\%$. O valor encontrado para o fluxo vertical absoluto resultaria portanto subestimado do mesmo fator que o ângulo sólido efetivo.

2 - Câmara 11

Para a câmara 11 adotou-se erros relativos percentuais iguais a 20% tanto para a distância entre projeções sucessivas de c.e.m. no mapa de raio X quanto para a espessura de material atravessado. Neste caso o espectro zenital integral deformado é obtido simplesmente da integral

$$F_D(\cos \theta^*) = \int_{-1}^{\cos \theta^*} d(\cos \theta) \int_0^1 d\cos \theta_0 f_{ND}(\cos \theta_0) p_{ii}(\cos \theta, \cos \theta_0)$$

onde a deformante empregada corresponde à do item ii) acima.

Da mesma forma que para os dados experimentais, foi feita

to um ajuste de $F_D(\cos \theta^*)$ por uma função potência $(\cos \theta^*)^{s_D}$, incluindo a região para a qual a L'_D é maior do que 0,3. A variação de s_D em função do parâmetro t/L_a está graficada na figura A-VII-6, tendo-se aproximadamente

$$s_D \approx 1,01 \frac{t}{L_a} + 2,66$$

Analogamente à Câmara 8 o tratamento dos dados experimentais envolve o seguinte procedimento: encontrando-se o espectro zenital integral experimental, ajusta-se este a uma função potência, incluindo também 70% das c.e.m. mais próximas à vertical:

$$F_{\text{exp}}(\cos \theta^*) \propto (\cos \theta^*)^{s_{\text{exp}}}$$

Caso não se leve em conta o efeito da deformação, o livre caminho médio de absorção de hadrons no ar resulta da relação:

$$s_{\text{exp}} = 1,05 \frac{t}{L_a} + 2,82$$

Entretanto levando em consideração a deformação conforme o exposto acima, L_a deve ser obtido a partir de

$$s_{\text{exp}} = 1,01 \frac{t}{L_a} + 2,66$$

Observa-se que, desprezando-se a deformação o valor de L_a resulta sobreestimado de 6 a 7%. Como consequência o ângulo sólido efetivo também seria sobreestimado de 4 a 6% e o valor do fluxo vertical absoluto resultaria subestimado deste mesmo fator.

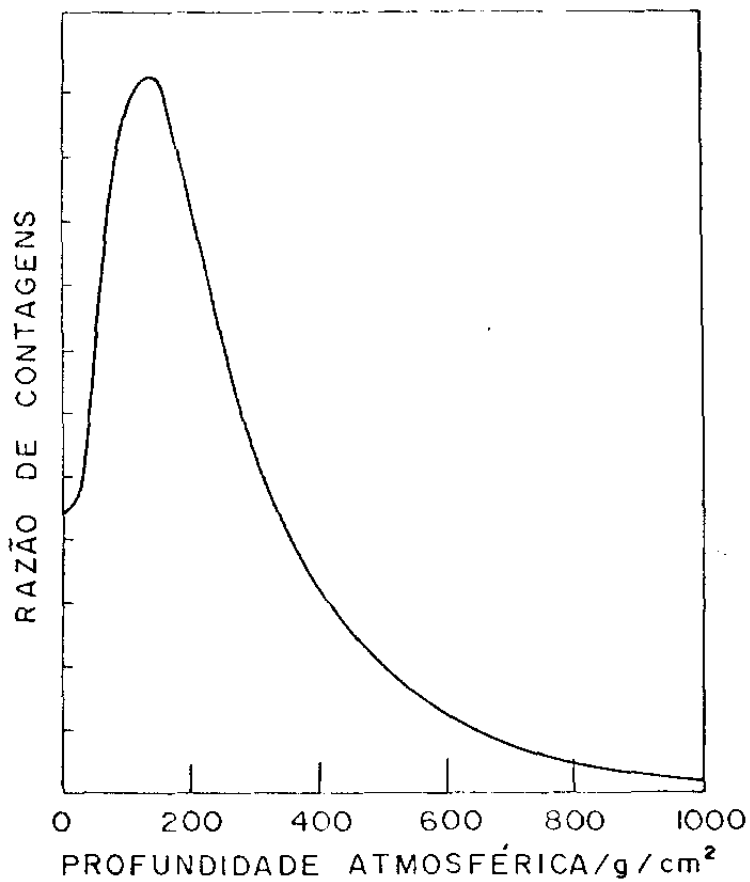


Figura 1 : Curva de Pfotzer- Intensidade Vertical da Radiação Cômica na atmosfera, em função da profundidade atmosférica

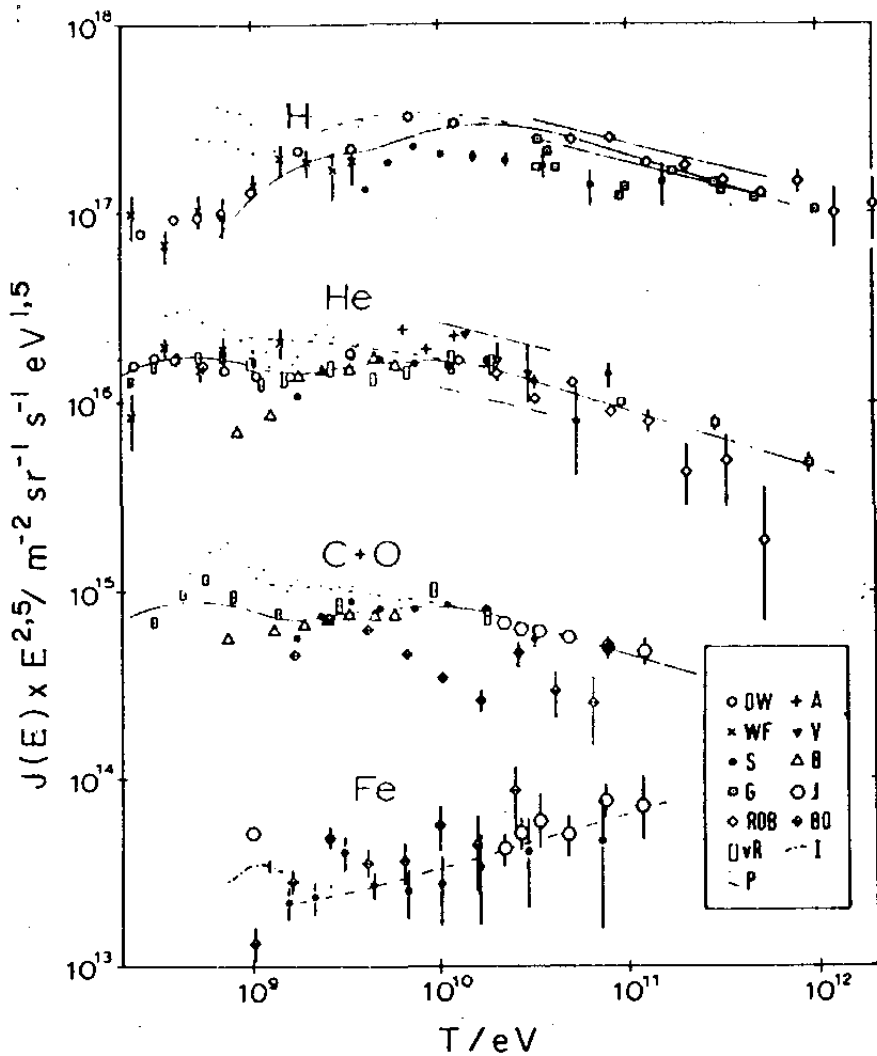


Figura 2 : Espectros de Energia de H , He , C + O e Fe primários -
 O espectro diferencial de energia $J(E)$ ($m^2.sr.s.eV$ por nucleon)⁻¹ está multiplicado por $E^{2,5}$ (E é a energia total por nucleon = energia cinética por nucleon + 0,938 GeV) e é dado em função da energia cinética por nucleon , T (eV por nucleon)⁻¹ (Ref. 68)

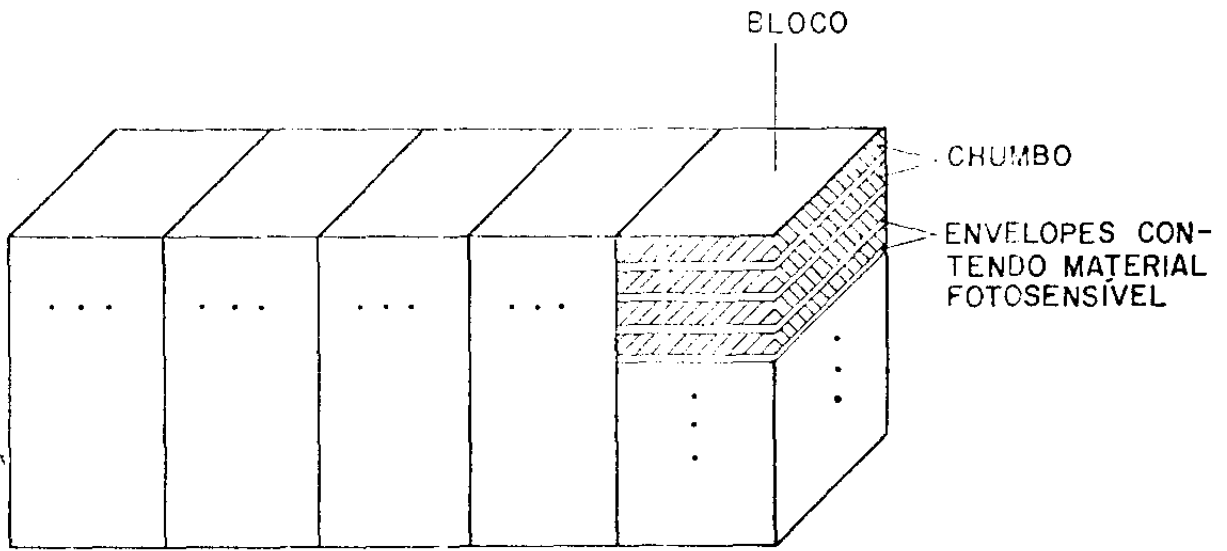


Figura 3 : Esquema da disposição dos filmes e placas de chumbo em blocos da câmara.

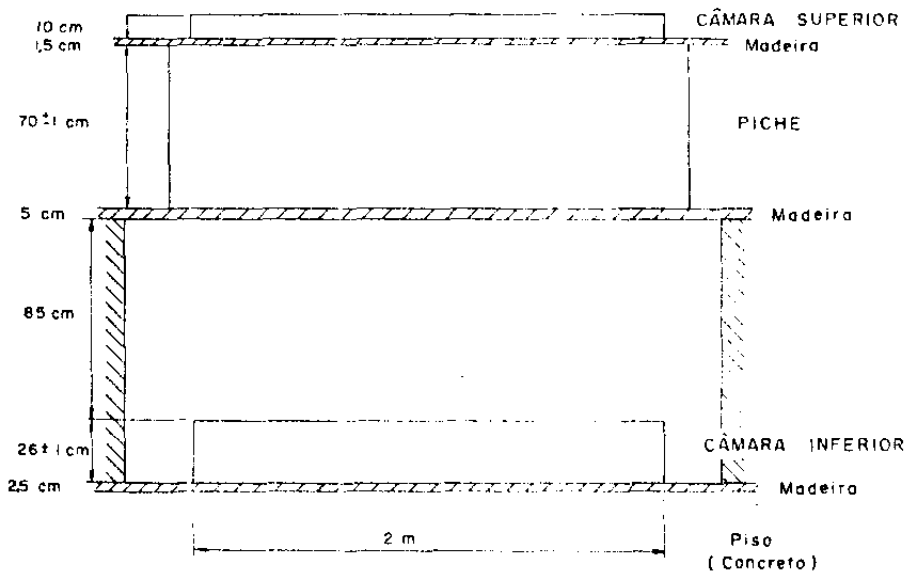


Figura 4 : Ilustração de uma câmara com dois andares, com camada de alvo de piche (Câmara 12 da C.B.J.)

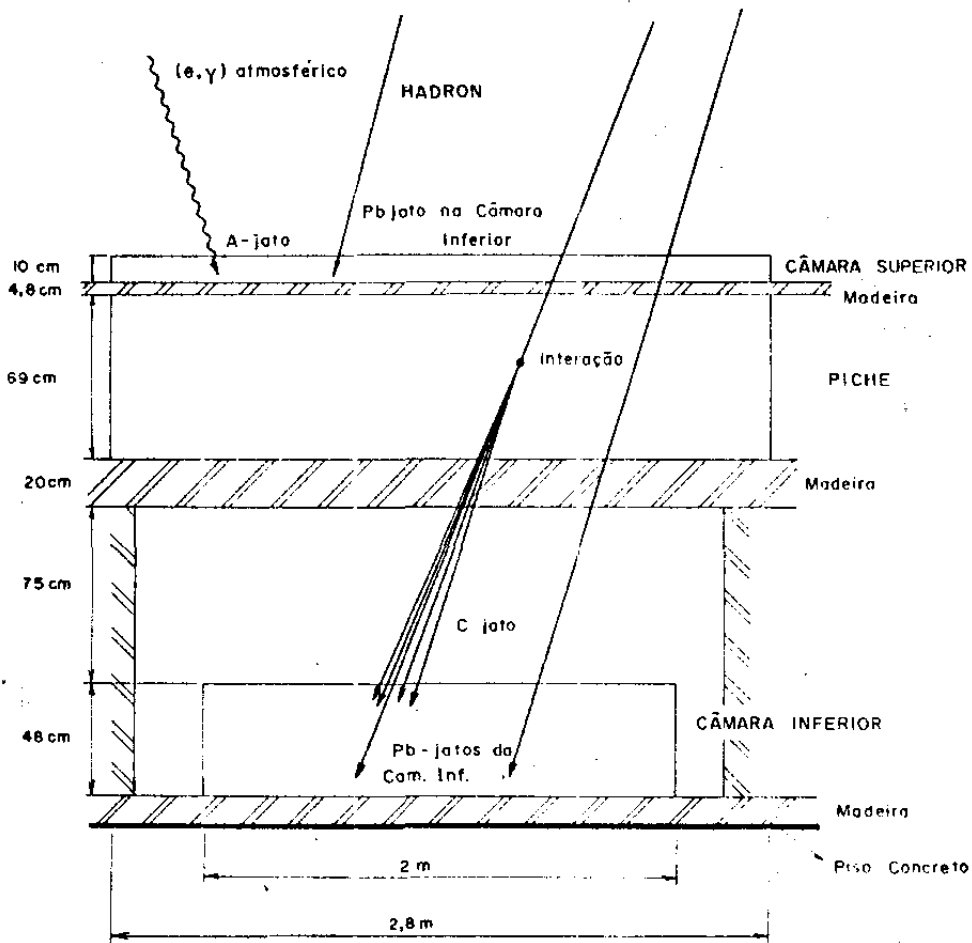


Figura 5 : Ilustração de jatos observados em câmaras de emulsão do tipo das da C.B.J. - A-jatos, Pb-jatos e C-jatos (Câmara 13)

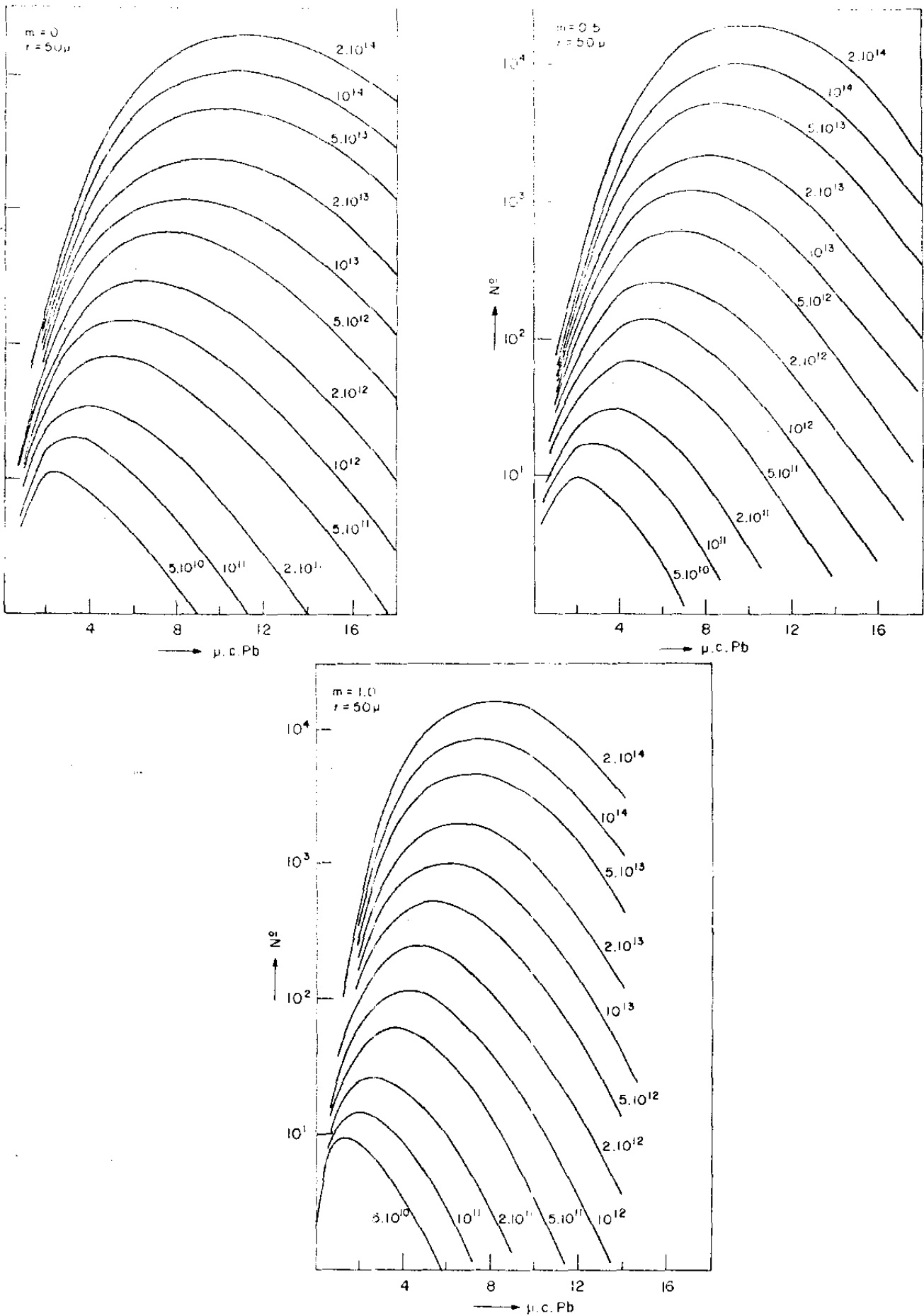


Figura 6 : Curvas de transição teóricas, segundo Kamata e Nishinura mostrando o número de elétrons e pósitrons da cascata em um círculo de raio 50μ , em função da profundidade, em unidades de cascata no caso, para várias inclinações zenitais da cascata, $m = \text{tg } \theta$.

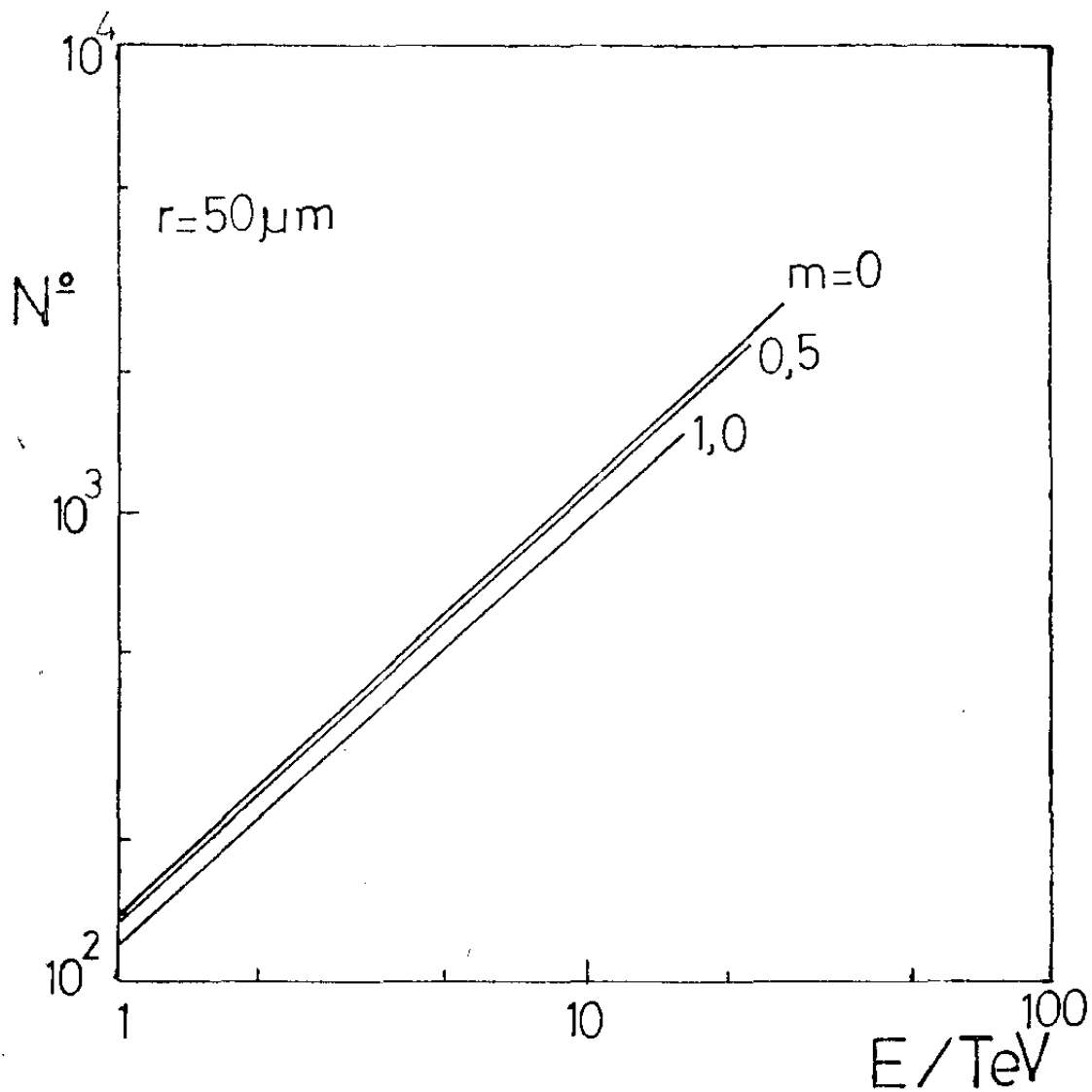


Figura 7 : Número máximo de elétrons e pósitrons na cascata, em função de sua energia, para várias inclinações zenitais da cascata, $m = \tan \theta$.

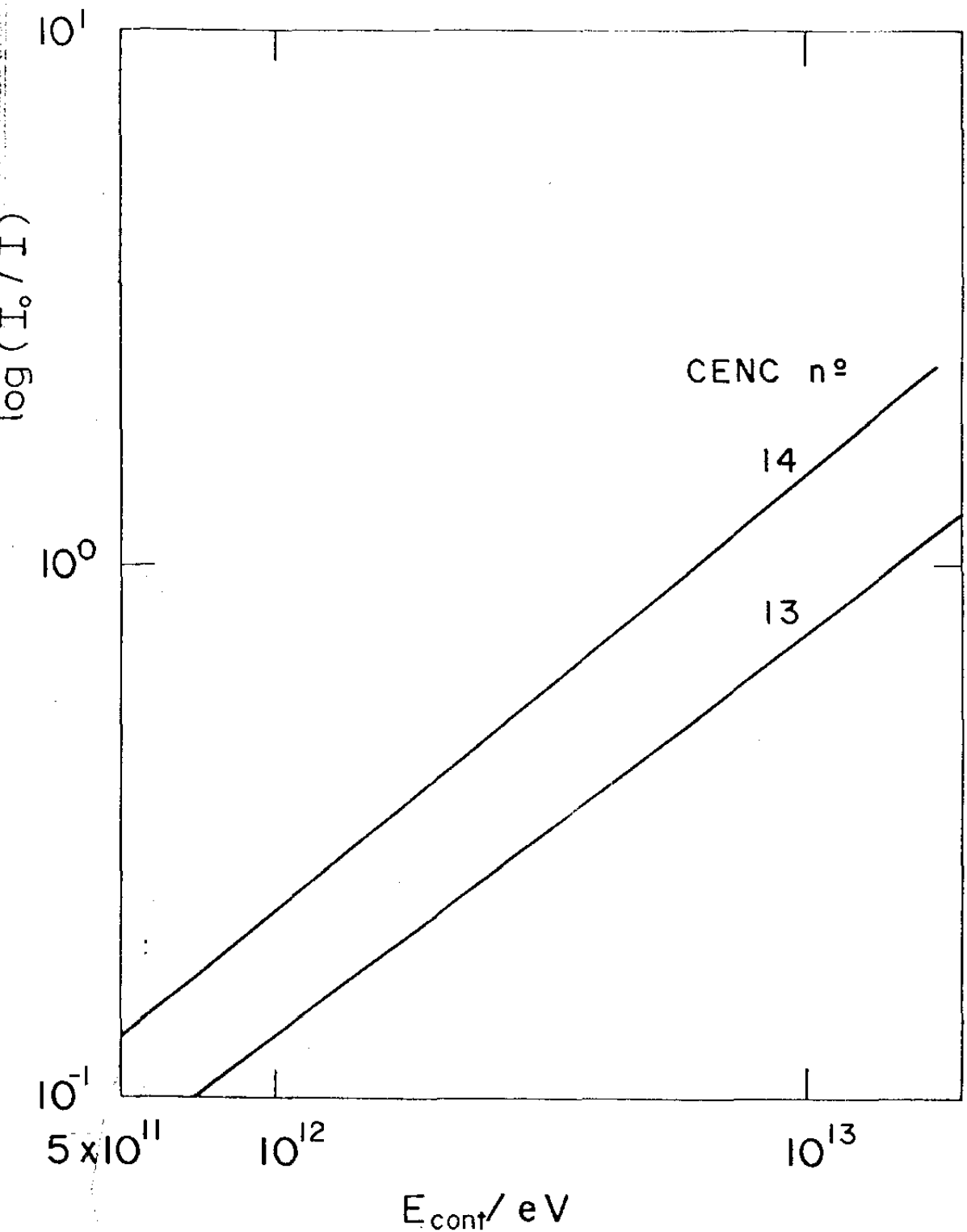


Figura 8 : Curvas de calibração para as câmaras 13 e 14 - Opacidade máxima em função da energia da cascata , determinada pelo método da contagem de traços (Ref. 41)

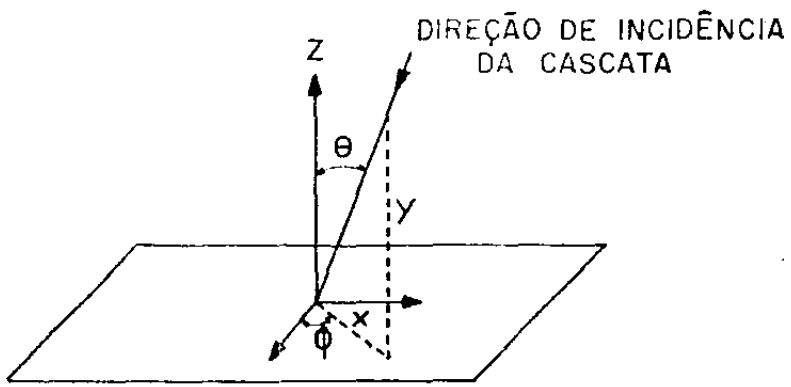


Figura 9 : Ângulo zenital θ e ângulo azimutal ϕ de uma cascata eletromagnética ($\text{tg } \theta = x / z$).

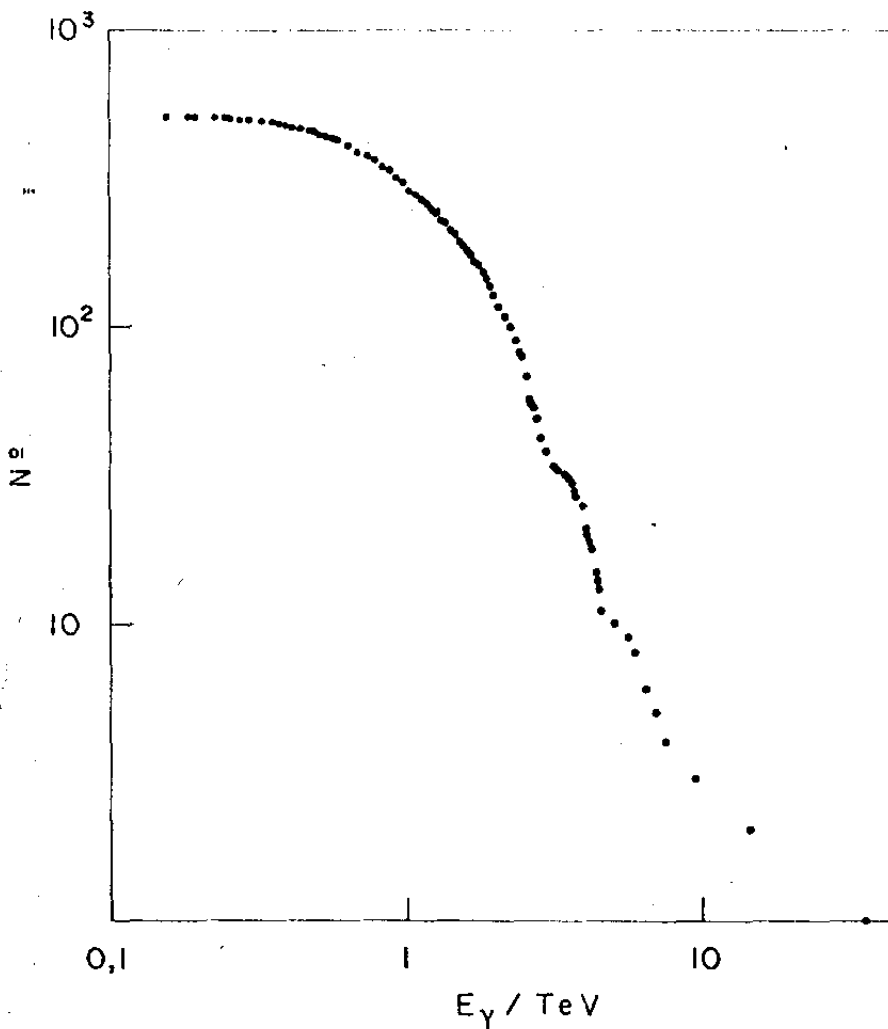


Figura 10: Espectro energético integral de gamas (Σ_2) - Câmara 8

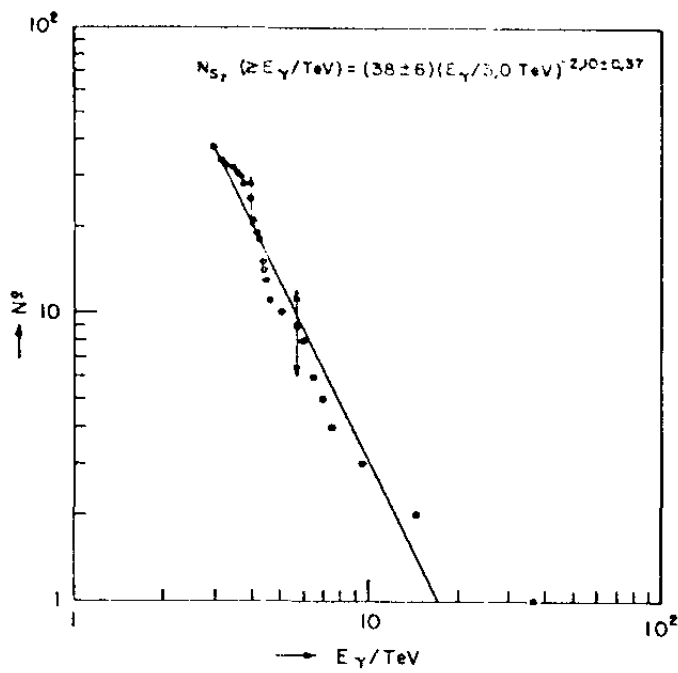


Figura 11: Espectro energético integral de gamas (S_2) - Câmara 8-
 $E_\gamma \geq 3,0 \text{ TeV}$.

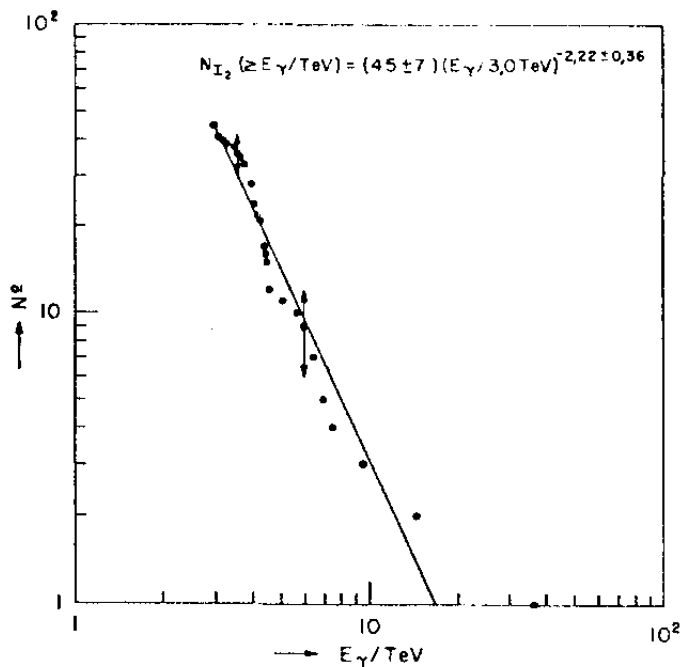


Figura 12: Espectro energético integral de gamas (I_2) - Câmara 8-

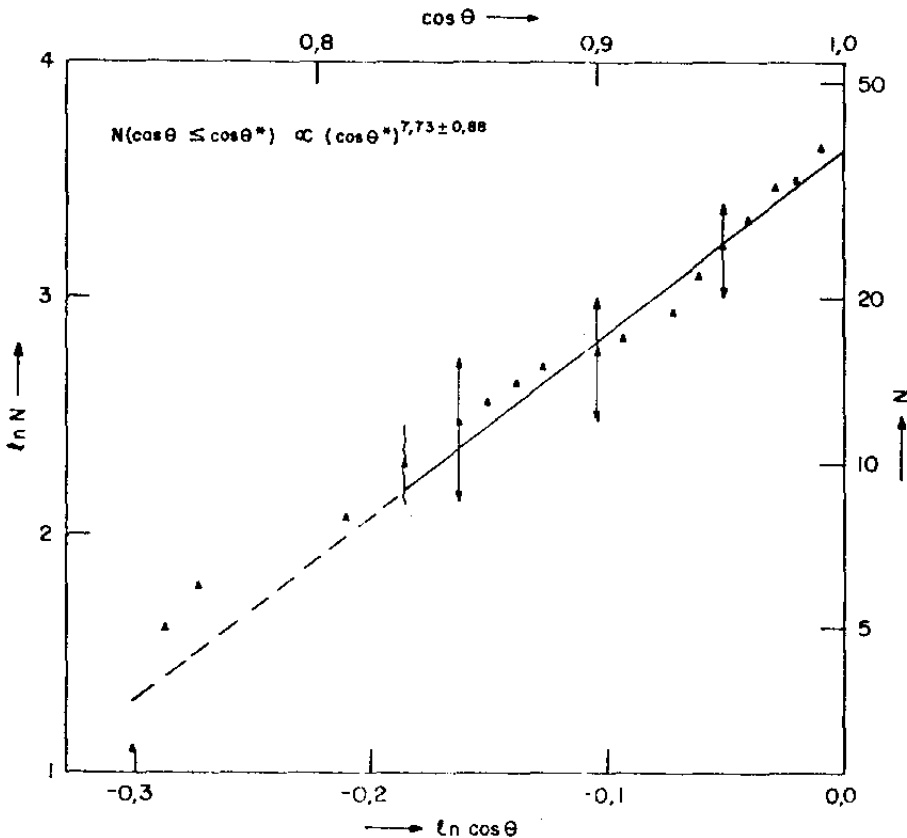


Figura 13: Distribuição angular zenital integral de muons- Câmara
 8 - $E_Y \geq 3,0$ TeV .

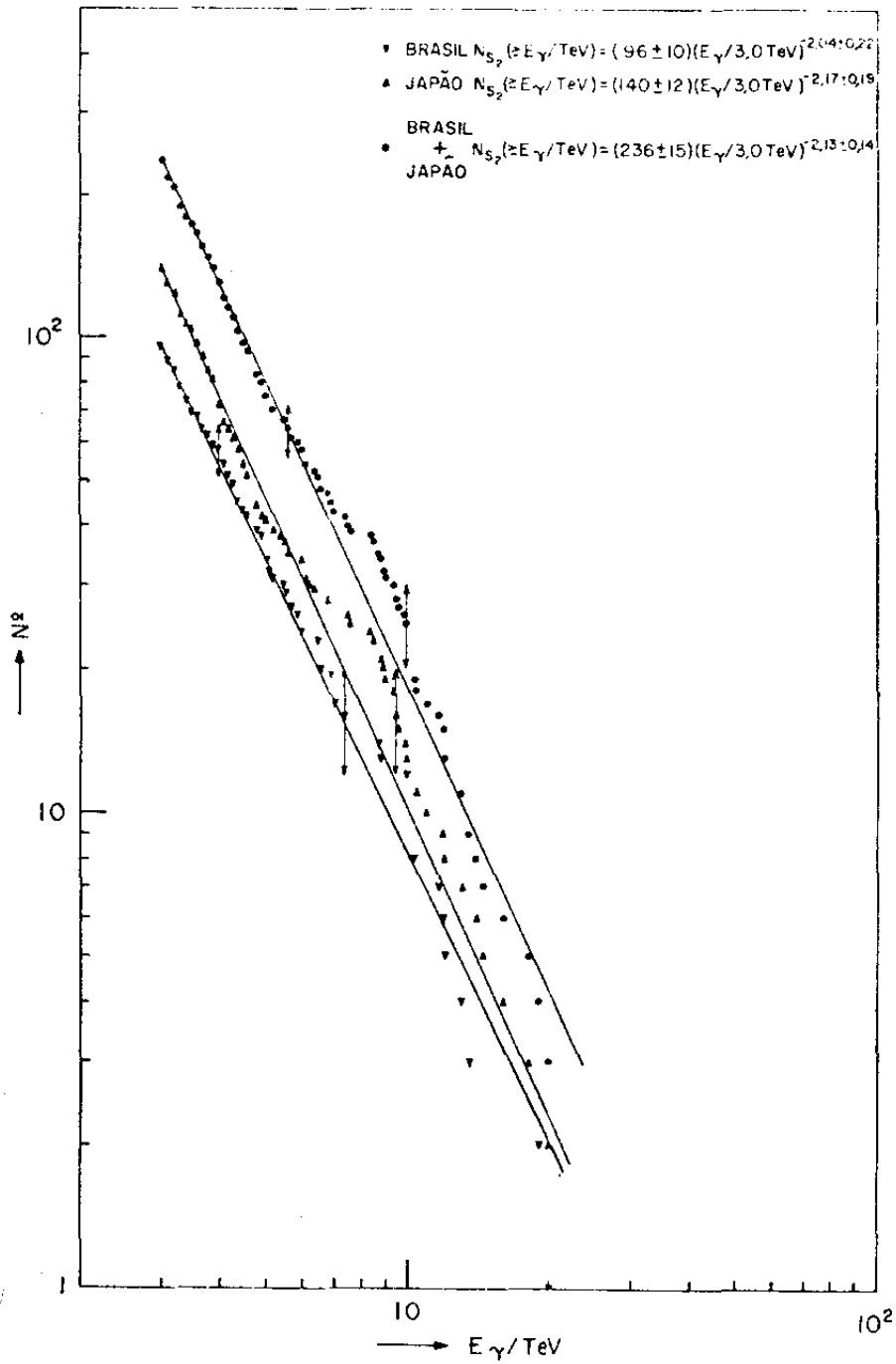


Figura 14: Espectro energético integral de gamas (S_2) -- Câmara 11

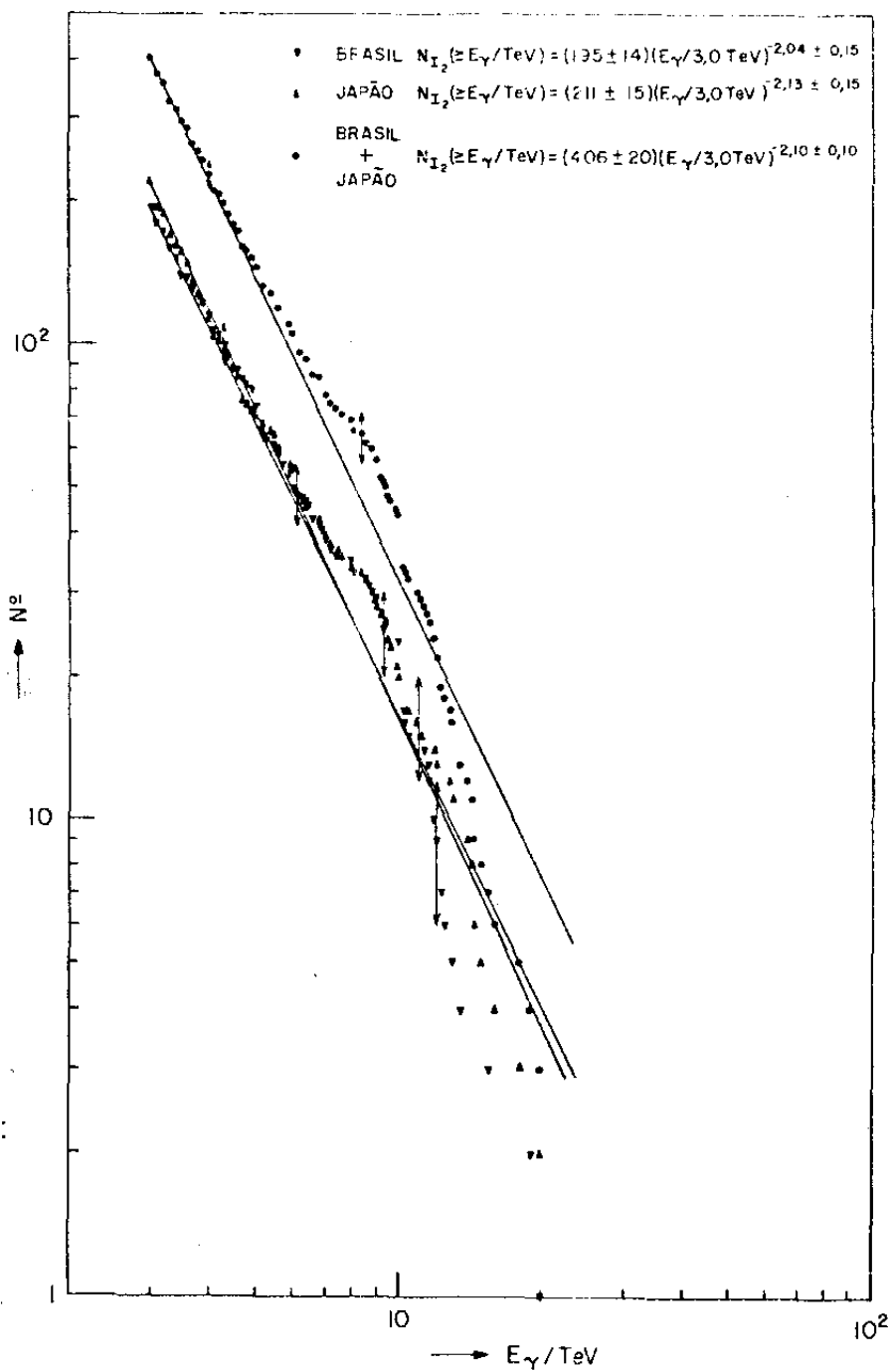


Figura 15: Espectro energético integral de gamas (I_2) - Câmara 11

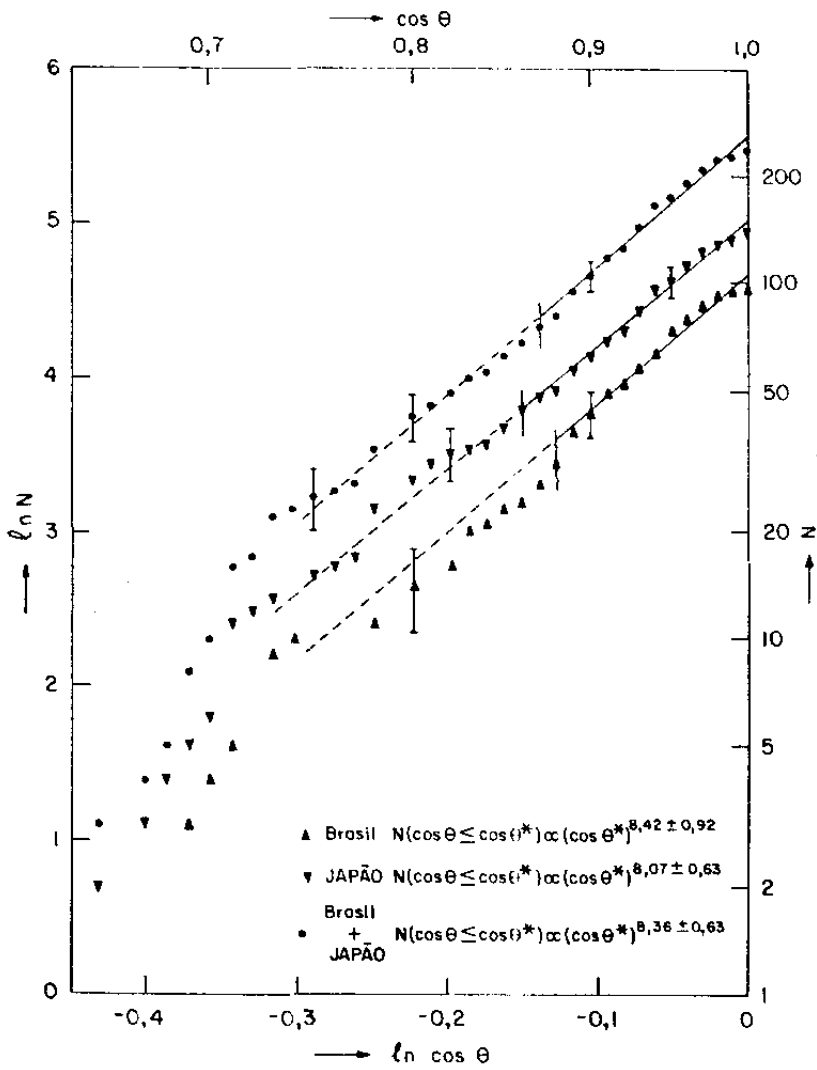


Figura 16: Distribuição angular zenital integral de galaxias - Câmara 11 - $E_{\gamma} \geq 3,0$ TeV.

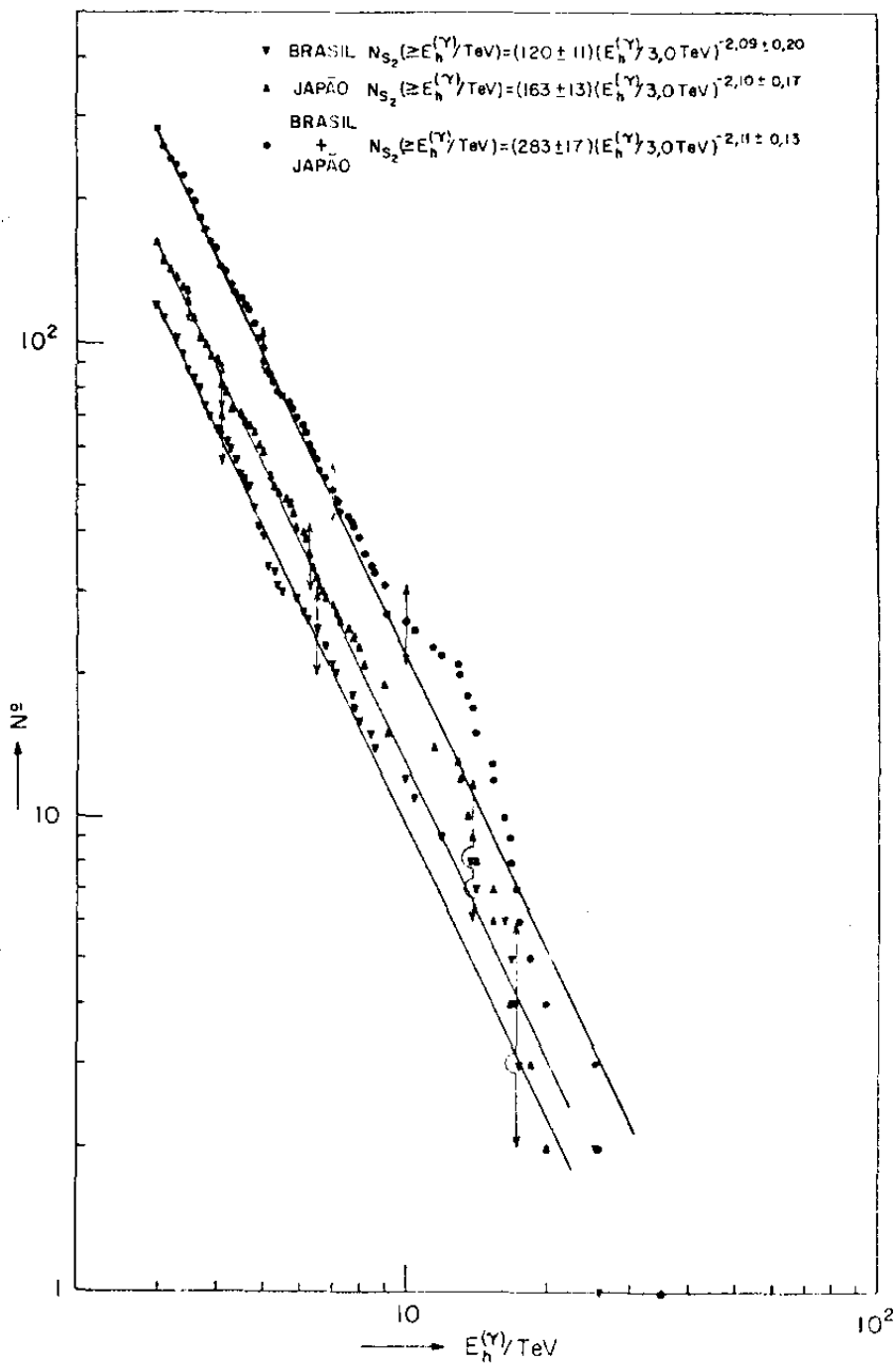


Figura 17: Espectro energético integral de Pb-jatos (S_2)-Câmara 11.

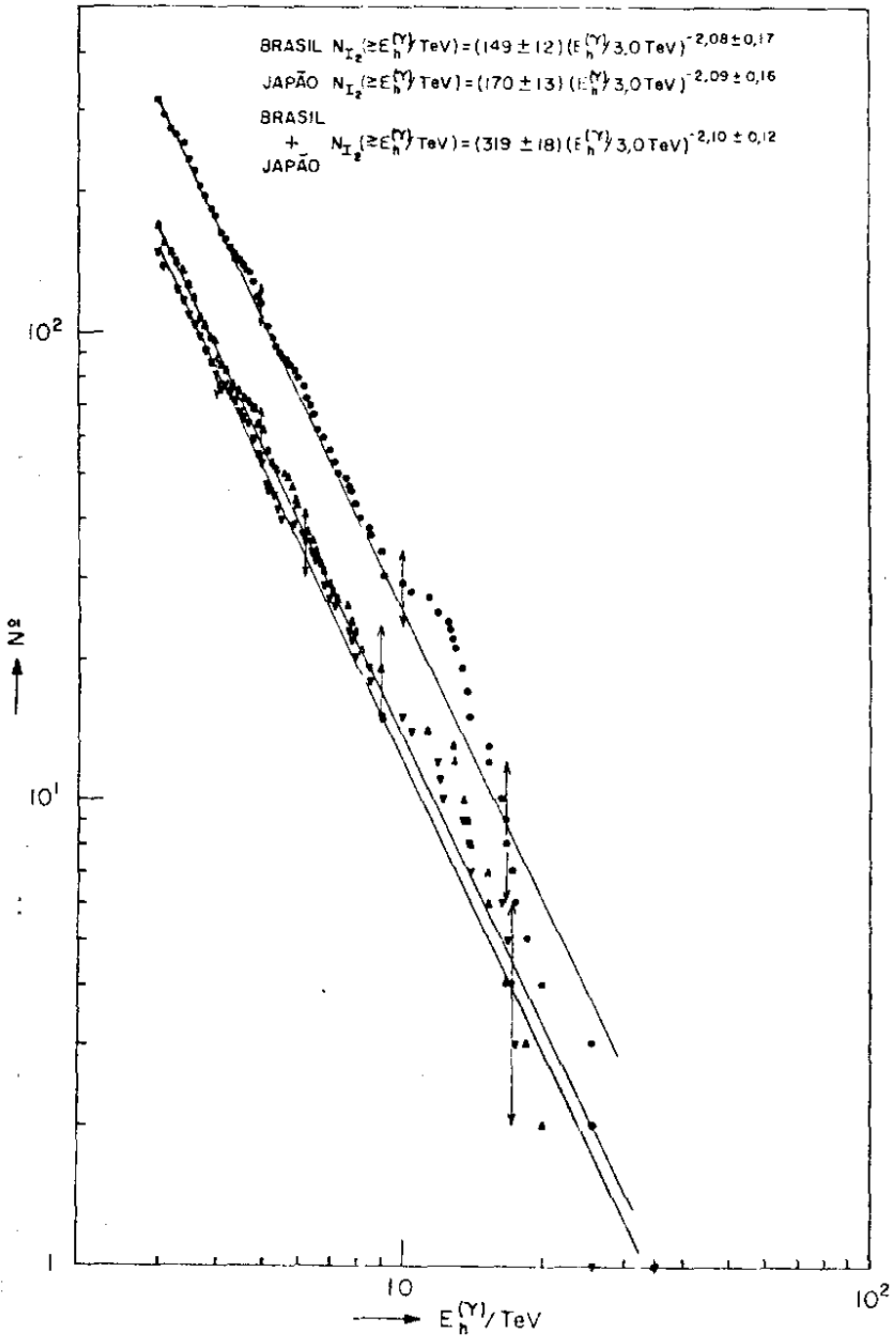


Figura 18: Espectro energético integral de Pb-jatos (I_2)-Câmara 11.

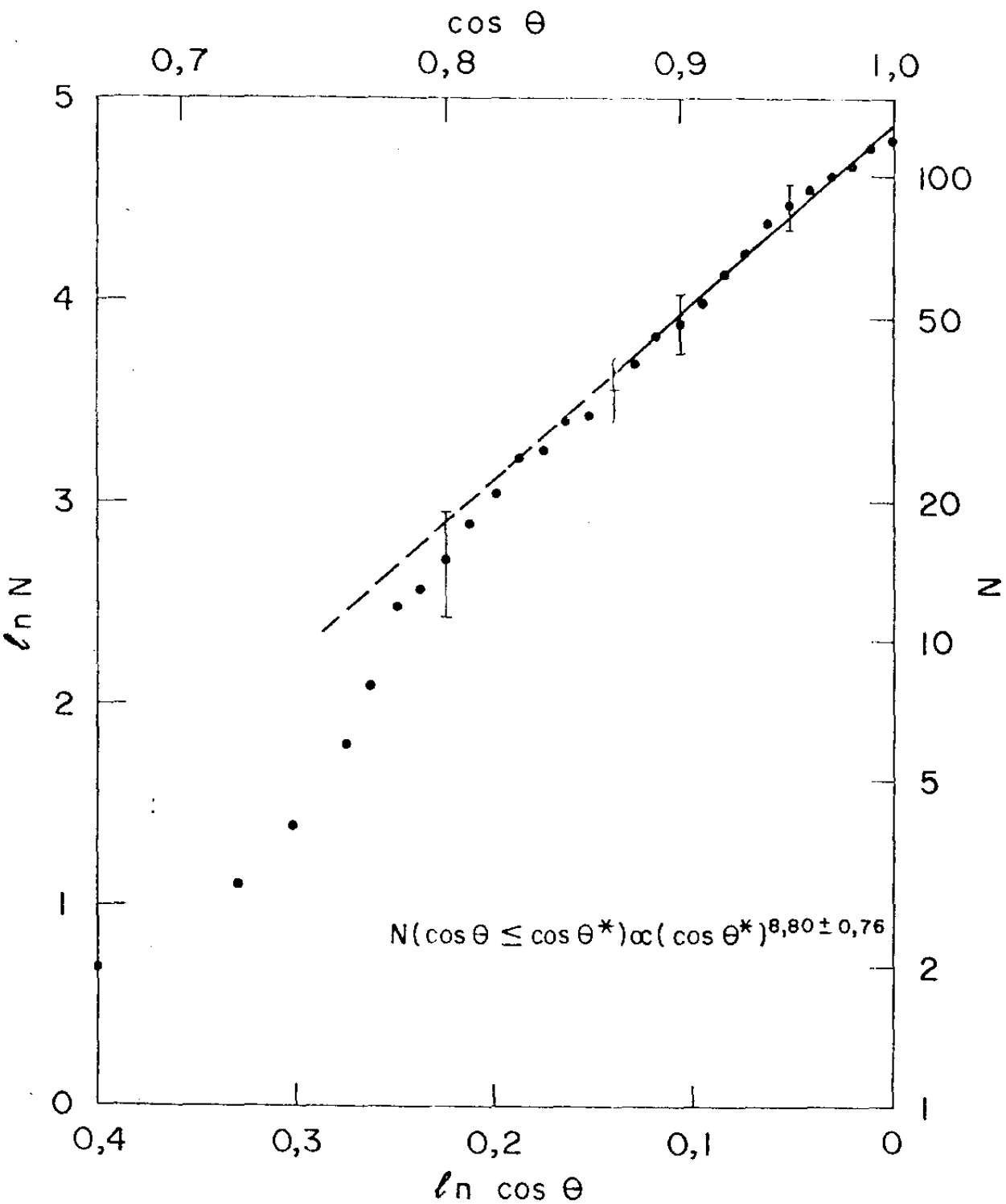


Figura 19: Distribuição angular zenital integral de μ -jatos- câmara 11- Brasil- $E_h^{(\gamma)} \geq 3,0$ TeV .

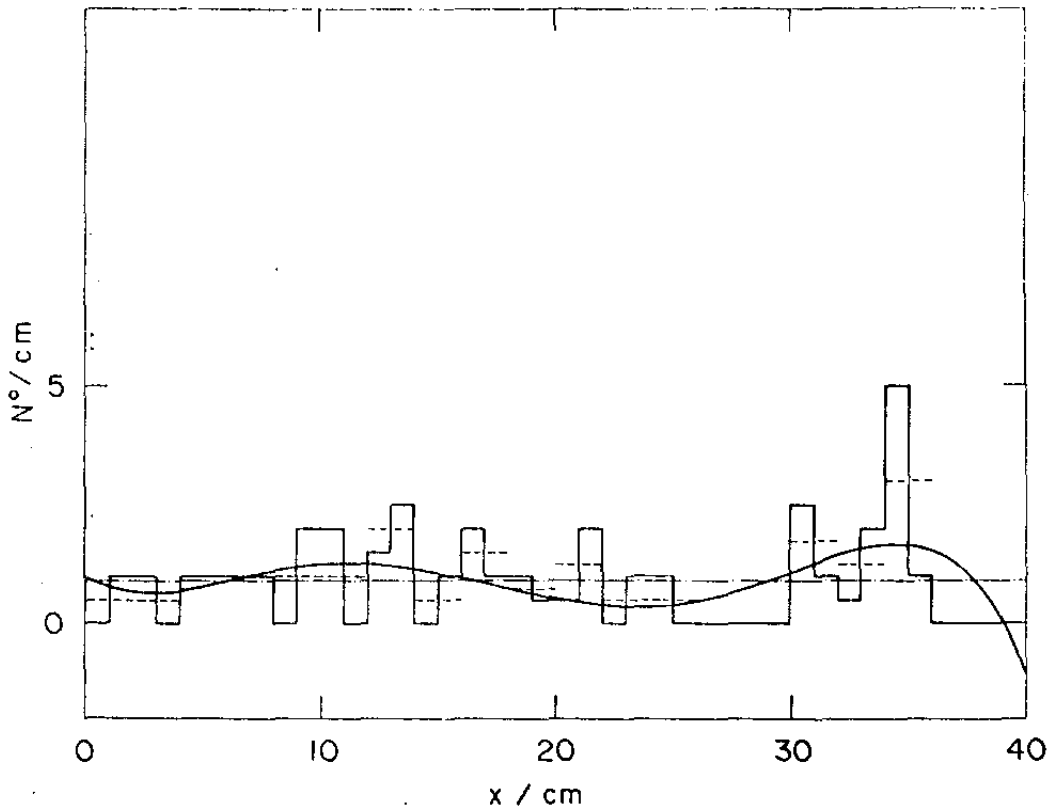


Figura 20: Distribuição de coordenadas x de 36 gammas - Câmara 8 -

$$E_{\gamma} \geq 3,0 \text{ TeV}$$

$$A_0 = 0,90$$

$$A_4 = -0,89 \pm 0,42$$

$$A_5 = -0,99 \pm 0,43$$

— · — · — A_0

————— $A_0 + A_4 P_4 + A_5 P_5$

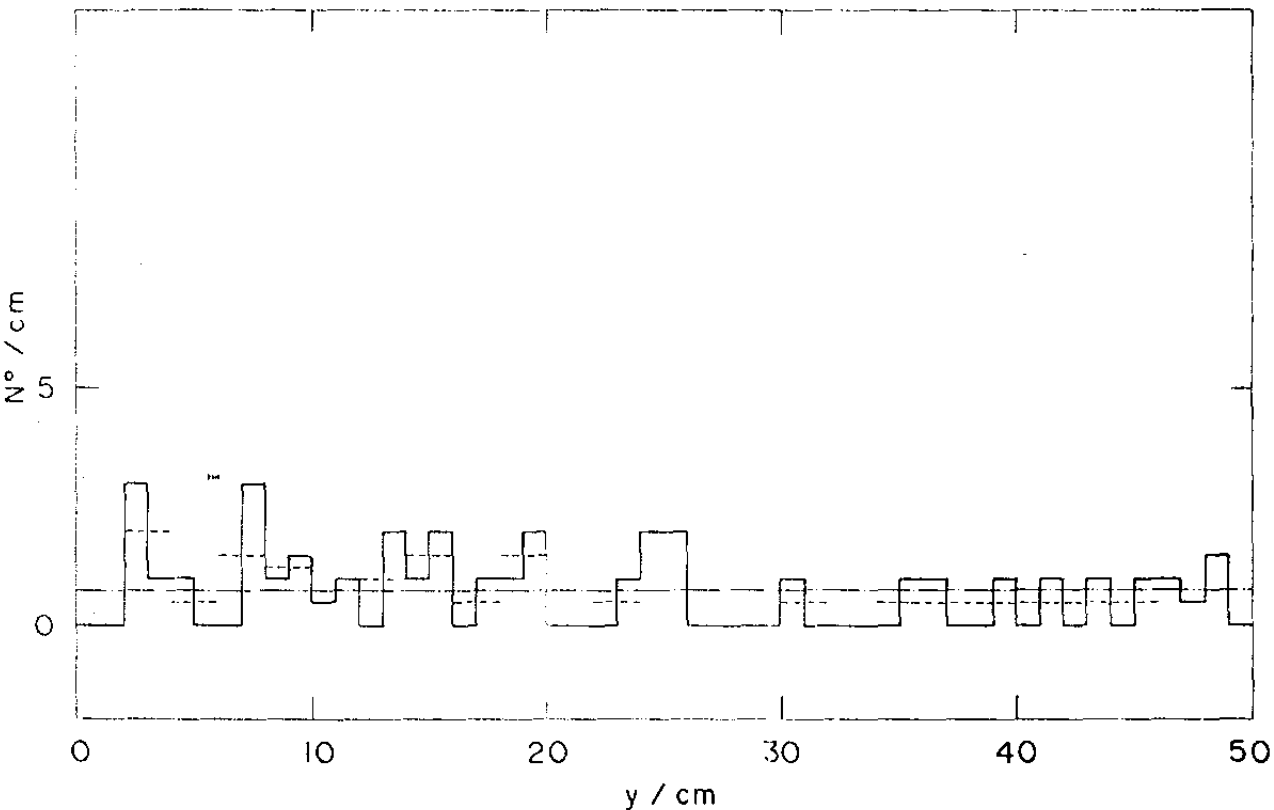


Figura 21: Distribuição de coordenadas y de 36 jatos- Câmara 8 -

$$E_\gamma \geq 3,0 \text{ TeV}$$

$$A_0 = 0,72$$

Nenhum coeficiente significativo dentro do critério adotado.

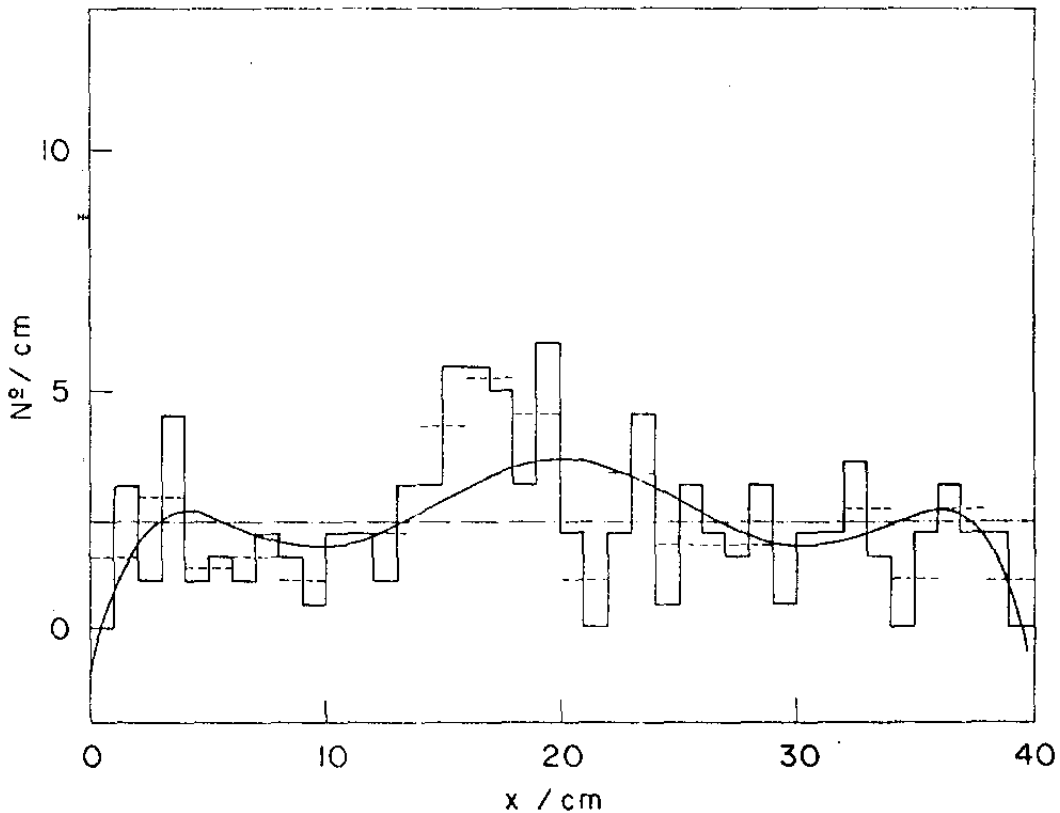


Figura 22: Distribuição de coordenadas x de 89 gamas - Câmara 11-
Brasil- $E_\gamma \geq 3,0$ TeV

$$A_0 = 2,23$$

$$A_2 = -1,23 \pm 0,49$$

$$A_6 = -2,06 \pm 0,72$$

— · — · — A_0

— · — · — $A_0 + A_2^P_2 + A_6^P_6$

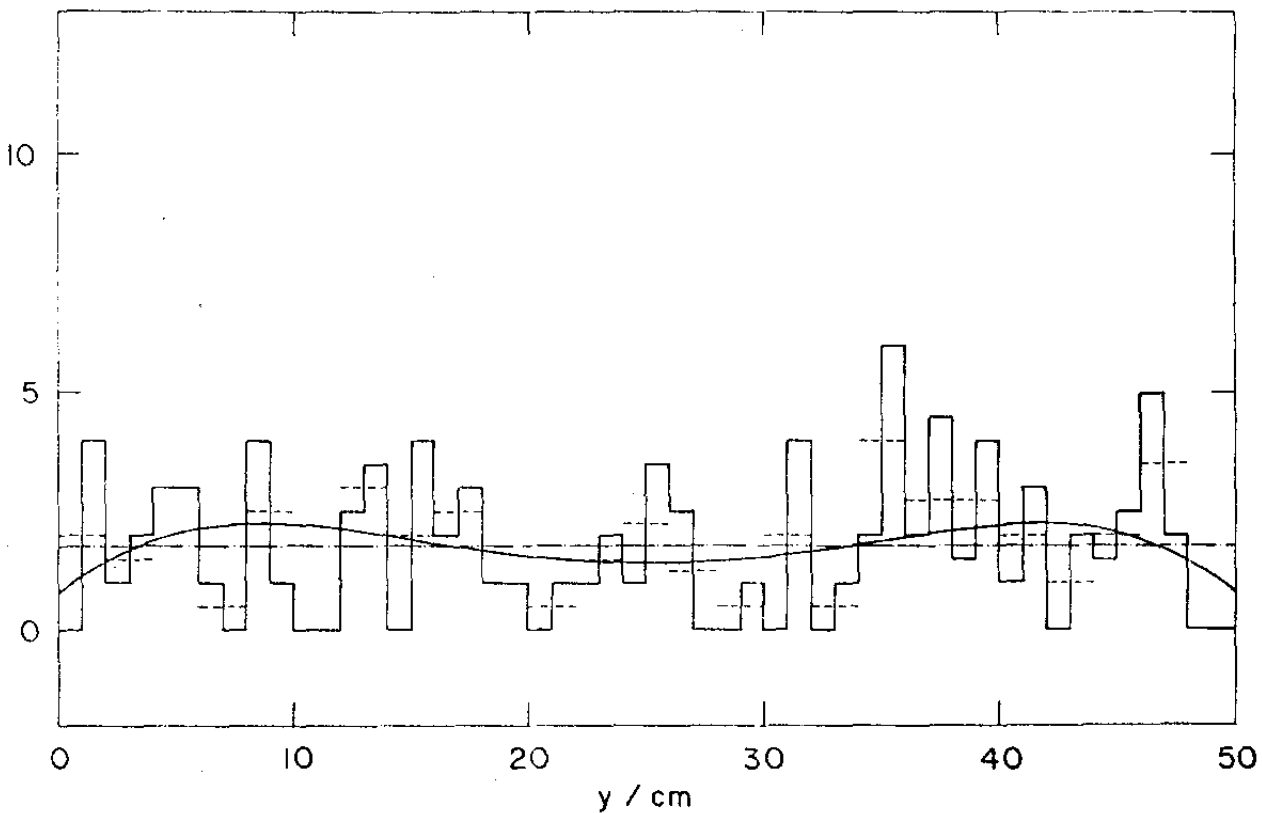


Figura 23: Distribuição de coordenadas y de 89 gamas- Câmara 11 -

Brasil - $E_{\gamma} \geq 3,0$ TeV

$$A_0 = 1,78$$

$$A_4 = -1,00 \pm 0,47$$

— · — · — A_0

————— $A_0 + A_4 P_4$

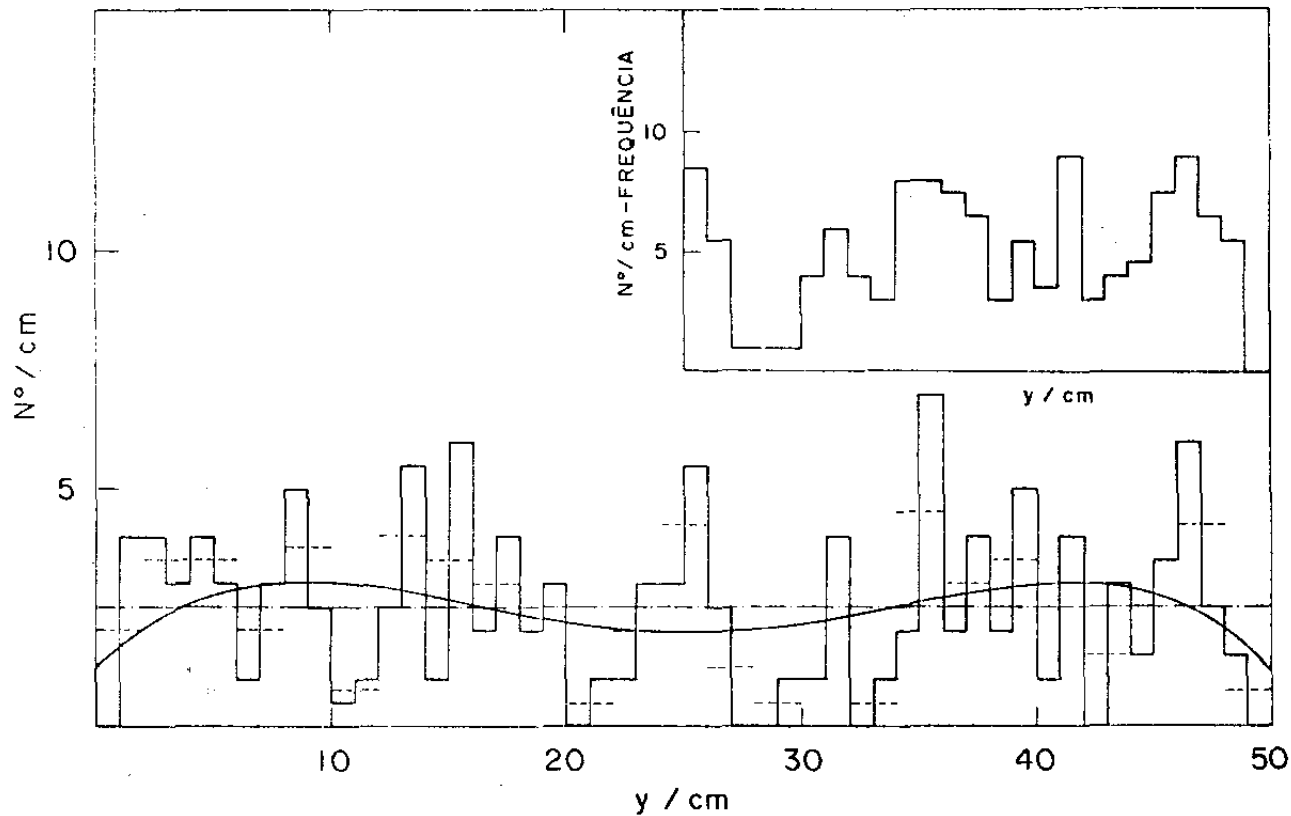


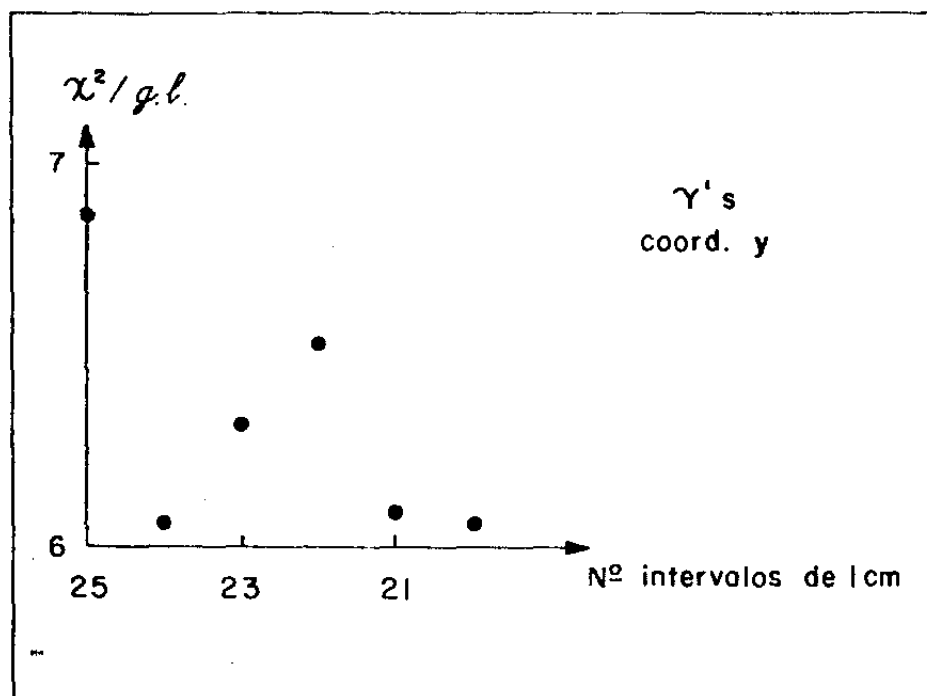
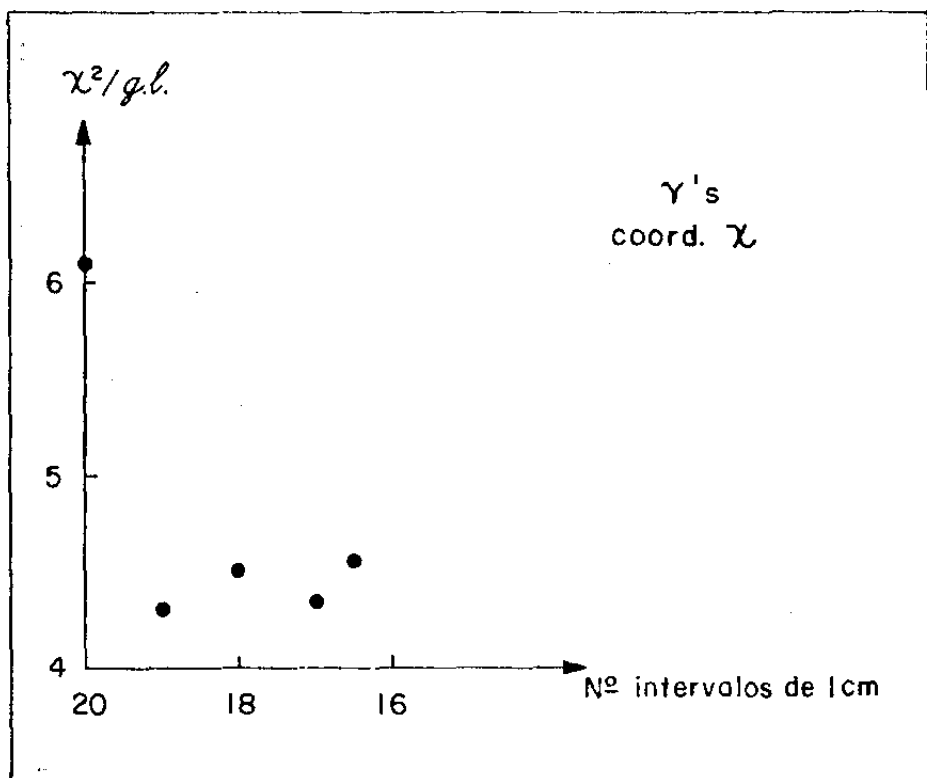
Figura 25: Distribuição de coordenadas y de 125 gamas- Câmaras 8 +
11 (Brasil) - $E_\gamma \geq 3,0$ TeV

$$A_0 = 2,50$$

$$A_4 = -1,27 \pm 0,57$$

— · — · — A_0

————— $A_0 + A_4 P_4$



Figuras 26 e 27 : Comportamento do χ^2 quando se eliminam sucessivas
 faixas de 1 cm nas bordas- Distribuições rebati -
 das de 125 gamas- Câmara 8 + 11 (Brasil)

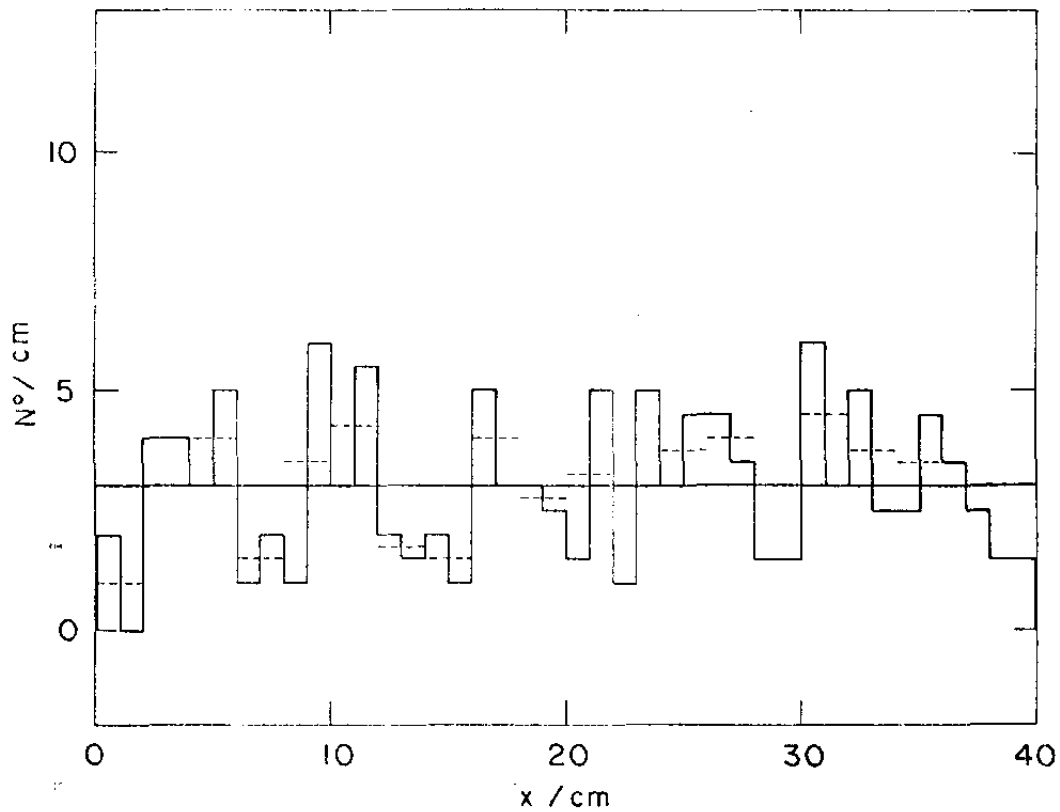


Figura 28: Distribuição de coordenadas x de 120 Pb-jatos- Câmara 11
 (Brasil)- $E_h^{(\gamma)} \geq 3,0$ TeV
 $A_0 = 3,0$
 Nenhum coeficiente significativo dentro do critério ado-
 tado

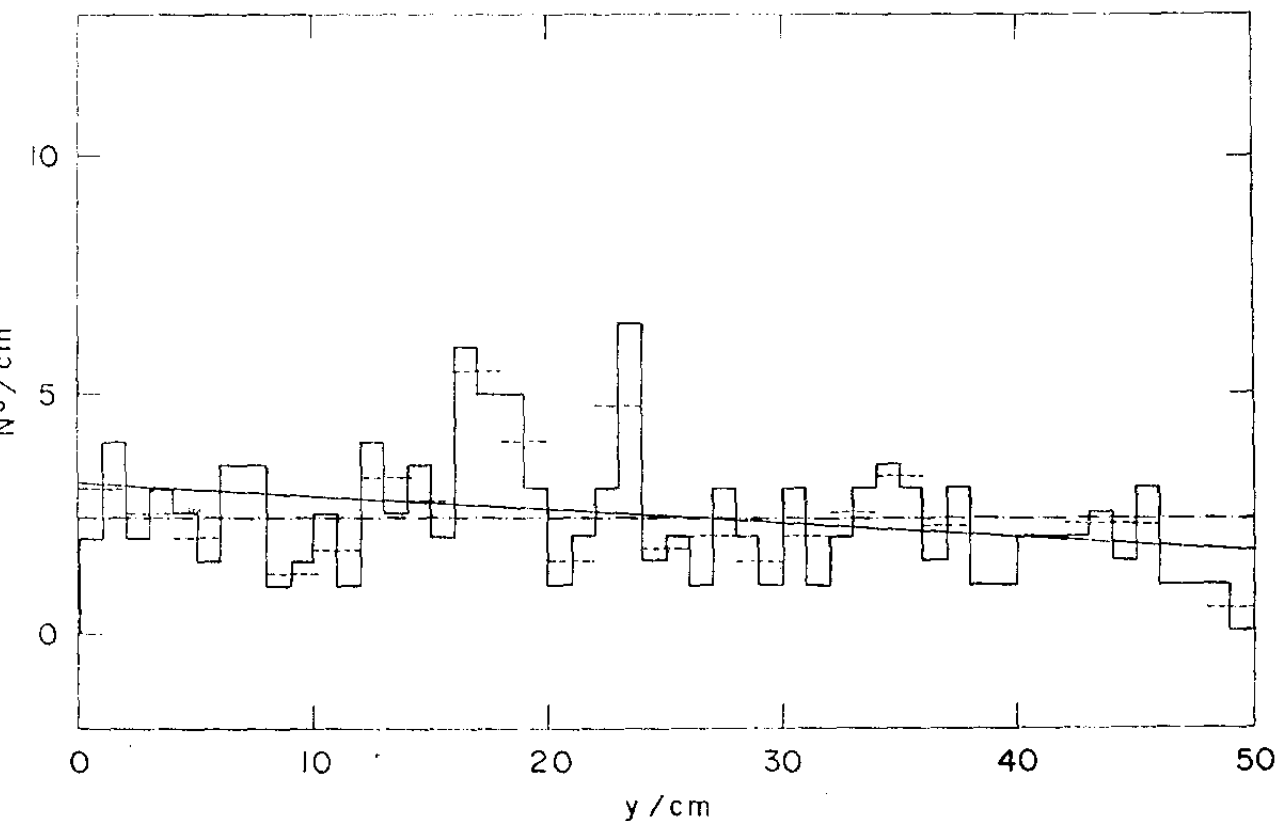


Figura 29: Distribuição de coordenadas y de 120 Pb-jatos- Câmara 11

(Brasil) - $E_{\gamma} > 3,0 \text{ TeV}$

$$A_0 = 2,40$$

$$A_1 = -0,75 \pm 0,35$$

----- A_0

————— $A_0 + A_1 P_1$

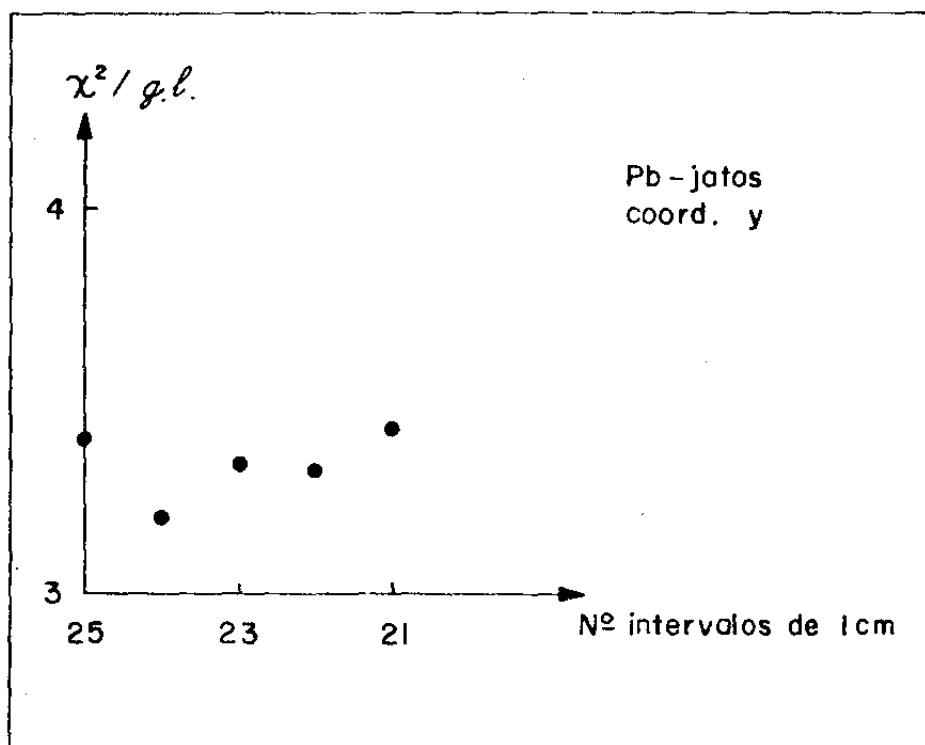


Figura 30: Comportamento do χ^2 quando se eliminam sucessivas faixas de 1 cm nas bordas - Distribuições rebatidas de 120 Pb-jatos- Câmara 11 (Brasil)

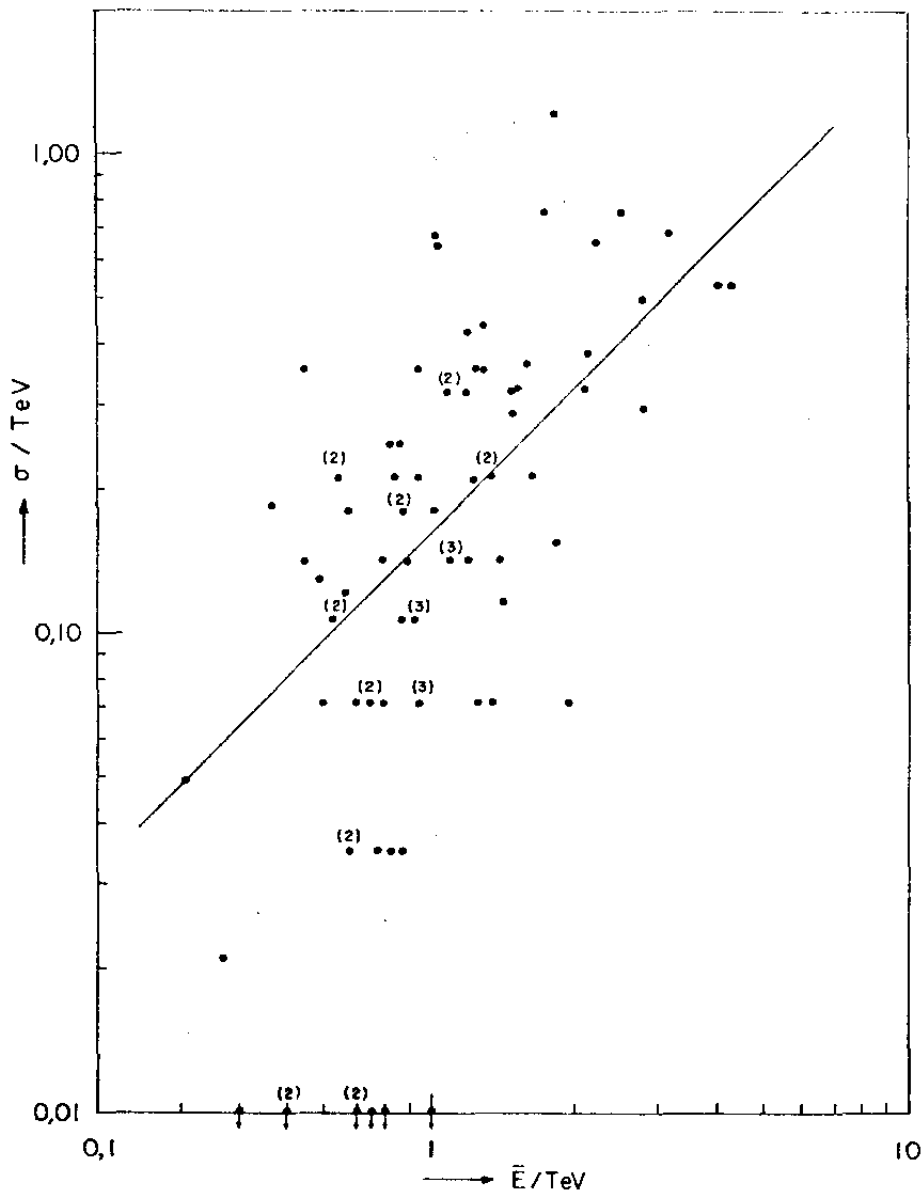


Figura 31: Erro absoluto σ na determinação da energia em função da energia média da cascata, para 85 gamas - Câmara 8- Bloco R

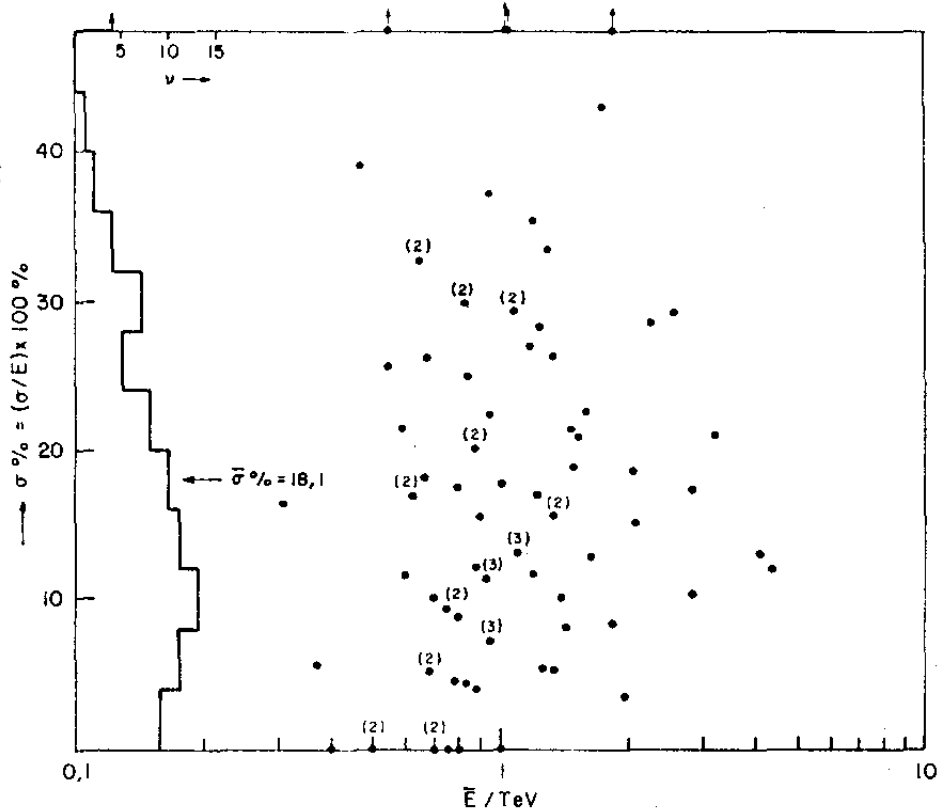


Figura 32: Erro relativo percentual na determinação da energia em função da energia média da cascata para 35 gamas- Câmara 8- Bloco R

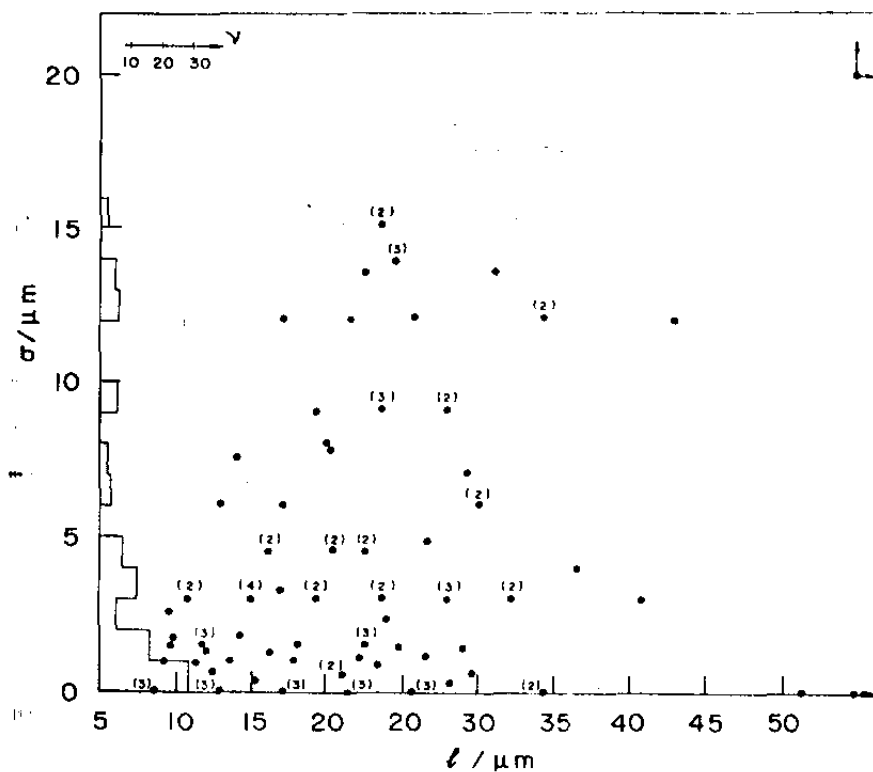


Figura 33: Distribuição do erro absoluto na medida do comprimento das projeções dos traços de e^\pm em função do comprimento médio destas projeções, para 102 cascadas eletromagnéticas de gamas - Câmara 3

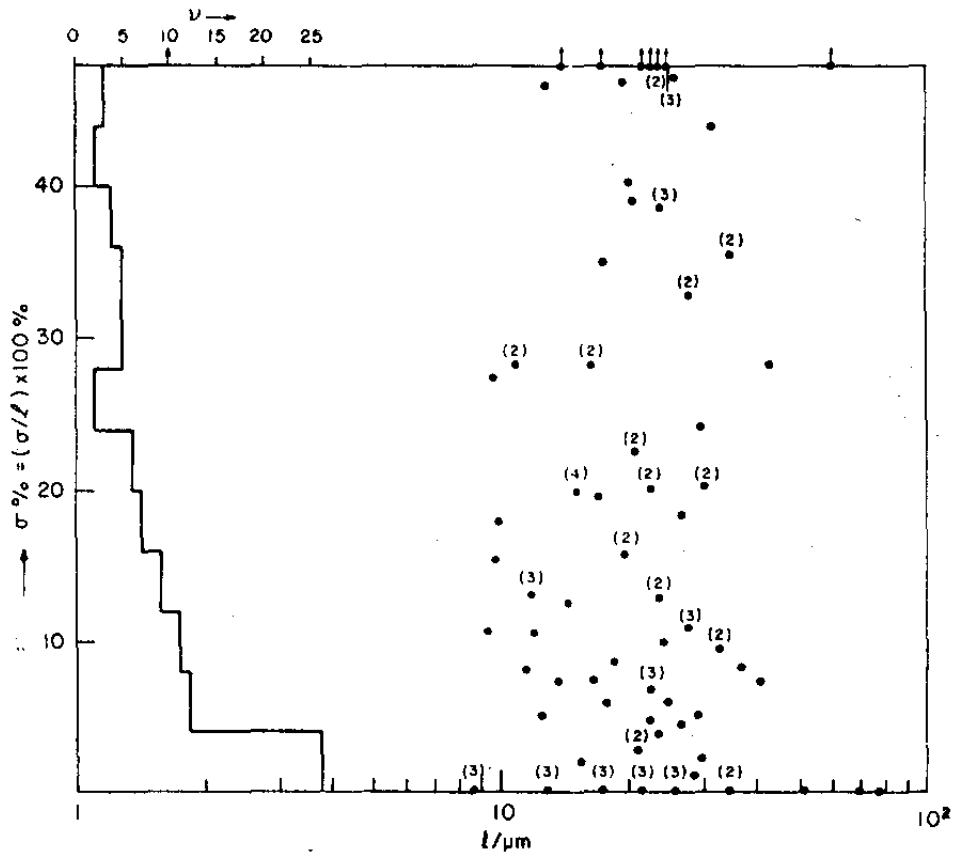


Figura 34: Distribuição do erro relativo percentual na medida do comprimento das projeções dos traços de e^\pm em função do comprimento médio destas projeções para 102 cascatas eletromagnéticas de gamas - Câmara 8

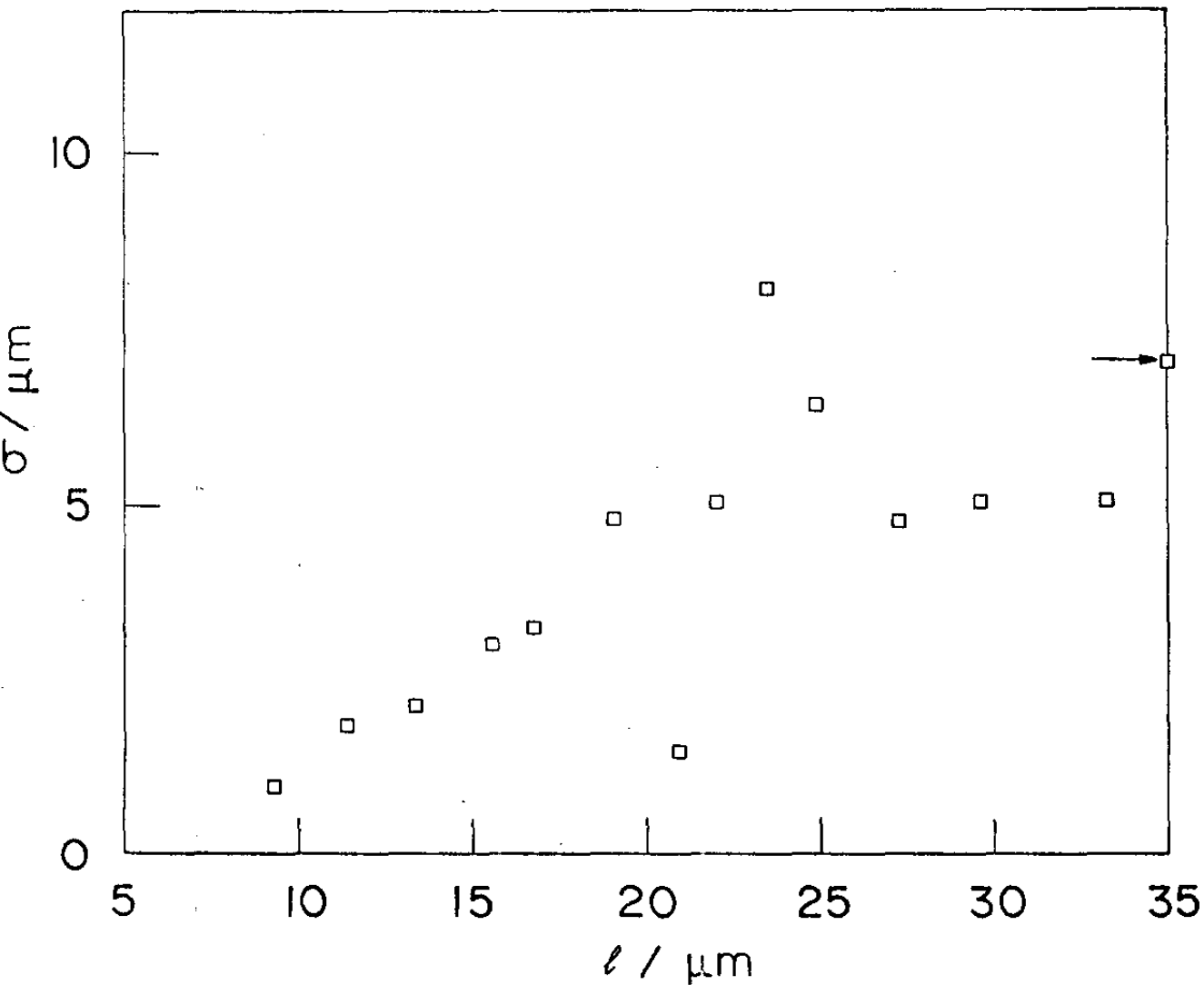


Figura 35: Distribuição do erro absoluto médio por intervalo de comprimento das projeções dos traços de e^\pm , em função do comprimento médio por intervalo, para 102 cascatas eletrônicas e τ tromagnéticas de gamas - Câmara 8

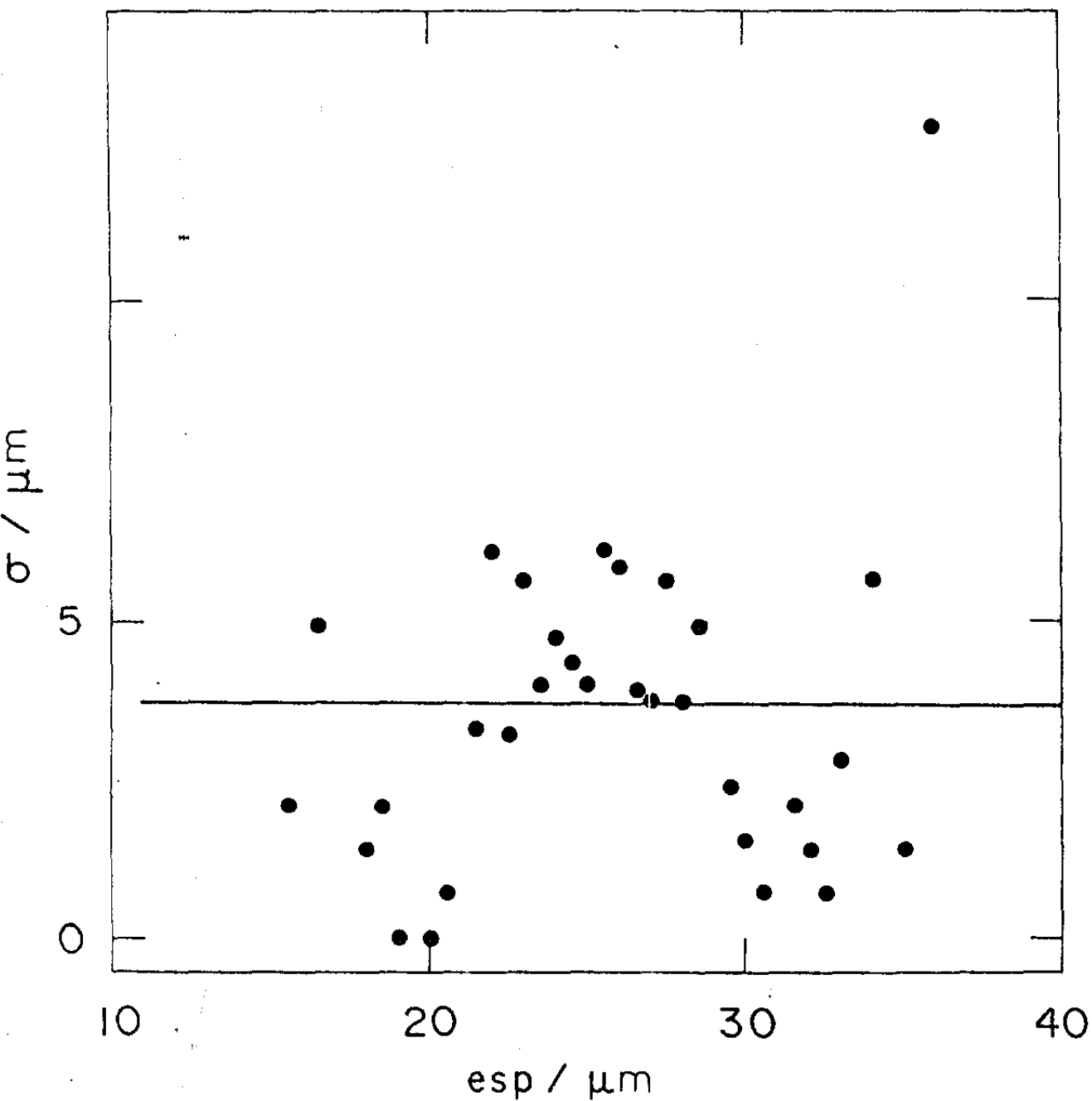


Figura 37: Erro na medida da espessura da emulsão, em função da espessura média por intervalo de 1 μm.

$$\langle \text{esp} \rangle = 25,4 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\langle \sigma \rangle = 3,8 \text{ } \mu\text{m} = 0,15 \langle \text{esp} \rangle$$

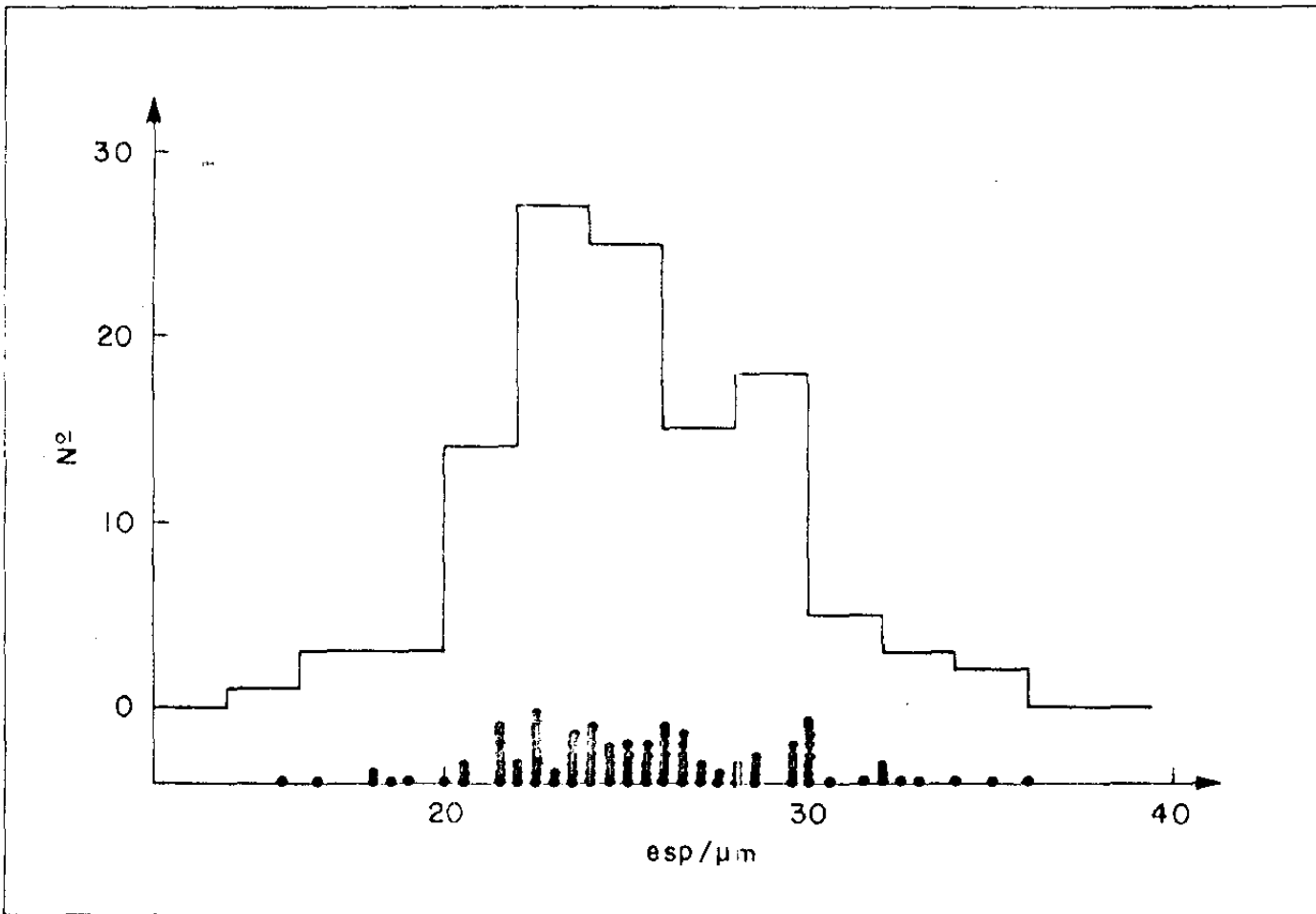


Figura 38: Distribuição das espessuras locais da emulsão para 116 cascatas eletromagnéticas -- (Câmara 3)

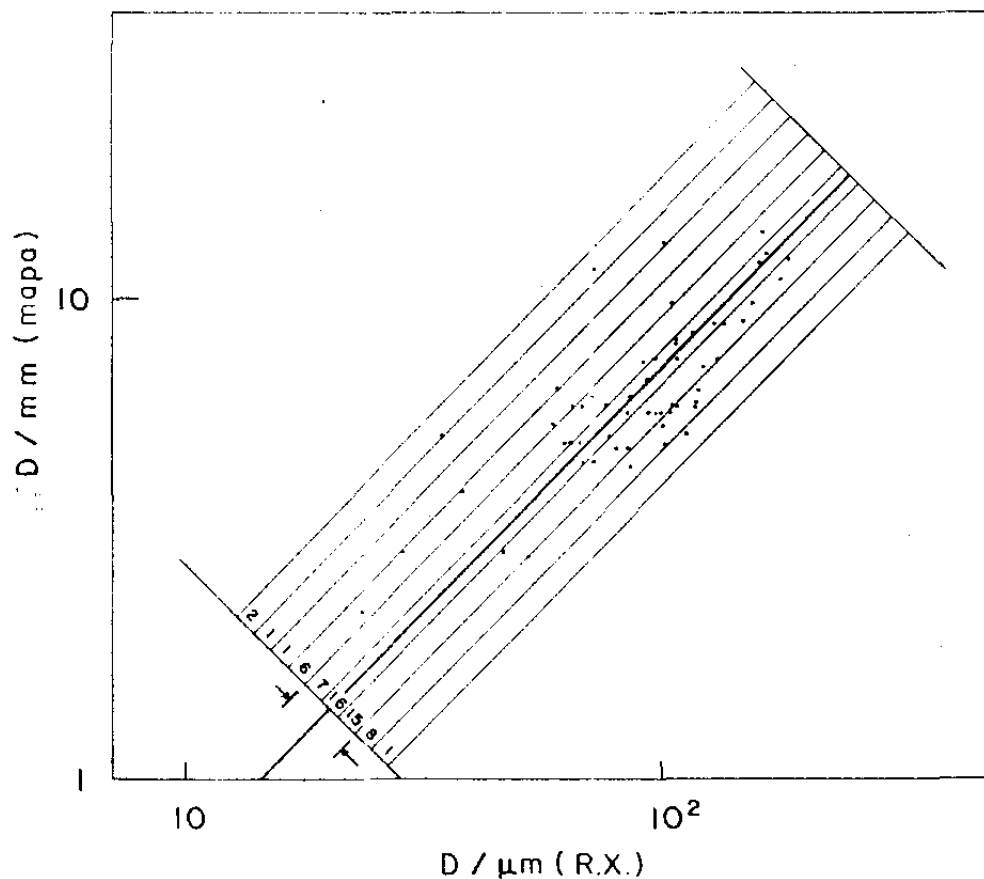


Figura 39: Distância entre projeções em unidades de cascata sucessivas de uma cascata eletromagnética, medidas no mapa de raio X em função da distância medida ao microscópio entre as manchas da mesma cascata eletromagnética nas películas de uma mesma chapa de raio X- 57 cascatas eletromagnéticas- Câmara 11

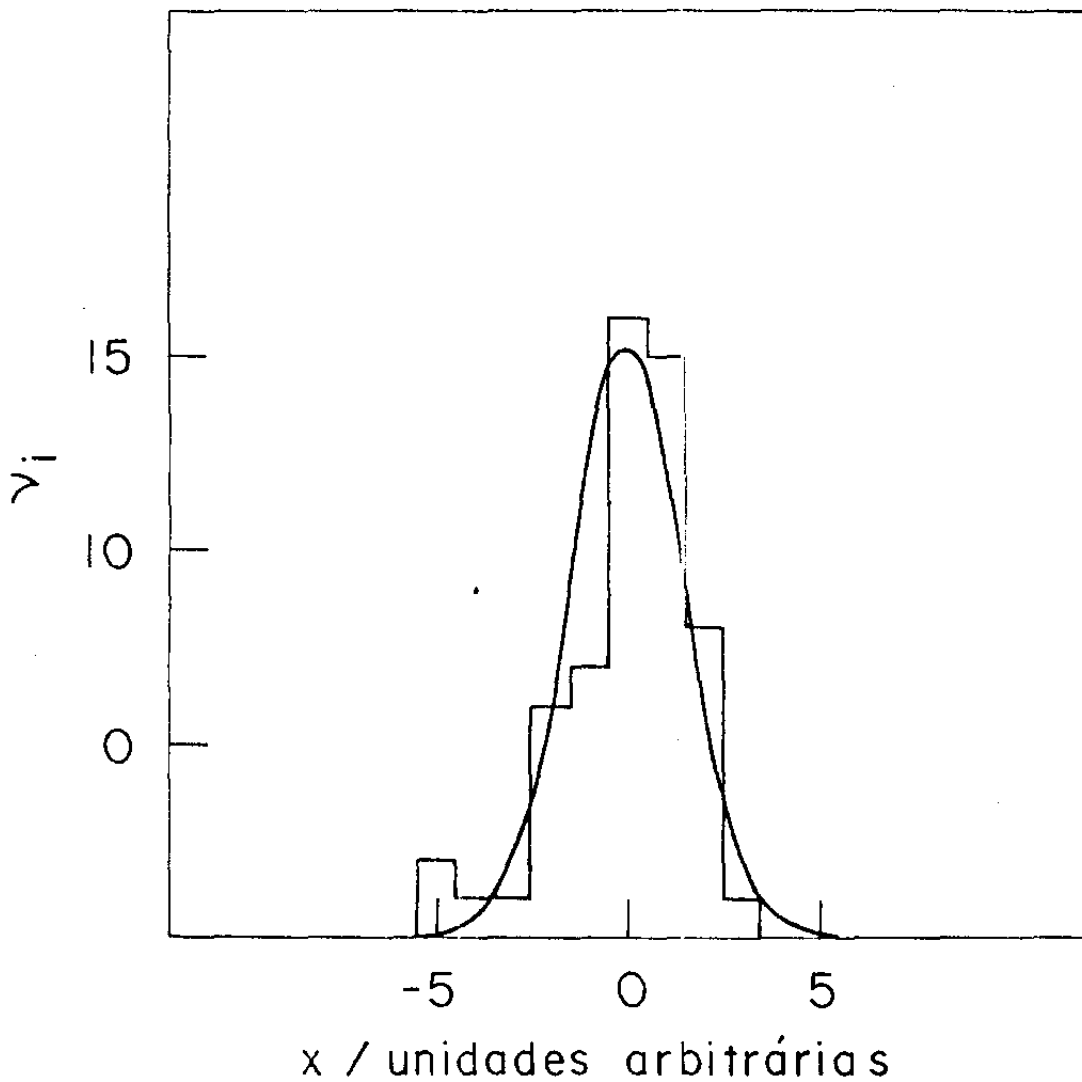


Figura 40: Distribuição da freqüência observada de eventos por intervalo arbitrário x , projetados na direção perpendicular à reta de 45° na figura 39.

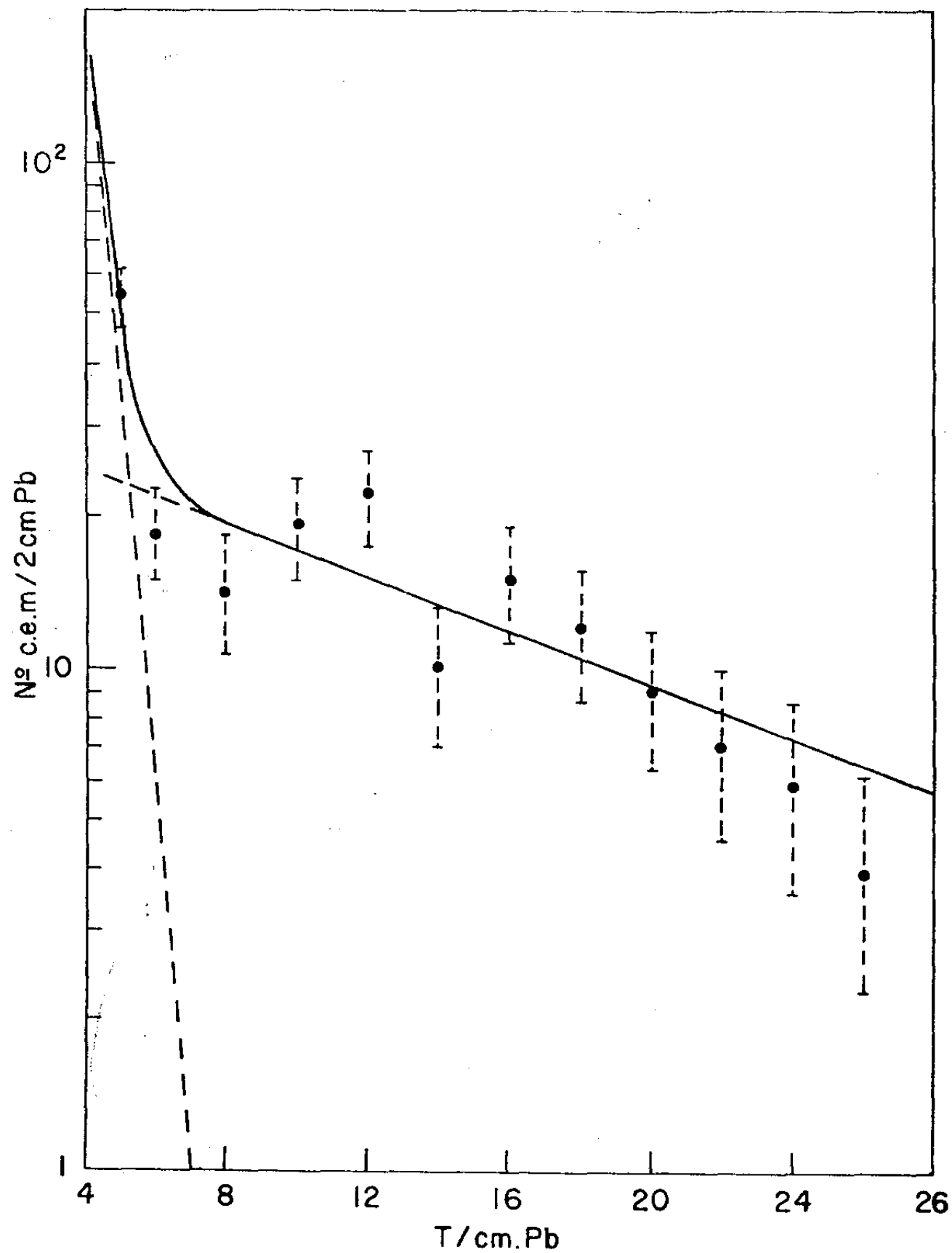


Figura 41: Distribuição de profundidades de início de visualização de cascatas eletromagnéticas - Câmara 11 - $E_{\gamma}, E_{\beta}^{(\gamma)} \geq 3,0 \text{ TeV}$ - (Ref. 41)

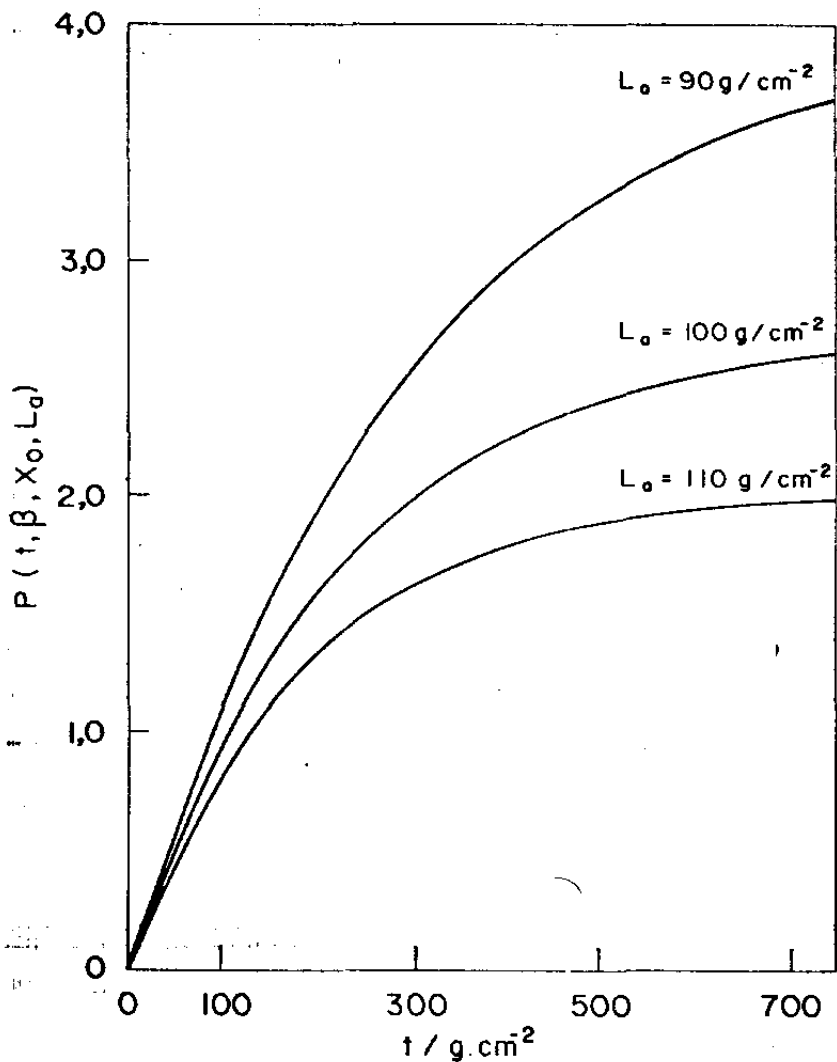


Figura 42: Gráfico da função $P(t, \beta, \chi_0, L_a)$ em função da profundidade atmosférica para $\beta = 2,1$; $\chi_0 = 38 g/cm^2$ e $L_a = 90, 100$ e $110 g/cm^2$.

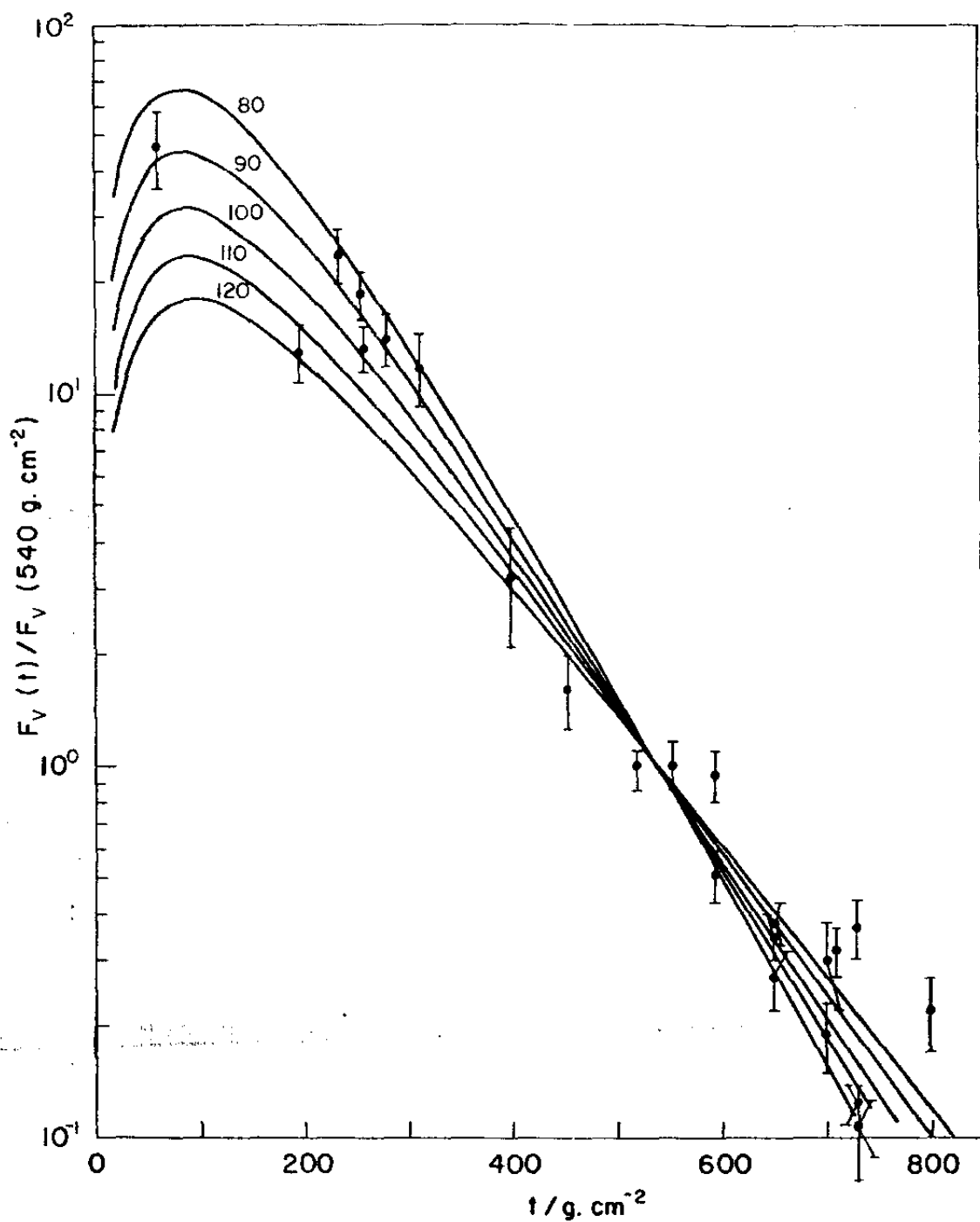


Figura 43: Variação do fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética, normalizado para Chacaltaya com o valor obtido no presente trabalho. As curvas, parametrizadas pelo valor de L_a entre 80 e 120 g/cm^2 , referem-se ao comportamento esperado, enquanto que os pontos referem-se aos valores experimentais a diferentes profundidades ($E_\gamma > 3,0 \text{ TeV}$).

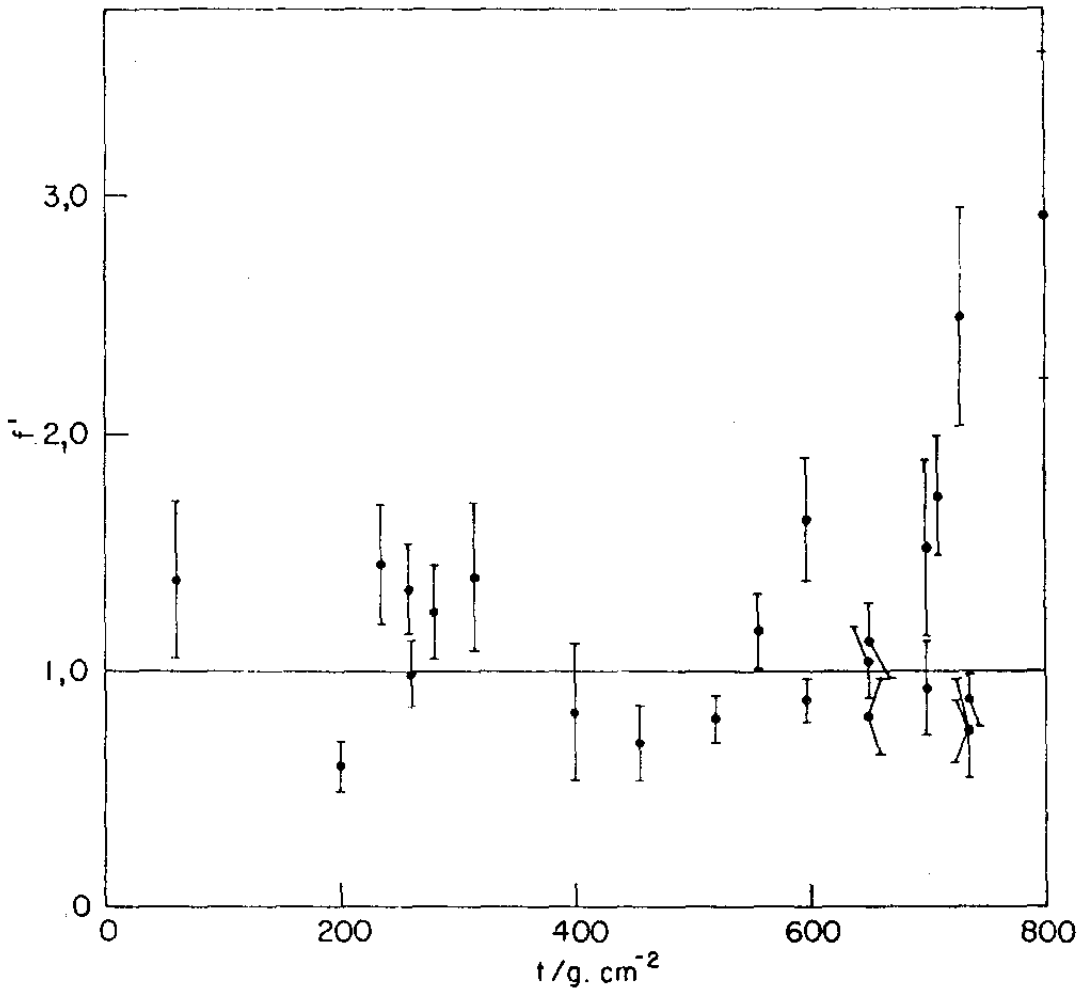


Figura 44: Gráfico da fração f' definida como

$$f' = \frac{F_v(t) P(540, \beta, \chi_0, L_a) \exp(-540/L_a)}{F_v(540\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}) P(t, \beta, \chi_0, L_a) \exp(-t/L_a)}$$

em função da profundidade atmosférica t , para os mesmos valores da figura 43.

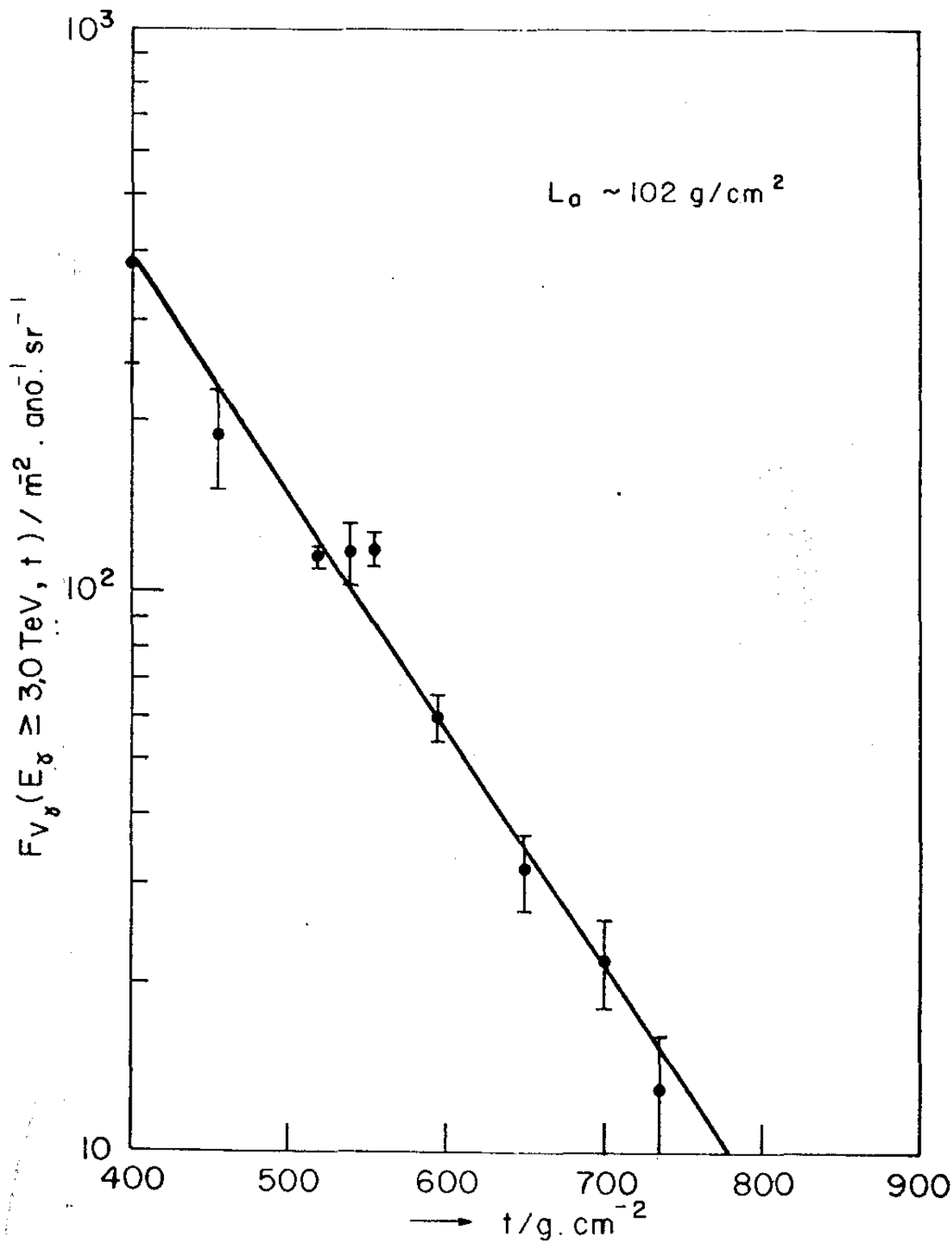


Figura 45: Variação do fluxo vertical absoluto da componente eletromagnética em função da profundidade, para $t \gg L_a$; ($E_{\gamma} \geq 3,0 \text{ TeV}$).

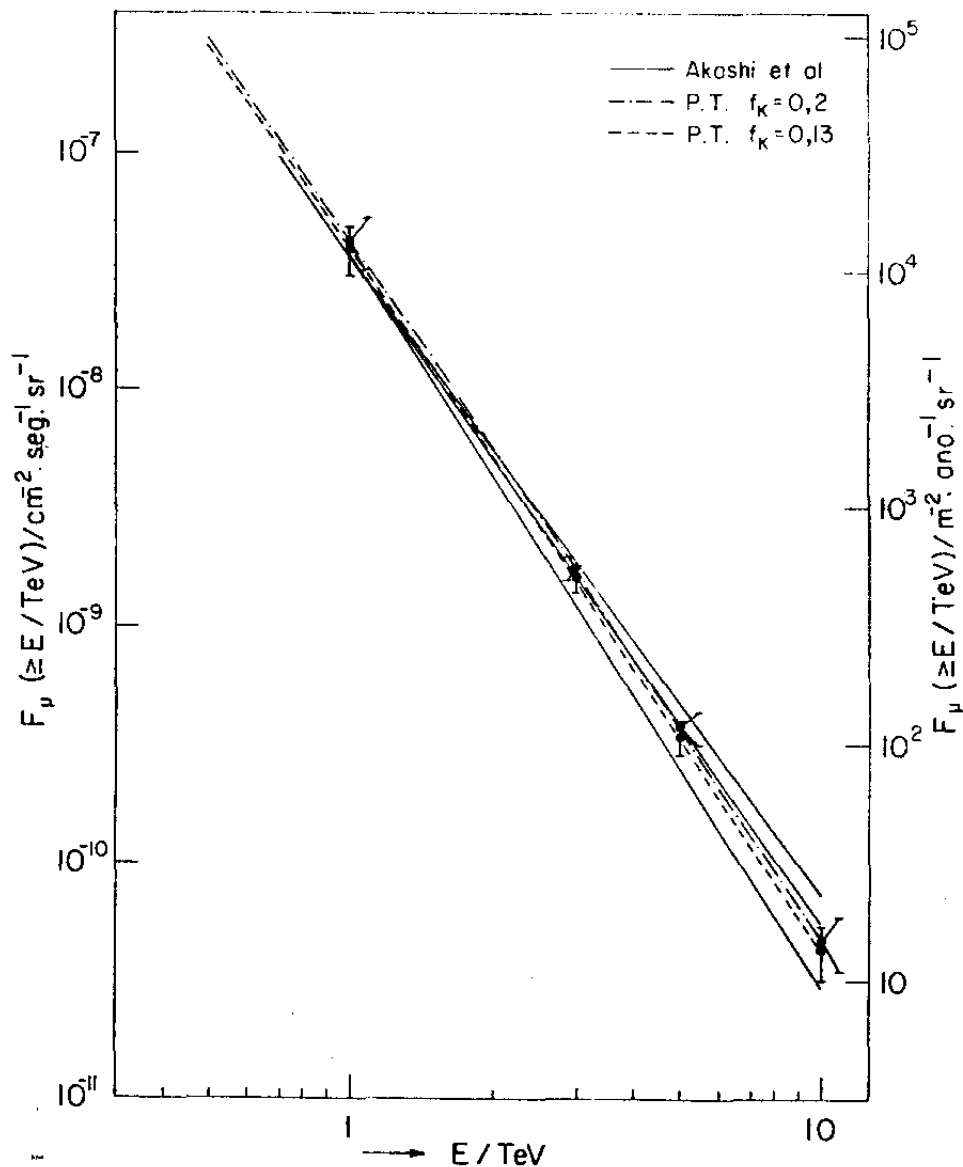


Figura 46: Espectro energético de muons ao nível do mar - as retas cheias são resultados experimentais de Akashi et al (Ref 83) e as linhas tracejadas referem-se ao resultado extrapolado a partir do fluxo da componente eletromagnética obtido no presente trabalho, admitindo para f_k os valores 0,2 e 0,13.

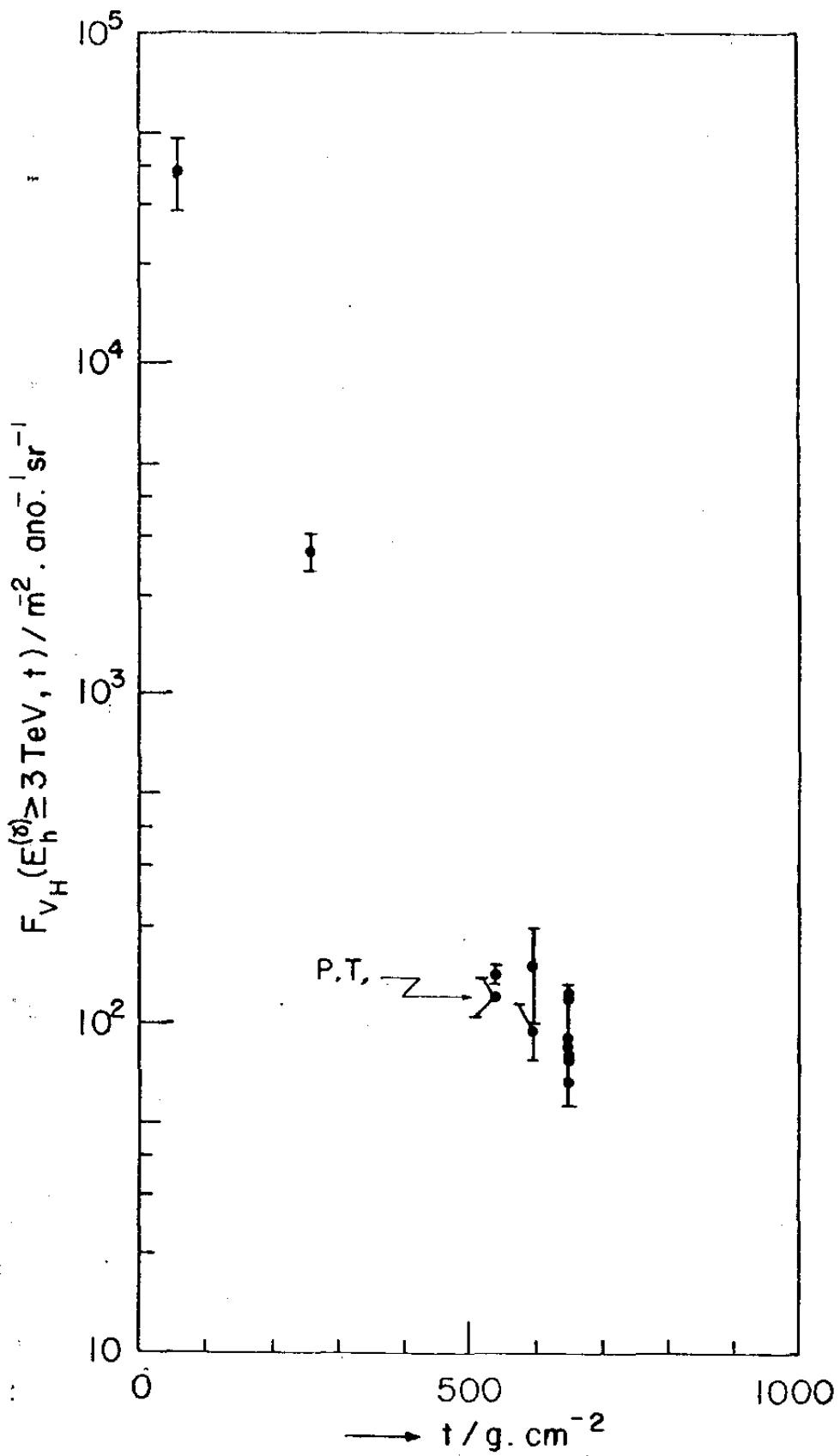


Figura 47: Valores experimentais para o fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa em função da profundidade atmosférica ($E_{h1}^{(\gamma)} \geq 3,0 \text{ TeV}$)

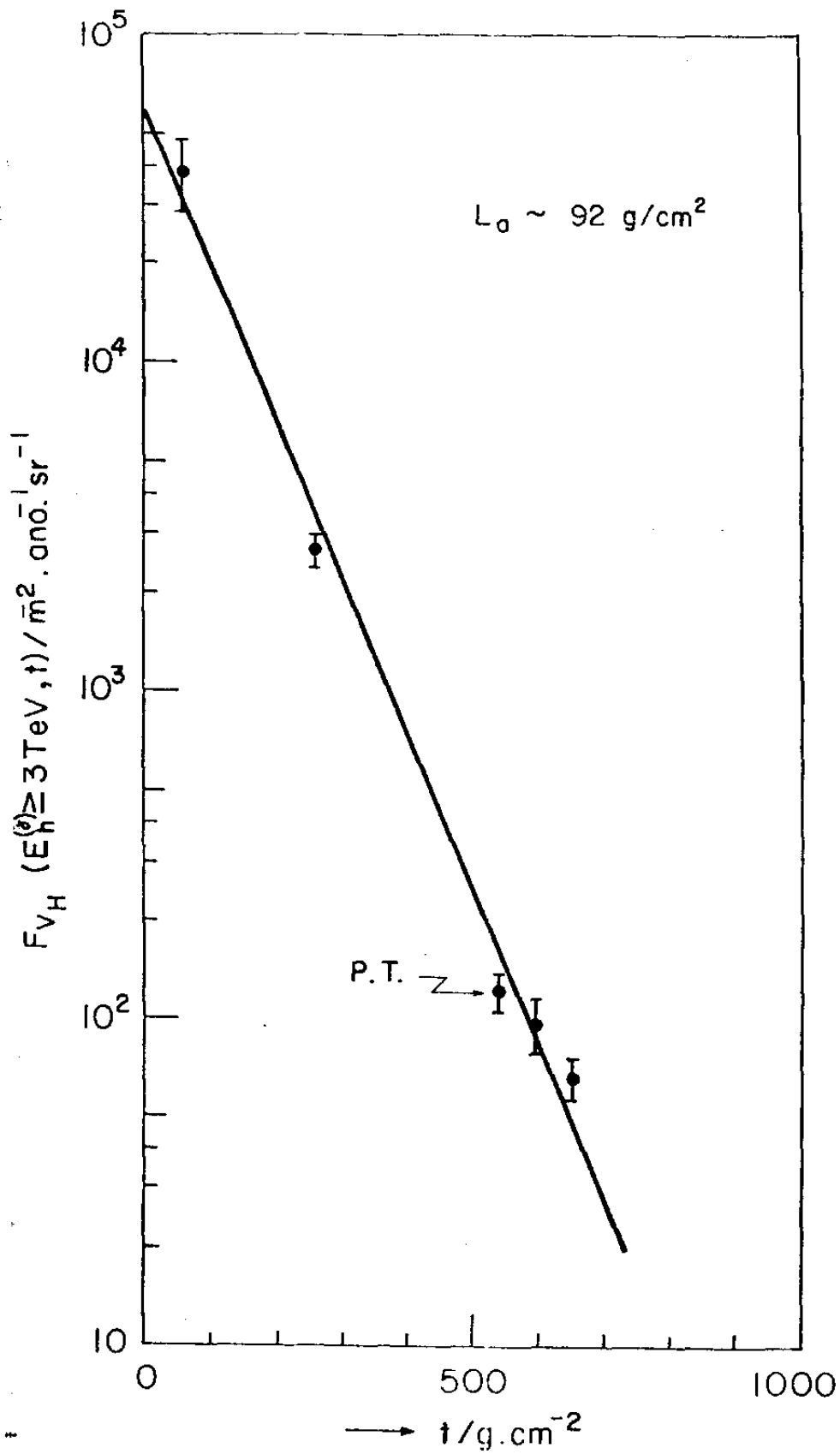


Figura 48: Variação do fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa em função da profundidade atmosférica $(E_H^{(\gamma)} \geq 3,0 \text{ TeV})$

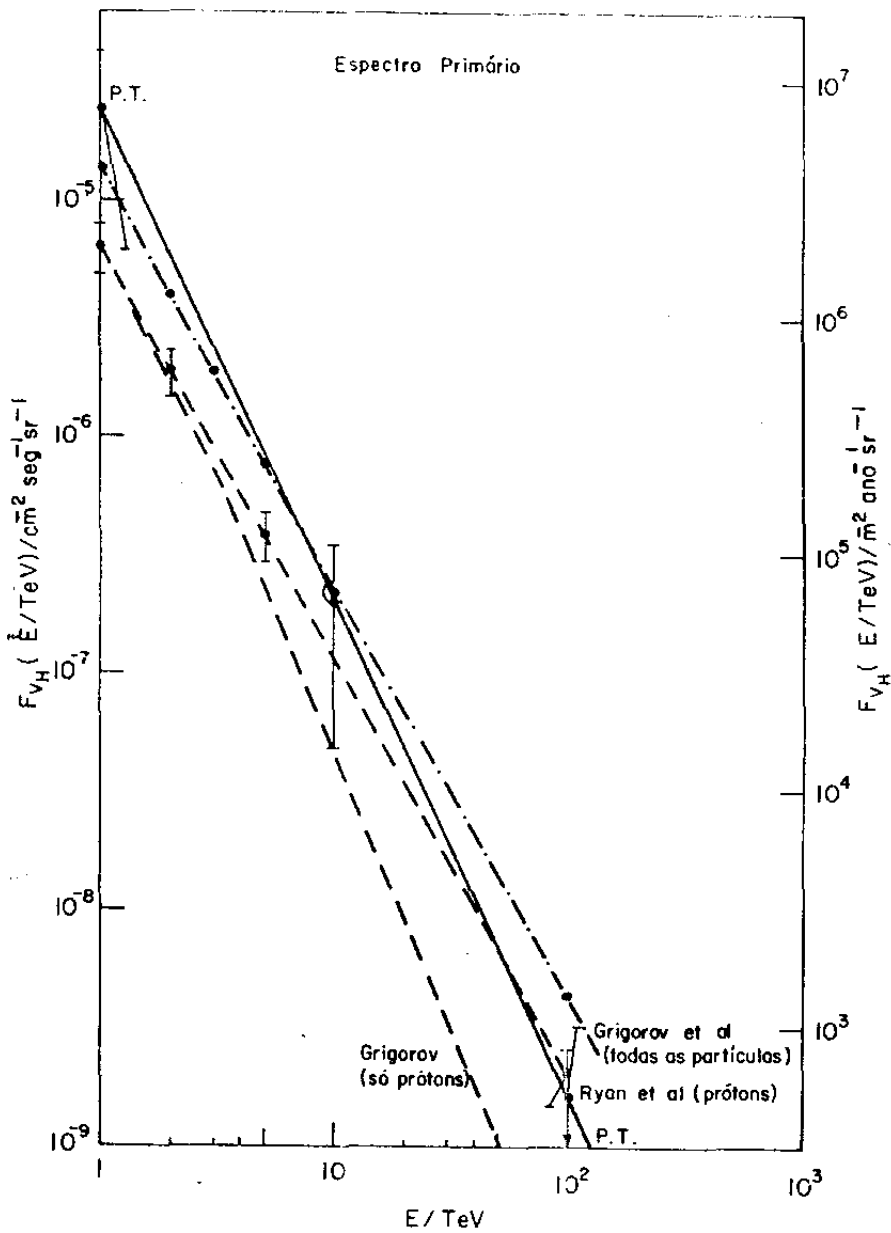


Figura 49: Fluxo de hádrons primários extrapolado a partir do fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa obtido no presente trabalho, comparado com resultados de Ryan et al (Ref 39) e Grigorov et al (Ref 40).

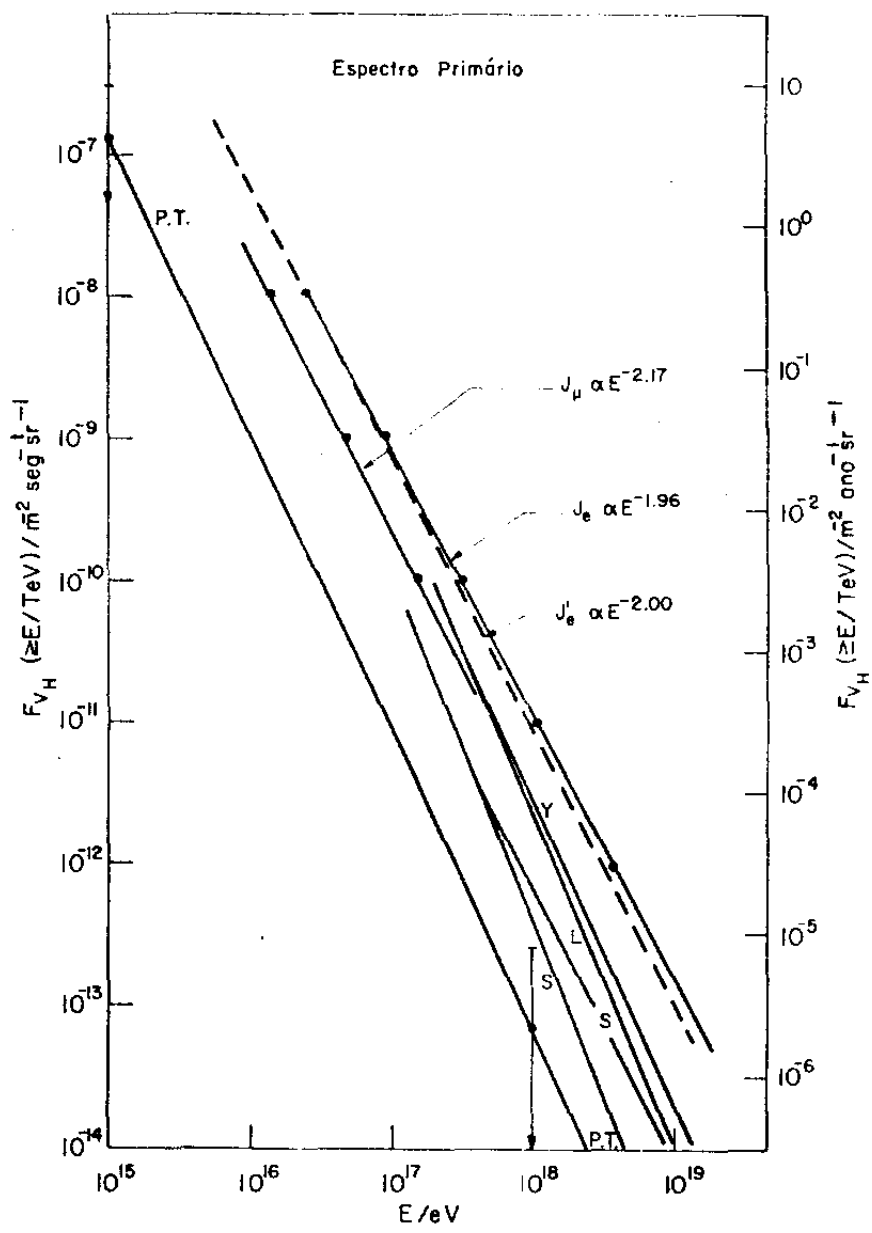


Figura 50: Fluxo de hádrons primários extrapolado a partir do fluxo vertical absoluto da componente nuclearmente ativa obtido no presente trabalho, comparado com resultados de experiências de chuveiros extensos, dos grupos BASJE (resultados denotados como J_μ , J_e e J_e') (Ref 92), LEEDS (Ref 93), YAKUTSK (Ref 94) e SIDNEY (Ref 95).

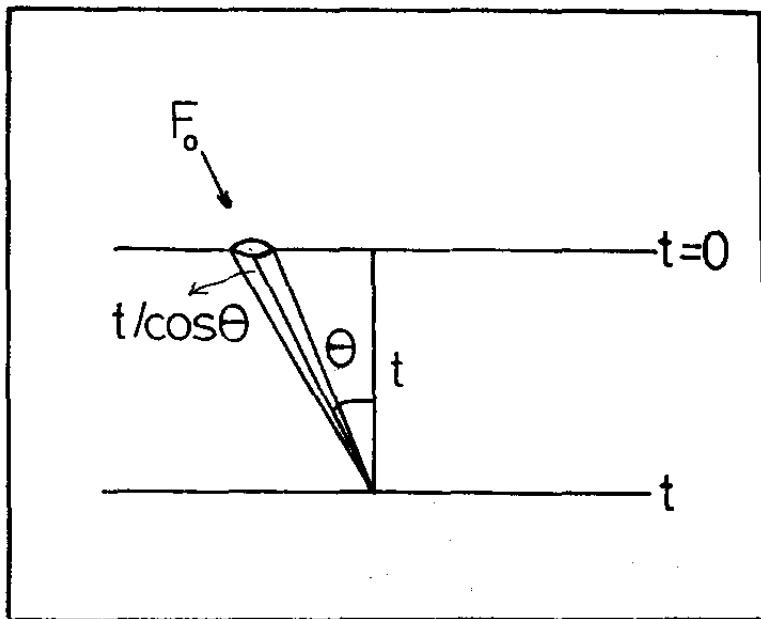


Figura A-IV-1: Geometria para obtenção do fluxo vertical em função do número observado de cascatas eletromagnéticas por unidade de área e tempo .

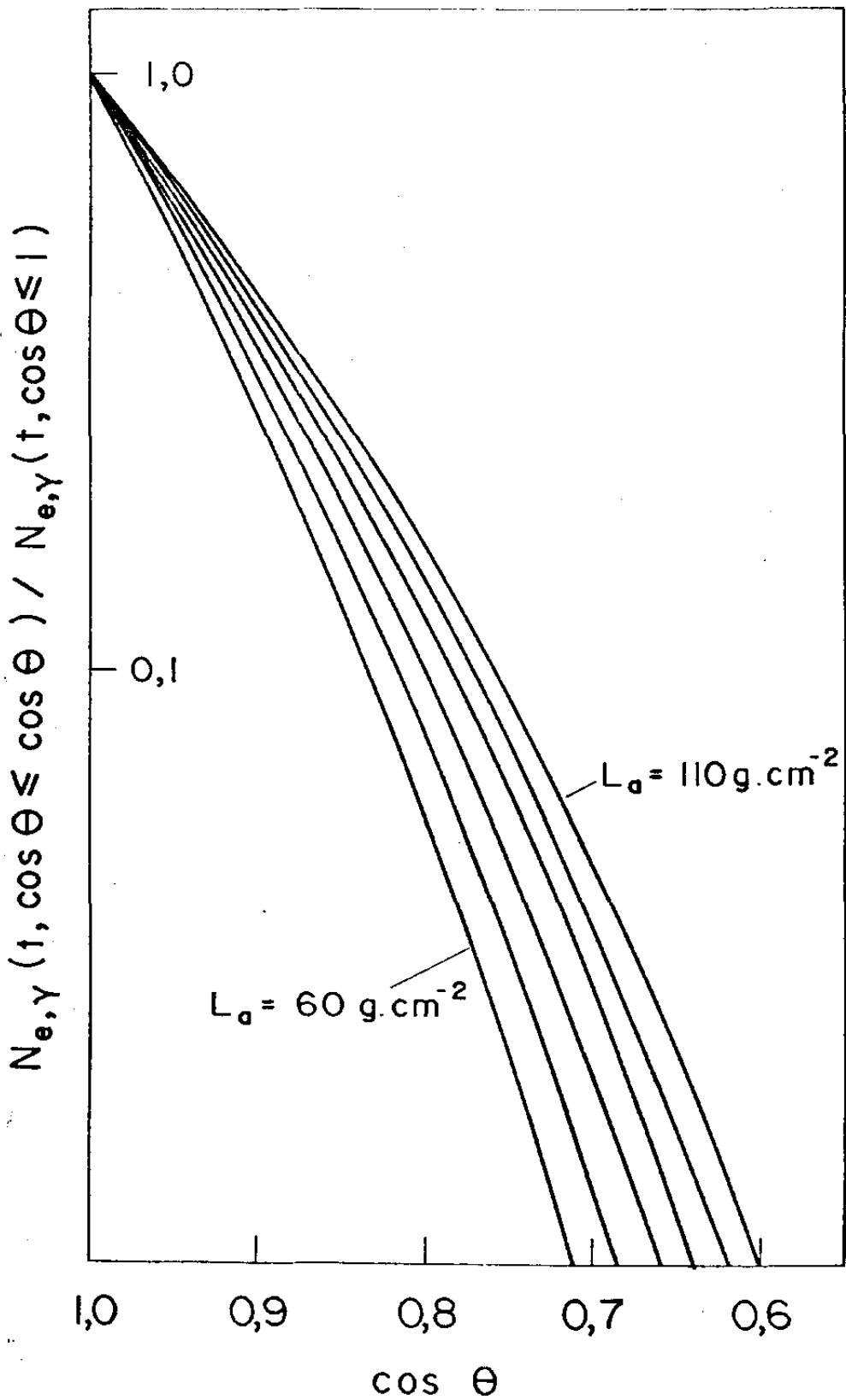


Figura A-IV-2: Espectro zenital integral normalizado, para vários valores do parâmetro L_0 (de 60 a 110 g/cm^2), à profundidade de Chacaltaya.

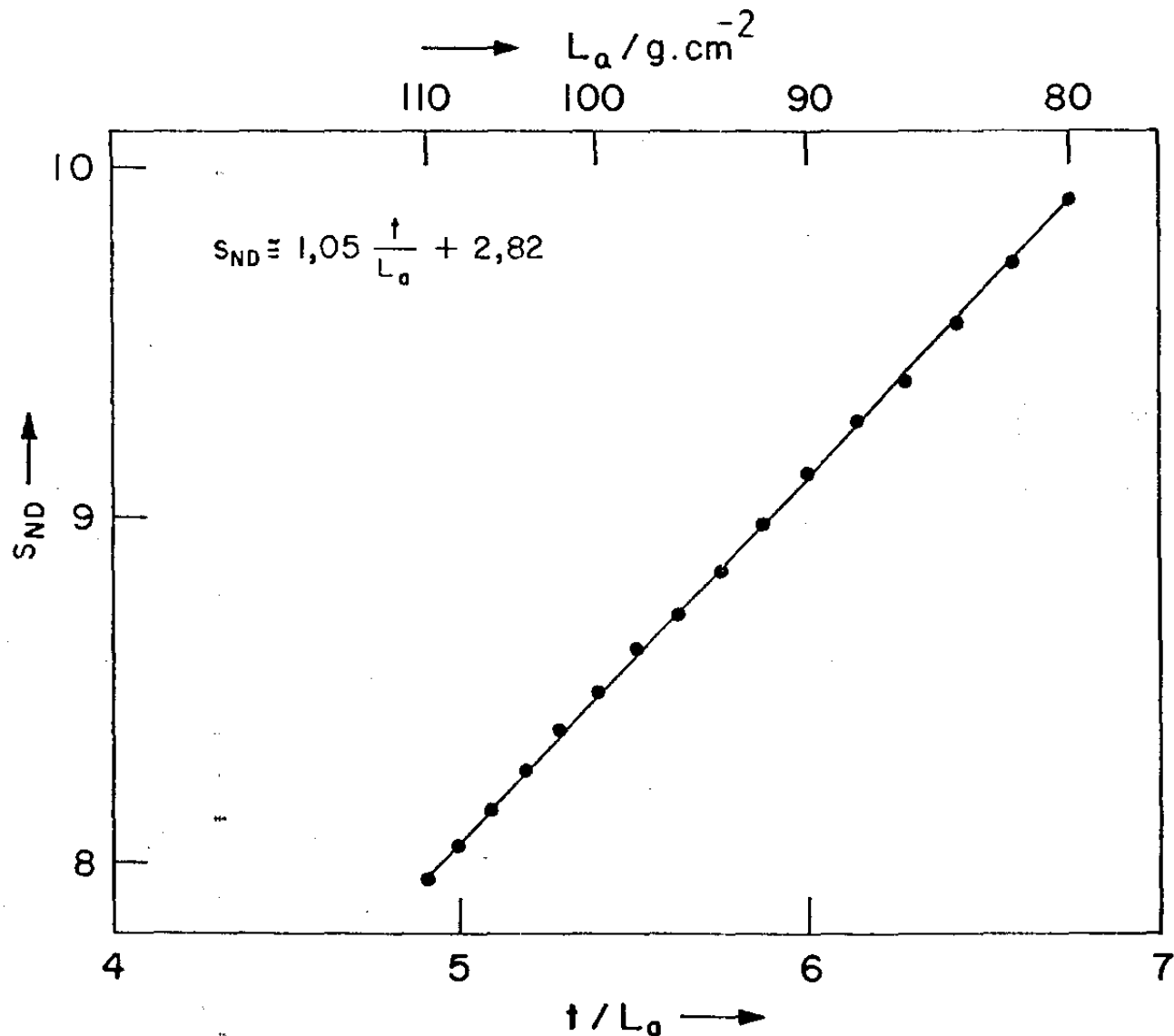


Figura A-IV-3: Valor obtido para o expoente s quando se aproxima $N_{e,\gamma}(t, \cos \theta \leq \cos \theta^*)$ por uma função do tipo $(\cos \theta^*)^s$, em função do parâmetro t/L_a . O ajuste inclui $\sim 70\%$ dos eventos mais próximos à direção vertical. O índice ND refere-se a não-deformado, conforme Apêndice VII.

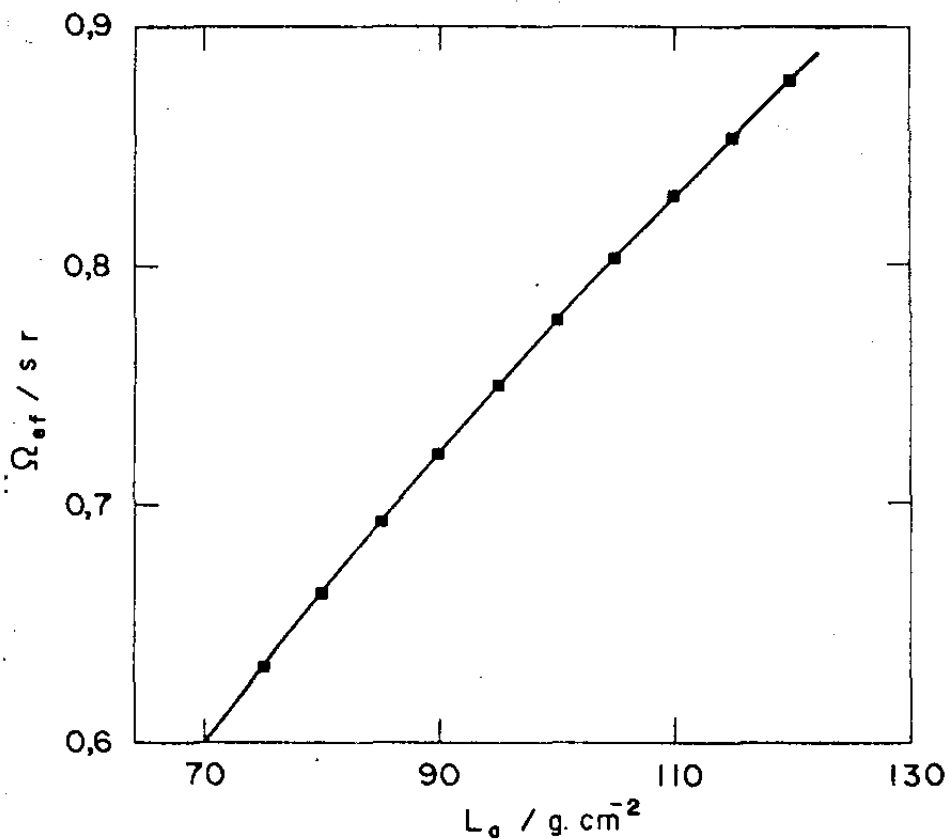


Figura A-IV-4: Variação do ângulo sólido efetivo em função do parâmetro t/L_a .

$$\Omega_{ef} = \pi \left\{ 1 - t/L_a + t^2/L_a^2 \exp(t/L_a) E_1(t/L_a) \right\}$$

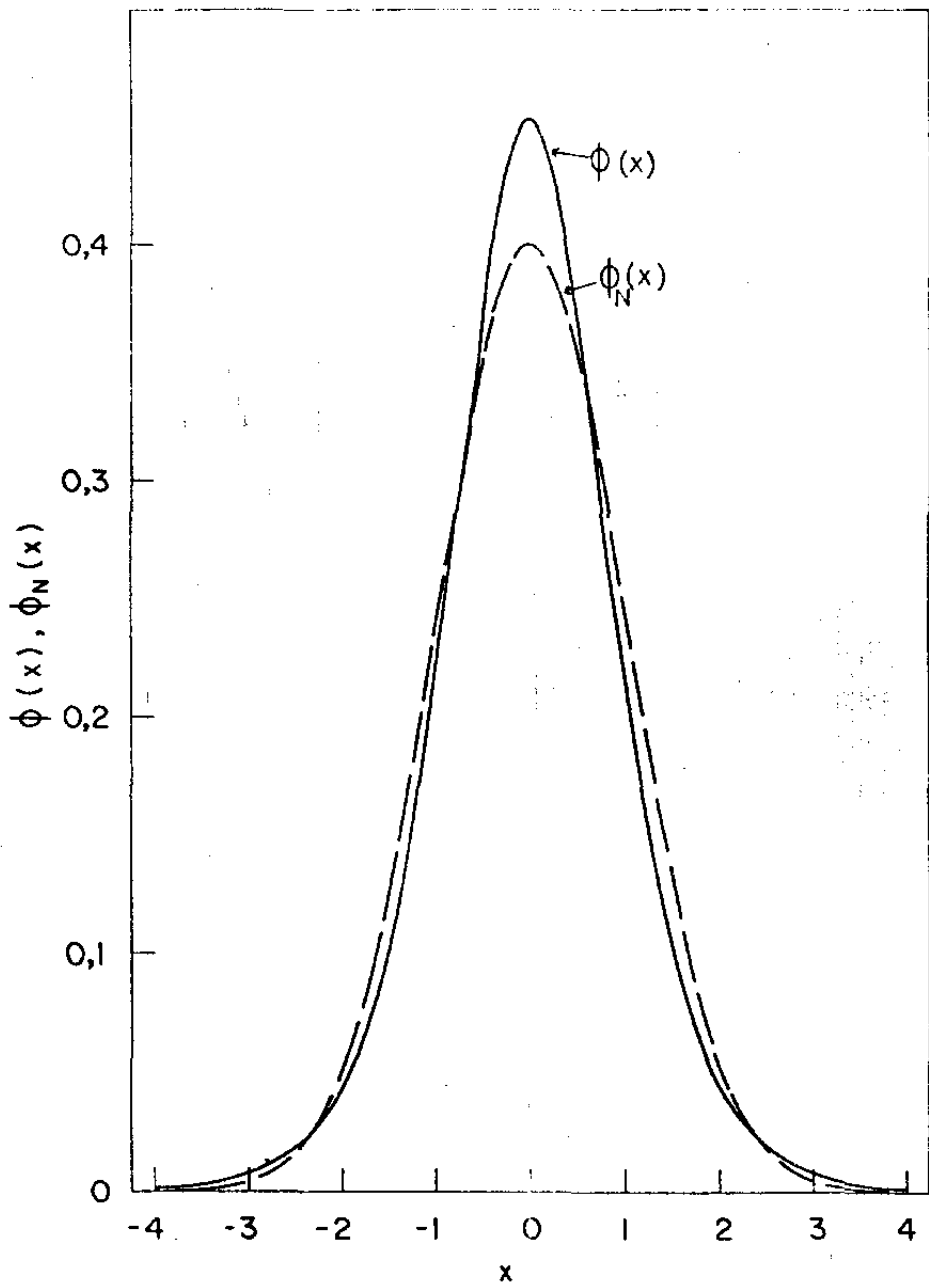


Figura A-VI-1: Comparação entre a função distribuição gaussiana (normal) e a função distribuição $\text{sech}^2 \{ (x-x')/\sigma a \}$, ambas normalizadas, com parâmetros $x' = 0$ e $\sigma = 1$.

$$\phi(x) dx = \frac{\pi}{4\sqrt{3}} \text{sech}^2 \left\{ x / \left(2\sqrt{3}/\pi \right) \right\} dx$$

$$\phi_N(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \{ (-x)^2 / 2 \} dx$$

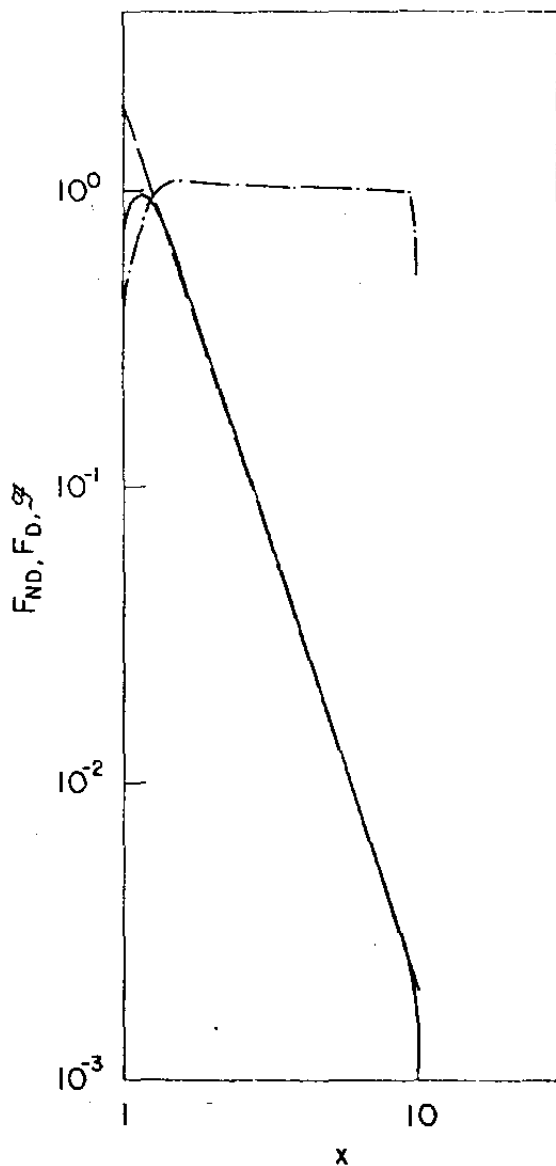


Figura A-VI- 2: Gráfico da função deformada e não-deformada, definida e normalizada no intervalo $[1, 10]$

$$\begin{aligned}
 \text{--- } F_{ND}(x) dx &= 200/99 \int_1^{10} x^{-3} dx \\
 \text{— } F_D(x) dx &= 200/99 \left\{ \int_1^{10} \frac{x'^{-3}}{2\alpha a} \operatorname{sech}^2\left(\frac{x-x'}{\alpha a}\right) dx' \right\} dx \\
 \text{- · - } \mathcal{F}(x) &= F_D(x) / F_{ND}(x) \\
 \alpha &= 0,2 \qquad \qquad \qquad a = 2\sqrt{3} / \pi
 \end{aligned}$$

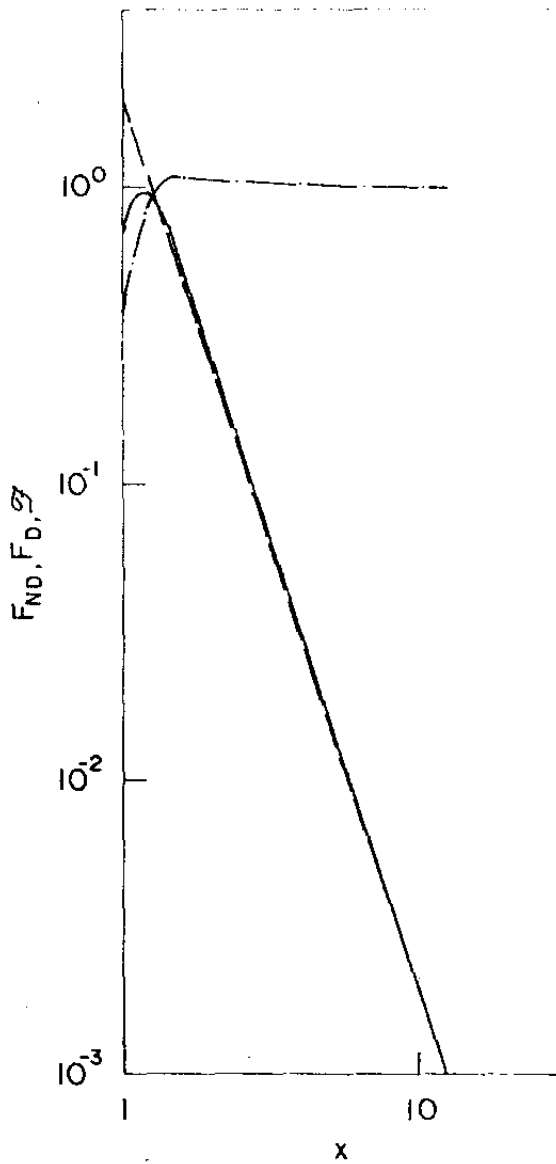


Figura A-VI-3: Gráfico da função deformada e não-deformada, definida e normalizada no intervalo $[1, \infty)$

$$- - - F_{ND}(x) dx = 2 x^{-3} dx$$

$$- - - F_D(x) dx = 2 \left\{ \int_1^{\infty} \frac{x'^{-3}}{2\alpha a} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x-x'}{\alpha a} \right) dx' \right\} dx$$

$$- \cdot - Z(x) = F_D(x) / F_{ND}(x)$$

$$\alpha = 0,2$$

$$a = 2\sqrt{3} / \pi$$

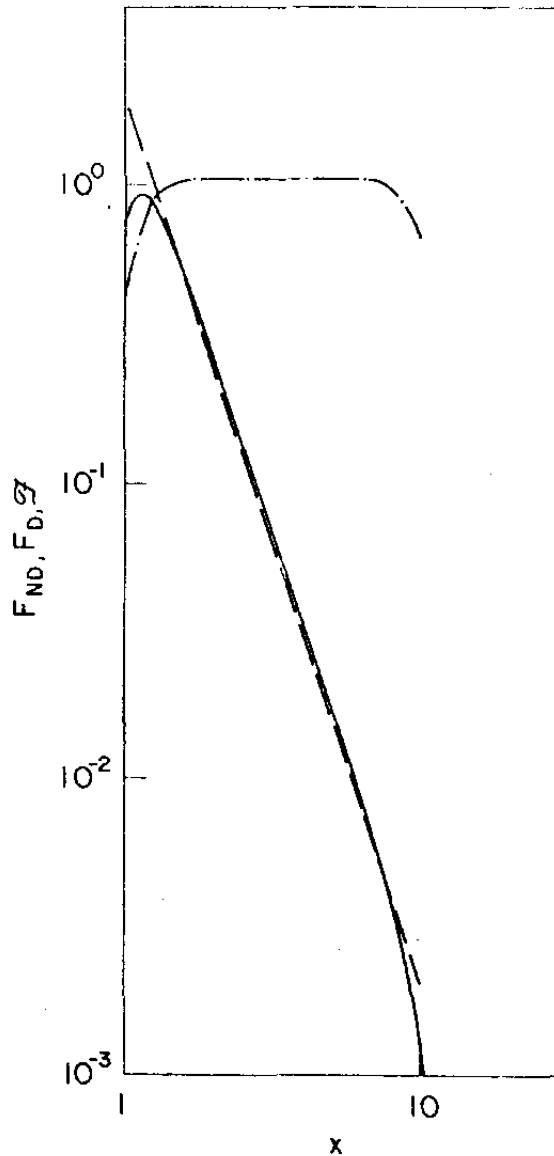


Figura A-VI-4: Gráfico da função deformada e não deformada, definida e normalizada no intervalo $[1, 10]$

$$- - - F_{ND}(x) dx = 200/99 x^{-3} dx$$

$$- - - F_D(x) dx = 200/99 \left\{ \int_1^{10} \frac{x'^{-3}}{2\alpha x'} \operatorname{sech}^2\left(\frac{x-x'}{\alpha x'}\right) dx' \right\} dx$$

$$- \cdot - \cdot \mathcal{F}(x) = F_D(x) / F_{ND}(x) \quad \alpha=0,2 \quad \text{e} \quad a=2\sqrt{3}/\pi$$

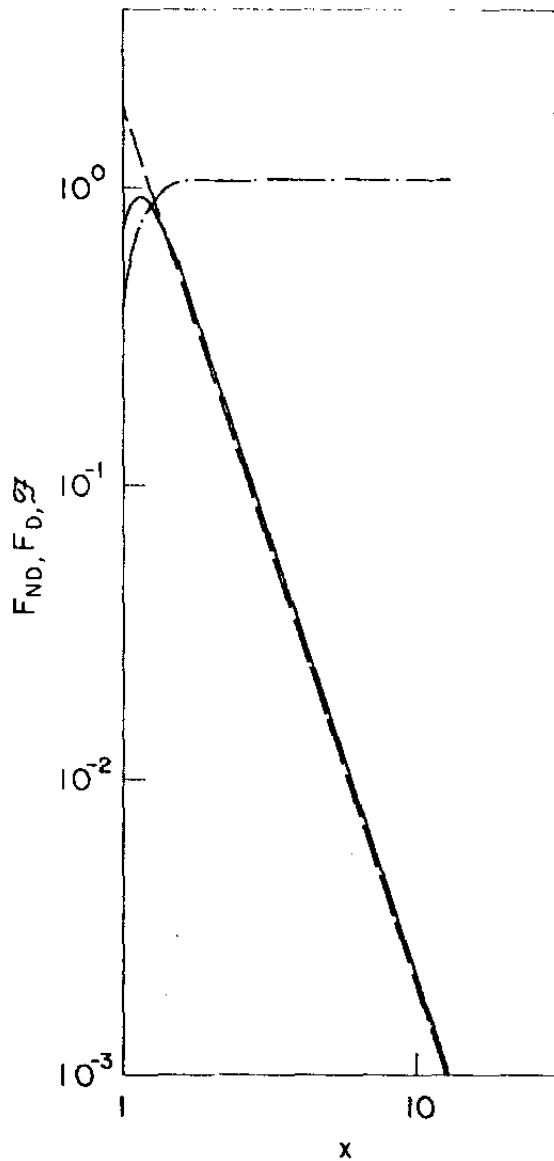


Figura A-VI-5: Gráfico da função deformada e não-deformada, definida e normalizada no intervalo $[1, \infty)$

- - $F_{ND}(x) dx = 2 x^{-3} dx$
 — $F_D(x) dx = 2 \left\{ \int_1^{\infty} \frac{x'^{-3}}{2\alpha a x'} \operatorname{sech}^2\left(\frac{x-x'}{\alpha a x'}\right) dx' \right\} dx$
 - · - $J(x) = F_D(x) / F_{ND}(x) \quad \alpha=0,2 \quad e \quad a = 2\sqrt{3}/\pi$

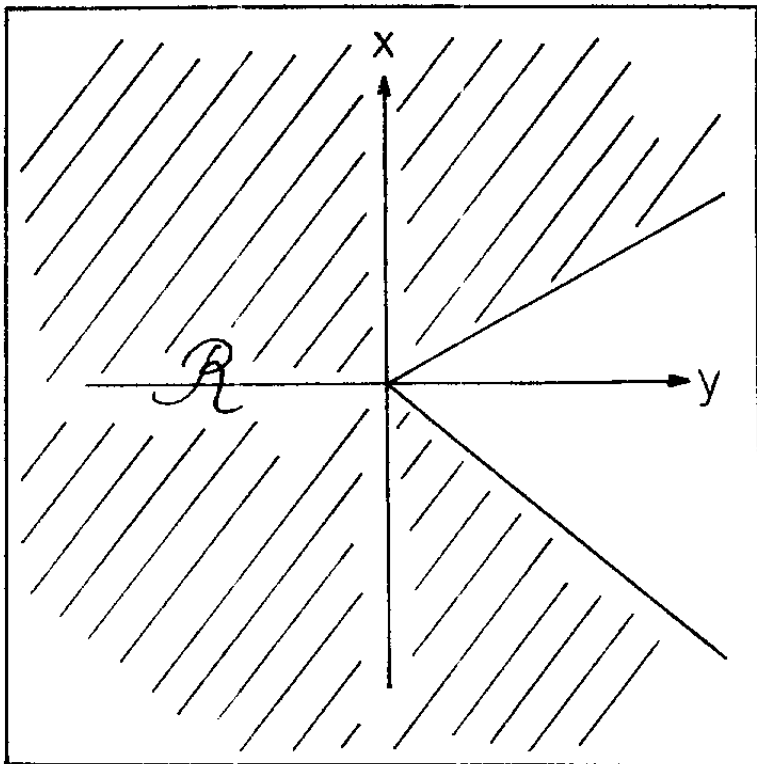


Figura A-VII-1: Região \mathcal{R} do plano (x,y) de coordenadas, em que os pontos (x,y) são tais que $\cos \theta = y/\sqrt{x^2+y^2} \leq \cos \theta^*$

As semiretas limites da região são:

$$x = y\sqrt{1-\cos^2 \theta^*} / \cos \theta^* \quad \text{e} \quad x = -y\sqrt{1-\cos^2 \theta^*} / \cos \theta^*$$

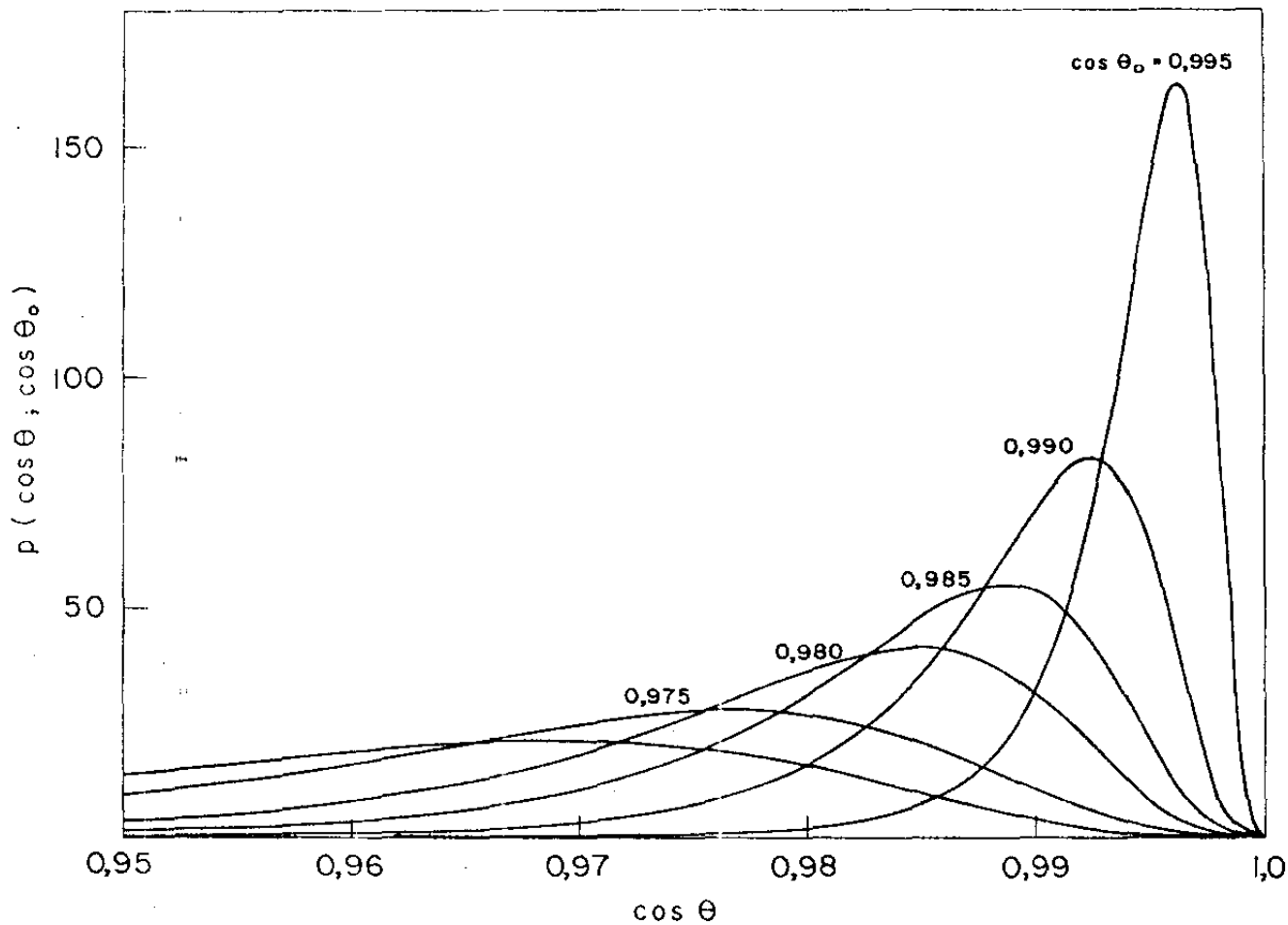


Figura A-VII-2: Gráfico da função deformante $p(\cos \theta; \cos \theta_0)$ para vários valores de $\cos \theta_0$, com $\alpha_x = \alpha_y = 0,2$

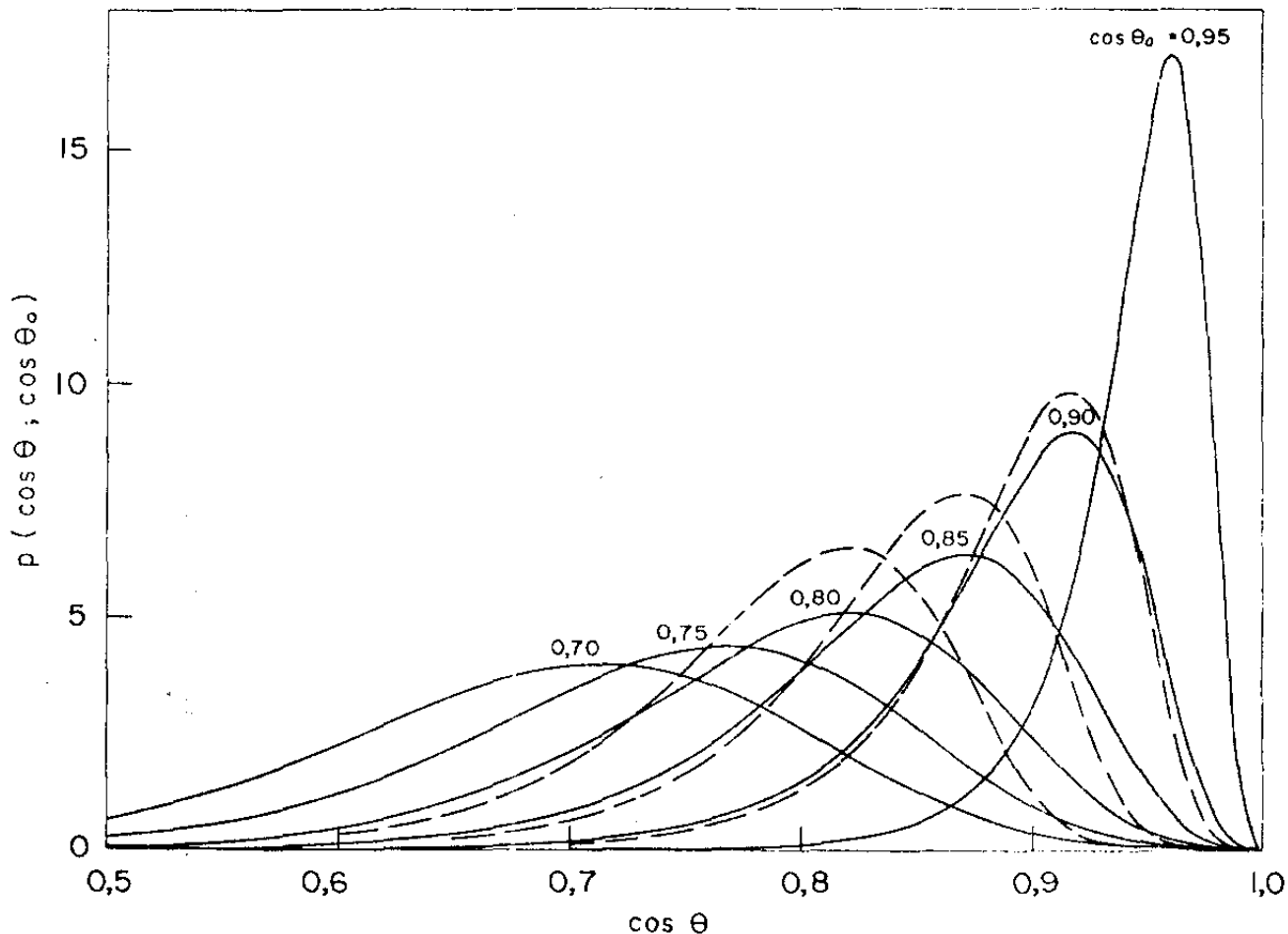


Figura A-VII-3: Gráfico da função deformante $p(\cos \theta; \cos \theta_0)$ para vários valores de $\cos \theta_0$.

caso a) - - - - $p(\cos \theta; \cos \theta_0; \cos \theta_c)$ com $\cos \theta_c = 0,93$

e $\alpha_x = \alpha_y = 0,2$

caso b) ——— $p(\cos \theta, \cos \theta_0)$ com $\alpha_x = \alpha_y = 0,2$

Aqui $\cos \theta_c$ denota o $\cos \theta'$ do texto.

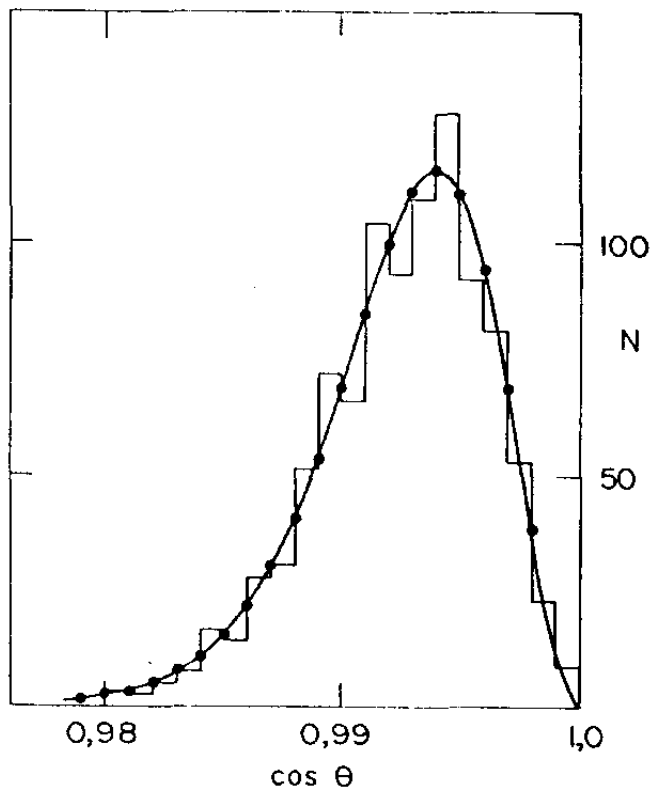


Figura A-VII-4: Resultado do sorteio de 5000 pares (x, y) com distribuições gaussianas, de parâmetros : $\bar{x} = 3,5 \mu\text{m}$; $\sigma_x = 2,1 \mu\text{m}$; $\bar{y} = 79,9 \mu\text{m}$ e $\sigma_y = 4,8 \mu\text{m}$, comparado com a curva teórica $p(\cos\theta; \cos\theta_0)$ com parâmetros correspondentes iguais.

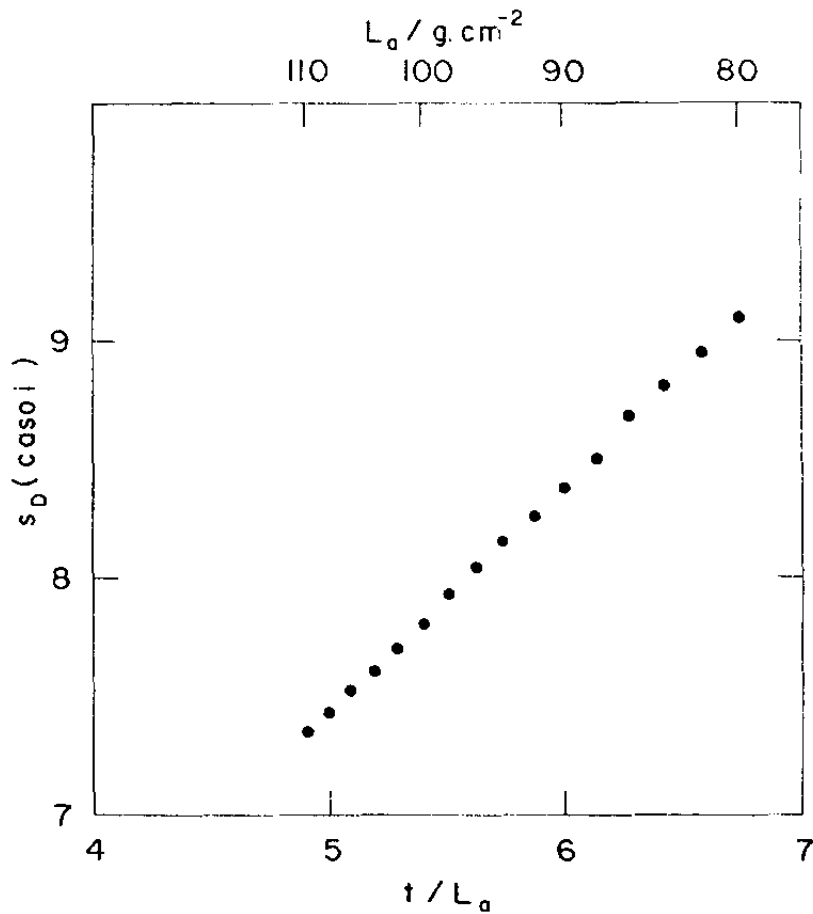


Figura A-VII-5: Variação do expoente s_D obtido quando se ajusta a função zenital integral deformada $F_D(\cos \theta^*)$ a uma função potência, $(\cos \theta^*)^{s_D}$. O ajuste inclui $\sim 70\%$ dos pontos mais próximos à vertical (caso i) - $s_D = 0,96 t/L_a + 2,63$

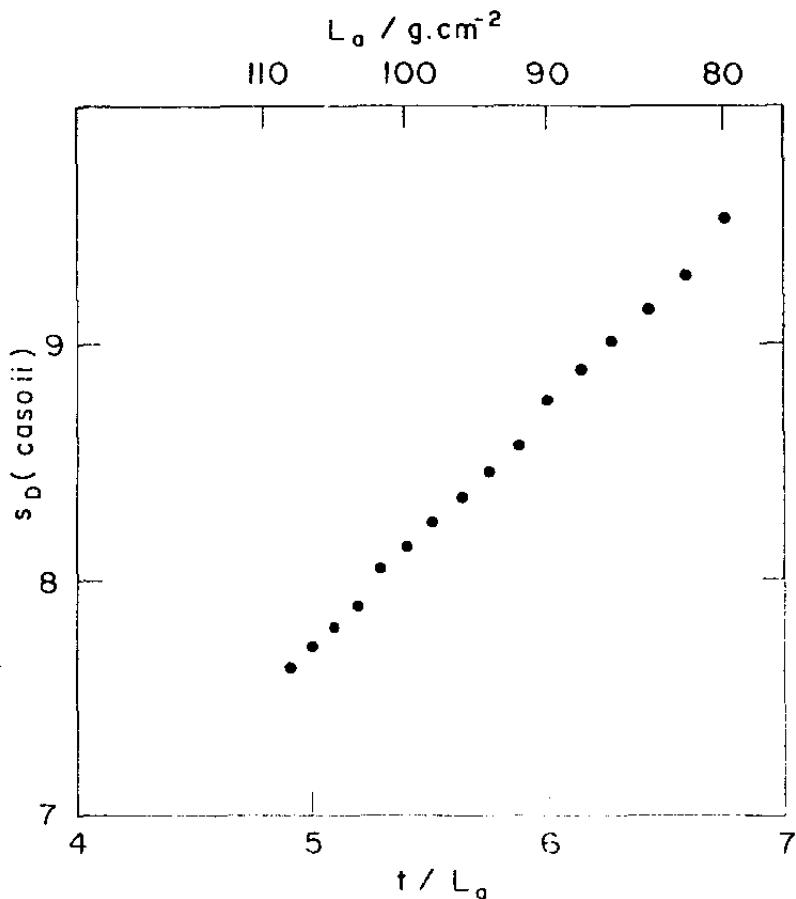


Figura A-VII-6: Variação do expoente s_D obtido quando se ajusta a função zenital integral deformada $\Gamma_D(\cos\theta^*)$ a uma função potência, $(\cos\theta^*)^{s_D}$. O ajuste inclui $\sim 70\%$ dos pontos mais próximos à vertical.

$$s_D = 1,01 t/L_a + 2,66$$

REFERÊNCIAS

- 1) "Observações: sobre a Componente Eletromagnética de Alta Energia (2×10^{11} TeV < E/TeV < 10^{14} TeV) da radiação cósmica, através do estudo de Cascatas Eletromagnéticas detetadas em Câmaras de emulsão fotográfica e chumbo, expostas no Laboratório de Física Cósmica em Chacaltaya" - C. M. G. Lattes- Tese de Cátedra apresentada à FFCLUSP- 1966
- 2) C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini e C. F. Powell- Nature, vol 160, pgs 453-456 e 486-492
- 3) G. Cocconi- Phys. Rev. 111 (1958) 1699
- 4) C. M. G. Lattes, S. Hasegawa e Y. Fujimoto- Physics Reports, vol 65, nº3, Out. 1980
- 5) Akashi et al - Proceedings of the 8th International Cosmic Ray Conference- Jaipur- vol 5- pg 326 (1963)
- 6) Akashi et al - Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference- Londres- vol 2- pgs 744, 835, 878 (1965)
- 7) Akashi et al - Proceedings of the 10th International Cosmic Ray Conference- Calgary- Canadian Journal of Physics- vol 46- S660 - (1968)
- 8) Colaboração Brasil- Japão- Proceedings of the 11th International Cosmic Ray Conference- Budapest- Acta Phys. Hungaricae- Suppl. - vol 3- pg 63 (1969)
- 9) Colaboração Brasil- Japão- Proceedings of the 12th International Cosmic Ray Conference- Hobart- vol 3, nº HE- 42,43,44 (1971)
- 10) Colaboração Brasil- Japão - Proceedings of the 13th International Cosmic Ray Conference- Denver- vol 3- pg 2219,2227,2210 (1973)
- 11) Colaboração Brasil- Japão- Proceedings of the 14th International Cosmic Ray Conference- Munique- vol 7-pgs 2386,2387,2393,2426 - (1975)
- 12) Colaboração Brasil- Japão - Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference- Plovdiv- vol 7 -pgs 195,201,207,208 (1977)
- 13) Colaboração Brasil- Japão - Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference- Kyoto- vol 6- pgs 350,356,362 (1979)
- 14) Colaboração Brasil- Japão- Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference- Paris- vol 11-pgs 82,100,159,163 (1981)
- 15) C. M. G. Lattes et al Suppl. of The Progress of Theoretical Physics nº 47 (1971)
- 16) Colaboração Pamir, Colaboração Mt. Fuji e Colaboração Brasil

Japão - Nuclear Physics B191 (1981) pg 1-25

- 17) Cherdyntseva e Nikolsky - Soviet Journal of Nuclear Physics-vol 23 nº 6 (1976) pg 652
- 18) Lu et al- Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference- Paris- vol 5-pg 254- (1981)
- 19) Wang et al- Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference - Paris- vol 5- pg 251 - (1981)
- 20) Budilov et al- Proceedings of the 14th International Cosmic Ray Conference- Munique- vol 7- pg 2365 - (1975)
- 21) Bayburina et al- Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference - Paris- vol 5- pg 297- (1981)
- 22) Akashi et al - Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference- Paris- vol 5- pg 247 - (1981)
- 23) Akashi et al- ICR Report 89-81-5- Institute for Cosmic Ray Research- University of Tokyo- Tóquio- Japão
- 24) Cherdyntseva e Nikolsky- Proceedings of the 13th International Cosmic Ray Conference- Denver- vol 3 - pg 2259 - (1973)
- 25) Akashi et al- Suppl. Progr. Theor. Phys. nº 32 (1964) pg 1
- 26) Akashi et al- ICR 10 (1965) 197- Institute for Cosmic Ray Research- Univ. Tokyo- Tóquio- Japão
- 27) Hazama e Nishikawa- Proceedings of International Cosmic Ray Symposium on High Energy Phenomena- Tóquio- (1974) pg 77
- 28) Bayburina et al- ICR 86-81-2- Institute for Cosmic Ray Research Univ. Tokyo- Tóquio- Japão
- 29) Bayburina et al- Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference - Kyoto- vol 7- pg 75- (1979)
- 30) Shibata et al- Proceedings of the 14th International Cosmic Ray Conference- Munique- vol 7- pg 2556 - (1975)
- 31) Akashi et al- Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference- Plovdiv- vol 7 - pg 424 - (1977)
- 32) Akashi et al- Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference- Kyoto- vol 7- pg 68 - (1979)
- 33) Baradzei et al- Proceedings of the 13th International Cosmic Ray Conference- Denver- vol 3- pg 2269 - (1973)
- 34) Baradzei et al- Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference- Plovdiv- vol 7- pg 453 - (1977)
- 35) Takahashi et al- Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference- Kyoto- vol 7 - pg 115- (1979)
- 36) Apanasenko et al- Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference- Paris- vol 11- pg 196 (1981)
- 37) Amineva et al- Proceedings of the 14th International Cosmic Ray Conference- Munique- vol 7 pg 2501- (1975)

- 38) Ivanova et al - Proceedings of the 16th International Cosmic Ray - Kyoto- vol 7- pg 111- (1979)
- 39) Ryan et al- Phys. Rev. Lett. vol 28, nº 15, pg 985 e Errata, i- dem, vol 28, nº 22, pg 1497
- 40) Grigorov et al- Soviet Journal of Nuclear Physics- vol 11, nº5 (1970) pg 588
- 41) "Estudo de Cascatas Eletromagnéticas detetadas em Câmaras de Emulsões Nucleares e Chumbo expostas a 5200m de altitude e Morfologia da Radiação Cômica"- Cláudio Santos- Tese de Doutora - mento apresentada no IFGW- Unicamp- 1972
- 42) Tateyama, Konishi, Shibata e Shibuya- Proceedings of the Inter- National Cosmic Ray Symposium on High Energy Phenomena- Tôquio- (1974)- pg 91
- 43) "Observações sobre Interações na atmosfera de Hádrons (partícu- las nuclearmente ativas) da Radiação Cômica, detetadas em Câma- ras de Fotoemulsões-Chumbo, expostas a 5220 metros acima do ní- vel do mar"- Edison H. Shibuya- Tese de Doutorado apresenta- da no IFGW- Unicamp- 1977
- 44) R. P. Feynman- Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
- 45) J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang e E. Yen - Phys. Rev. 188 - (1969) 2159
- 46) J. D. Bjorken- Phys. Rev. 179 (1969) 1547
- 47) A. H. Mueller- Phys. Rev D4 (1971) 150
- 48) Z. Koba, H. B. Nielsen e P. Olesen- Phys. Lett. vol 38B (1972) nº 1, pg 25 e Nuclear Physics B40 (1972) pg 317-334
- 49) J. Elster- Phys. Zeits.2 (1900) 560
- 50) H. Geitel- Phys. Zeits. 2 (1900) 116
- 51) C. T. R. Wilson- Proc. Camb. Phil. Soc. 11 (1900) 52 e Proc.Roy. Soc. (Lond.) A68, pg 151; A69, pg277 (1901)
- 52) V. F. Hess- Phys. Zeits. 12 (1911)998; 13 (1912) 1084
- 53) W. Kohlhörster- Phys. Zeits. 14 (1913) 1153
- 54) A. Piccard et al- Naturwiss. 20 (1932) 592; Comptes Rendus 195 (1932) 607
- 55) G. Suckstorff- Naturwiss. 20 (1932) 506
- 56) E. Regener- Phys. Zeits. 34 (1933) 306; 34 (1933) 820
- 57) I. S. Bowen e R. A. Millikan- Phys. Rev. 43(1933)695; 46(1934) 641; 52 (1937) 80; 53(1938)217; 53(1938) 855
- 58) G. Pfozter- Zeits. für Physik 102 (1936) 23
- 59) J. Clay- Proc. Nederl. Akad. v. Wet. 30 (1927) 1115;31(1928) 1091
- 60) B. Rossi- Phys. Rev. 36 (1930) 606; Zeits. Phys. 68 (1931) 64 ; Il Nuovo Cimento 8 (1931) 49; Ric. Sci. 5 (1934) 569

- 61) T. H. Johnson- Rev. Mod. Phys. 10 (1938) 193
- 62) P. M. Blackett- Phys. Rev. 54 (1938) 973
- 63) L. Myssowsky e L. Tuwin- Zeits. für Phys. 39 (1926) 146; 50
(1928) 273
- 64) C. D. Anderson- Science 76 (1932) 238; Phys. Rev. 43(1933) 491
Phys. Rev. 44(1933) 406
S. H. Neddermeyer e C. D. Anderson- Phys. Rev. 51 (1937) 884
C. H. G. Lattes, G. P. S. Occhialini e C. F. Powell-*idem* ref.2
G. Rochester e C. Butler- Nature 160 (1947) 835
Armenteros et al- Nature 167 (1951) 501; Phil. Mag. 42(1951)
1113
Bonatti et al- Il Nuovo Cimento 10 (1953) 1736
- 65) B. Rossi- Zeits. Phys. 82 (1933) 151
Blackett e Occhialini- Proc. Roy. Soc. (Lond.) A139(1933) 699
- 66) Leprince- Ringuet et al- Phys. Rev. 76 (1949) 1273; Comptes Rendus 229 (1949) 163
Bradt et al- Phys. Rev. 76 (1949) 1735; Helv. Phys. Acta 23 -
(1950) 24
- 67) Freyer et al- Phys. Rev. 74 (1948) 213
- 68) A. M. Hillas- Physics Reports- vol 20C- nº2- 1975
- 69) Sreekantan- Rapporteur Paper- Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference- Kyoto- vol 14- pg 345 (1979)
- 70) Olejniczak et al- Journal of Physics G- Nucl. Phys. -vol13 nº6- (1977)
- 71) Review of Particle Properties- Particle Data Group- Phys. Lett. vol 75B, 24 Abril 1973
- 72) K. Kamata e J. Nishimura- Suppl. of the Progr. Theor. Phys.- nº 6 (1958) 93
- 73) J. Nishimura- Suppl. of the Progr. Theor. Phys. nº 32 (1964) 72
- 74) J. Nishimura- Handbuch der Physik- Springer Verlag- vol XLVI/2- pg 112
- 75) K. Pinkau- Phil. Mag. 2 (1957) 1389
- 76) "Caminho Livre Médio de Hádrons de alta energia da Radiação Cósmica para produção de jatos em chumbo"- Miguel Luksys- Tese de Mestrado apresentada no IFGW- Unicamp- 1976
- 77) B. Rossi e K. Greisen- Rev. Mod. Phys. vol 13 (1941) 240
- 78) Fowler et al- Proceedings of the 8th International Cosmic Ray Conference-Jaipur- vol 5- pg 182 (1963)
- 79) Kanevskaya et al- Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference- Plovdiv- vol 7- pg 453-(1977)
- 80) S. Hayakawa et al- Suppl. of the Progr. Theor. Phys. nº 32 , pg 104 (1964)

- 81) Hayakawa- Cosmic Ray Physics- John Wiley- pg 225
- 82) Rossi et al - Nuclear Physics B84 (1975) 269.
- 83) Akashi et al - Proceedings of the 14th International Cosmic Ray Conference- Munique- vol 6-pg 2037 (1975)
- 84) Allkofer et al- Proceedings of the 12th International Cosmic Ray Conference- Hobart- vol 4-pg 1314- (1971)
- 85) Amineva et al- Proceedings of the 12th International Cosmic Ray Conference- Hobart- vol 6-pg 2337 (1971)
- 86) Allkofer et al- Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference- Kyoto- vol 7- pg 50 (1979)
- 87) Allkofer et al - Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference- Paris- vol 10- pg 321 (1981)
- 88) Ivanova et al- Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference- Paris- vol 7-pg 23 (1981) e Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference- Kyoto- vol 7-pg 35 - (1979)
- 89) Muraki et al- Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 974
- 90) Honda et al- Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference- Kyoto- vol 7- pg 59 (1979)
- 91) Mizutani et al- Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference- Kyoto- vol 7-pg 40 (1979)
- 92) Suga et al- Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference- Kyoto- vol 13- pg 142 (1979)
- 93) Clarke et al- Proceedings of the 14th International Cosmic Ray Conference- Munique- vol 8- pg 2699 (1975)
Browlee et al- Proceedings of the 14th International Cosmic Ray Conference- Munique- vol 8-pg 2704 (1975)
Cunningham et al- Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference- Plovdiv- vol 2- pg 303- (1977)
- 94) Bell et al- Journal Phys. A 7 (1974) pg 990; Journal Phys. G 2 (1976) pg 867
- 95) Krasilnikov et al- Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference- Plovdiv- vol 8-pg 159 (1977)
- 96) " Continuous Univariate Distributions- Distributions in Statistics"- N. Johnson e S. Kotz- pg 236- 237.

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Cesar Lattes, pela sugestão e orientação do presente trabalho e pelas inúmeras " aulas de física " durante estes anos de convívio
- Ao Prof. Ohsawa pelas valiosas sugestões, pela paciência nas discussões e pela amizade que se formou
- Aos Profs. Fujimoto e Hasegawa pelas discussões e sugestões
- Ao José Augusto pelo apoio diário e compartilhamento de alegrias e tristezas
- Ao Prof. Bellandi por valiosas discussões de cálculos
- A todos que fazem ou fizeram parte da C.B.J. pelo auxílio prestado
- Ao Prof. Kotaro pela paciência para esclarecer dúvidas e ensinar técnicas experimentais
- À Lígia, ao Guilherme e em especial à Maria Divanilde pela paciência e auxílio na busca repetida
- À Prof. Neusa e à Lelé pela gentil acolhida no CBPF e no Rio, bem como à Nair, Yolanda e Terezinna pelo apoio na obtenção de dados
- À Marilena e à Miriam pela datilografia deste trabalho
- À Martha e ao Charles pelo capricho na confecção das figuras
- Ao pessoal da gráfica pelo apoio recebido
- Aos coordenadores da PG do IFGW, Profs. Kiel, Galvão, Busnardo e Valladão pelo apoio e compreensão
- Ao Prof Luzzi pela especial atenção recebida
- À FAPESP e ao CNPQ pelo apoio financeiro à C.B.J.