

Marta Silvia Maria Mantovani

OBSERVAÇÕES SÔBRE A PRODUÇÃO MÚLTIPLA DE  
PIONS POR HADRONS DA RADIAÇÃO CÔSMICA

Tese de doutoramento apresen  
tada à Universidade Estadual  
de Campinas

Campinas - 1971.

Êste trabalho foi realizado graças aos auxílios do  
Conselho Nacional de Pesquisas e da  
Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo.

Os resultados experimentais apresentados no presente trabalho foram obtidos pelo autor durante sua participação na Colaboração - Brasil - Japão (C.B.J.) sobre radiação cósmica e altas energias.

A CBJ é um programa que vem sendo realizado por grupos de físicos brasileiros e japoneses, desde 1962, visando obter informações sobre:

- a) Morfologia da Radiação Cósmica ( $E > 10^{11}$  e.v.)
- b) Características de interações nucleares de energia

$$10^{12} \leq E/\text{ev} < 10^{17}.$$

O método experimental utilizado consiste em expor à Radiação Cósmica (R.C.) no Mte. Chacaltaya (5.300 mts. s.n.m.) "Câmaras" de chumbo e foto emulsões<sup>(\*)</sup> que permitem detetar e medir a energia de cascatas eletromagnéticas (c.e.m.) produzidas por  $e^+$ ,  $\gamma$  incidentes da atmosfera ou devidas a interações em alvo localizado ou no próprio chumbo.

As primeiras 11 câmaras da CBJ foram expostas diretamente à R.C. atmosférica. Através dessas câmaras foi possível determinar o fluxo e distribuição zenital das componentes eletromagnética (e.m.)<sup>(1)</sup> e nuclearmente ativa<sup>(1)</sup> (n.a.) em Chacaltaya.

A câmara 11, por ter maior espessura que as anteriores, permitiu observar interações sucessivas de hadrons no chumbo do detetor; através da análise de interações sucessivas foi possível estudar a distribuição de inelasticidade nas colisões nucleares de hadrons da Radiação Cósmica e o livre caminho médio de interação dessas partículas no chumbo<sup>(1)</sup>.

Nas câmaras expostas diretamente à R.C. atmosférica, verifica-se que os raios-gama incidentes estão, em muitos casos, correlacionados em grupos cogenéticos: observam-se "famílias" de raios gama resultantes de interações nucleares atmosféricas; a análise dessas famílias de raios-gama só fornece resultados diretos, concernentes a interações nucleares, em casos particularmente favoráveis nos quais o primário n.a. atravessa longa distância na atmosfera sem sofrer interação nuclear e interage a uma distância do detetor, de menos de duas unidades de cascata.

Pelo motivo acima mencionado, e a fim de evitar ambiguidades na estimativa da altura da interação (que para interações atmosféricas é obtida por acoplamento cinemático  $2\gamma \rightarrow \pi^0$ ), foram construídas as câmaras nº 12 (1966) e nº 13 (1967), nas quais foi inserida uma camada

de asfalto destinada a servir de alvo localizado a uma altura fixa acima da câmara detetora.

Através dessas duas câmaras foram detetadas e analisadas cerca de 100 interações nucleares localizadas<sup>(\*)</sup>. No presente trabalho procura-se

descrever os métodos experimentais utilizados,  
descrever em detalhe 23 interações de  $\sum E_{\gamma} > 3 \times 10^{12}$  e.v. observadas pelo autor nas câmaras nº 12 e 13.

Analisar os resultados obtidos, incluindo, quando oportuno, dados coletados por outros membros da CBJ<sup>(2 e 3)</sup>.

Analisar dados publicados e não analisados anteriormente, devidos à colaboração Bristol - Bombaim<sup>(4)</sup> e ao grupo de Bristol<sup>(5)</sup>.

(\*) CENC - Câmaras de Emulsões Nucleares-Chumbo

## Introdução

Experiências realizadas no Brasil, em 1940, por G. Wataghin, M.D. Souza Santos e P.A. Pompeia<sup>(6)</sup>, utilizando um detetor constituído por contadores de Geiger Muller em coincidência rápida, separados entre si e blindados por espessa camada de chumbo, permitiram descobrir na Radiação Cósmica os chuveis penetrantes; Wataghin e colaboradores atribuíram os chuveis penetrantes à produção múltipla de mesons por núcleons da Radiação Cósmica. Sabe-se atualmente que a conclusão acima é correta.

No que segue, será adotada a seguinte terminologia: produção múltipla de mesons refere-se à produção de mais de um meson em cada interação hadron\* - nucleon; produção plural de mesons refere-se à produção de mais de um meson em cada interação hadron-núcleo, sendo que o hadron é suposto interagir sucessivamente com núcleons do núcleo, produzindo-se no máximo um meson em cada interação hadron-nucleon.

O trabalho pioneiro de Wataghin, S. Santos e Pompeia, foi confirmado por Janossy e Ingleby em 1940. Janossy e colaboradores, - prosseguiram durante vários anos o estudo dos chuveis penetrantes<sup>(7,8,9)</sup>, utilizando dispositivos constituídos por várias camadas de contadores - Geiger e Müller hodoscopizados, obtendo informação sobre a multiplicidade, distribuição angular e curva de transição dos chuveis penetrantes.

Contrariamente à interpretação de Wataghin e colaboradores, o grupo de Janossy atribuiu os chuveis extensos à produção plural de mesons.

Analisando-se atualmente êsses resultados históricos, verifica-se que os resultados experimentais obtidos até 1950, relativos a chuveis penetrantes, não permitem distinguir produção múltipla de produção plural a não ser que se postule um modelo teórico para descrever a interação elementar. O modelo adotado por Wataghin<sup>(10)</sup> (também por Heisenberg)<sup>(11 e 19)</sup>, introduzindo um comprimento fundamental na teoria de campo nuclear, é favorável à produção múltipla. O modelo adotado por Janossy, a "teoria do amortecimento da radiação" de Heitler<sup>(12)</sup>, prevê uma diminuição da secção de choque, para a produção de mesons, - com a energia incidente e proíbe a produção múltipla de mesons devido ao forte efeito do amortecimento do campo.

---

\* hadrons são partículas sub-nucleares que interagem fortemente, isto é, com constante de interação  $\frac{U^2}{\hbar c} \sim 16$ ; são hadrons os mesons- $\pi$ , - mesons- $k$ , suas ressonâncias e estados excitados, e todos os barions.

Sòmente a partir de 1950, com a introdução das emulsões nucleares sensíveis ao mínimo de ionização e a consequente detecção dos "jatos" produzidos por Raios Còsmicos de altas energia (  $E \gtrsim 10^{11}$  ev), foi possível mostrar de maneira conclusiva a existênciã de produçãõ múltipla de mesons. De acòrdo com os dados obtidos através de emulsões nucleares expostas em balão, e também a partir do estudo de interações proton-proton e proton-núcleo em Câmaras de Wilson expostas a feixes de partículas de energia  $E > 1$  Gev, produzidos por aceleradores artificiais, verifica-se que o fenômeno dos chuveiros penetrantes é devido principalmente à produçãõ múltipla, havendo todavia contribuiçãõ da produçãõ plural, principalmente para alvos de número atômico elevado.

Na década de 1950 o estudo da produçãõ múltipla de mesons realizou-se principalmente através de estudos de jatos produzidos em emulsões puras por Raios Còsmicos primários. Os resultados obtidos sôbre a natureza das partículas criadas, multiplicidade, espectro energético, distribuiçãõ angular, em função da energia incidente, motivaram a elaboraçãõ de teorias e modêlos que procuram descrever os fenômenos observados.

Dentre as teorias propostas, salientam-se a teoria termodinâmica de Fermi<sup>(28)</sup> ( 1950 ) e a teoria hidrodinâmica de Landau<sup>(29)</sup> ( 1953 ).

Na teoria de Fermi, que pode ser considerada como uma extensão do modêlo estatístico proposto por Wataghin<sup>(10)</sup> em 1940, a interação nucleon-nucleon é tratada durante o processo da produçãõ de mesons como um sistema isolado único. A energia disponível no Sistema - Centro de Massa

$$E_{CM} = 2 M_N c^2 \gamma_c$$

$$\gamma_c \approx \sqrt{\frac{E_{SL}}{2 M_N c^2}}$$

é tratada de acòrdo com a termodinâmica relativística, supondo-se que o processo se realiza num volume localizado

$$\Omega \sim \left( \frac{h}{m_\pi c} \right)^3 \gamma_c^{-1}$$

que é determinado pelo comprimento de onda de Compton do pion, levando em conta a contraçãõ de Lorentz na direçãõ do movimento do nucleon incidente.

A teoria de Fermi prevê para a dependência energética da multiplicidade média das partículas geradas:

$$\langle n \rangle \propto E_{\text{SL}}^{1/4}$$

o que está em razoável acôrdo com os dados experimentais ( $5 < E_c < 500$ ). As demais previsões da teoria de Fermi resultam porém em desacôrdo com a experiência; particularmente a teoria de Fermi não permite descrever a forte anisotropia observada na distribuição angular das partículas criadas, que é uma das características marcantes dos jatos de alta energia.

Na teoria hidrodinâmica de Landau é feita uma tentativa de melhorar o acôrdo com os dados experimentais, principalmente no que se refere ao fato de que a teoria termodinâmica de Fermi prevê produção excessiva de partículas não piônicas (mesons-k, hyperons e anti-barions). Na teoria de Landau, supõe-se que o sistema em alta temperatura, introduzido por Fermi em seu modelo termodinâmico, não irradia imediatamente mesons, mas se expande na direção da colisão até atingir dimensões da ordem de  $\hbar/m_r c$ .

Na teoria de Landau, graças ao abaixamento da temperatura, devido à expansão longitudinal postulada, pode-se obter boa concordância para a razão  $\frac{K}{\hbar}$  e, a criação de hiperon e anti-barions é praticamente eliminada. A distribuição angular prevista pela teoria de Landau está qualitativamente de acôrdo com a anisotropia observada nos jatos de alta energia. Finalmente, o maior sucesso da teoria de Landau, consiste em ter previsto que o momento transversal médio dos mesons criados é da ordem de  $M_r c$  não depende da energia incidente, o que foi confirmado pela experiência.

Apesar do sucesso da teoria de Landau e de vários refinamentos introduzidos, tornou-se claro, à medida que se acumularam os dados experimentais, que as teorias do tipo Fermi ou Landau, também chamadas teorias de um centro, não permitem descrever adequadamente os resultados, principalmente devido ao fato de que não há nessas teorias lugar para a introdução dos conceitos de nucleon residual e de inelasticidade que

são características básicas do fenômeno de produção múltipla de mesons em altas energias. Procurou-se então introduzir modelos fenomenológicos que descrevessem satisfatoriamente as características de produção múltipla de mesons, sem tentar justificar os modelos através de teorias da dinâmica dos processos envolvidos.

Dentre os modelos fenomenológicos propostos, salienta-se o modelo das duas Bolas de Fogo introduzido em 1958 independentemente - por Ciock et al.<sup>(30)</sup>, Cocconi<sup>(31)</sup> e Niu<sup>(32)</sup>.

De acôrdo com o modelo das duas Bolas de Fogo, nas colisões nucleon-nucleon de alta energia, tem-se a criação de dois estados intermediários - Bolas de Fogo - que se movem com fator de Lorentz inferior ao dos núcleons residuais, e que se desintegram isotropicamente em mesons. A fim de se obter momenta transversais médios independentes da energia incidente, supõe-se que a "temperatura" das Bolas de Fogo não depende dessa energia incidente. A anisotropia dos mesons emitidos, no Sistema Centro de Massa, resulta ser uma consequência do movimento dos estados intermediários no mesmo S.C.M. A fim de se obter o aumento da multiplicidade com a energia incidente, supõe-se que a massa das Bolas de Fogo aumente com essa energia.

O estudo das distribuições angulares das partículas carregadas detectadas em jatos de alta energia mostra que em aproximadamente 25% dos casos<sup>(13)</sup> se obtém distribuições bi-modais com as características previstas pelo modelo das duas Bolas de Fogo.

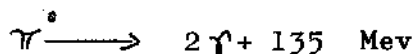
Uma análise detalhada dos jatos detectados em emulsões puras até 1962 levou S. Hasegawa<sup>(14)</sup> a propor o modelo do Quantum-H. Nesse modelo há produção múltipla de Bolas de Fogo, de massa e "temperatura" constantes.

As análises fenomenológicas que levaram a introduzir o modelo das duas Bolas de Fogo e o modelo do Quantum-H baseiam-se somente sobre as distribuições angulares das partículas carregadas dos jatos. Isto deve-se ao fato de que para as energias incidentes correspondentes aos eventos analisados, não é possível determinar a energia das partículas carregadas através dos métodos e técnicas usuais (espalhamento coulombiano múltiplo, ionização específica, rigidez magnética.)

No trabalho que é apresentado a seguir, a produção múltipla de mesons é estudada através de câmaras de emulsões fotográficas e chumbo, as quais permitem, em princípio, obter a distribuição angular e

energética, dos mesons  $\pi^0$ , produzidos em interações nucleares de hadrons da radiação cósmica. A detecção e medidas foram realizadas graças a desintegração  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  e a produção de e.e.m. pelos raios-gama no chumbo.

A análise que é feita no presente trabalho, das famílias de raios- $\gamma$  (c.e.m.) detetadas nas CENC, utiliza a hipótese, usualmente aceita em estudos da R.C., de que, em primeira aproximação, todos os raios  $\gamma$  que geram c.e.m. após uma interação nuclear são provenientes da desintegração de mesons  $\pi^0$



Essa hipótese baseia-se nos resultados obtidos nos últimos 20 anos, por vários autores, no estudo de "jatos" de alta energia produzidos por radiação cósmica em emulsões puras; verificou-se que os mesons  $\pi^\pm$  constituem aproximadamente 75% das partículas carregadas relativistas geradas nas interações e que o número de  $\pi^0$ , obtido por acoplamento cinemático dos pares  $c^\pm$  e cascatas eletromagnéticas associados aos jatos é aproximadamente igual a metade do número de  $\pi^\pm$ .

A validade da aproximação acima citada é verificada, no presente trabalho, pelos fatos seguintes:

a) A distribuição de alturas de interação obtidas por acoplamento cinemático  $2\gamma \rightarrow \pi^0$ , conforme §6 e Figuras 9-1 a 9-23, concorda com a distribuição esperada para os arranjos experimentais das câmaras nº 12 e 13, nas quais o alvo é localizado a uma altura determinada acima do detetor.

b) Os resultados obtidos através da análise de interações atmosféricas, nas quais a altura de interação é estimada por acoplamento cinemático  $2\gamma \rightarrow \pi^0$ , concordam com os resultados da análise de interações localizadas, para as quais tomou-se a altura média de interação determinada pelo dispositivo experimental.



## I - Método Experimental

### I-1- Descrição das câmaras 12 e 13

Na obtenção de parte dos dados utilizados no presente trabalho, foram utilizadas duas câmaras de Emulsões Nucleares-Chumbo (CENC), denominadas C.12 e C.13, que foram expostas à Radiação Cósmica em altitude de 5.300 m.s.n.m. ( $p=550 \text{ g.x cm}^2$ ) durante os períodos de Maio 1965 a Abril 1966 e de Agosto 1966 a Setembro 1967, respectivamente.

As duas câmaras citadas se compõem de três partes distintas, denominadas: detetor superior, camada de produtor (alvo de asfalto) e detetor inferior.

Na Fig. 1 e 2 estão esquematizadas as C.12 e C.13, respectivamente, em corte vertical.

A Tabela I descreve as características de cada uma das câmaras citadas, segundo a espessura, área total, número de blocos foto sensíveis.

Tabela I

|                | espessura<br>cm |      | área tot/m <sup>2</sup> |      | número de<br>blocos |      | camadas<br>fotosens. |      |
|----------------|-----------------|------|-------------------------|------|---------------------|------|----------------------|------|
|                | C.12            | C.13 | C.12                    | C.13 | C.12                | C.13 | C.12                 | C.13 |
| D. superior    | 10±1            | 10±1 | 6,0                     | 9,8  | 30                  | 49   | 4                    | 5    |
| C. de produtor | 70±1            | 69±1 | 6,0                     | 9,8  | -                   | -    | -                    | -    |
| D. inferior    | 26±1            | 36±1 | 6,0                     | 5,0  | 30                  | 25   | 13                   | 32   |

O detetor superior tem como finalidade absorver a componente eletromagnética atmosférica, além de detetá-la e possibilitar as medidas oportunas (energia, ângulo e ponto de incidência).

A probabilidade de não materialização de um raio  $\gamma$ , ao atravessar os primeiros 4 cm. de Pb, é:  $P \sim 2 \times 10^{-3}$ . Verifica-se que é desprezível o nº de raios-gama, provenientes de interações atmosféricas, que conseguem atravessar toda a câmara superior sem produzir c.e.m. detetáveis.

O produtor é um alvo de asfalto, de densidade  $\rho \sim 1,1 \text{ g/cm}^3$  situado a uma distância (de 85 cm para a C.12 a de 75 cm para a C.13) acima do detetor inferior, tal que os produtos das interações nucleares dos hadrons da Radiação Cósmica, na faixa energética<sup>(\*)</sup>:

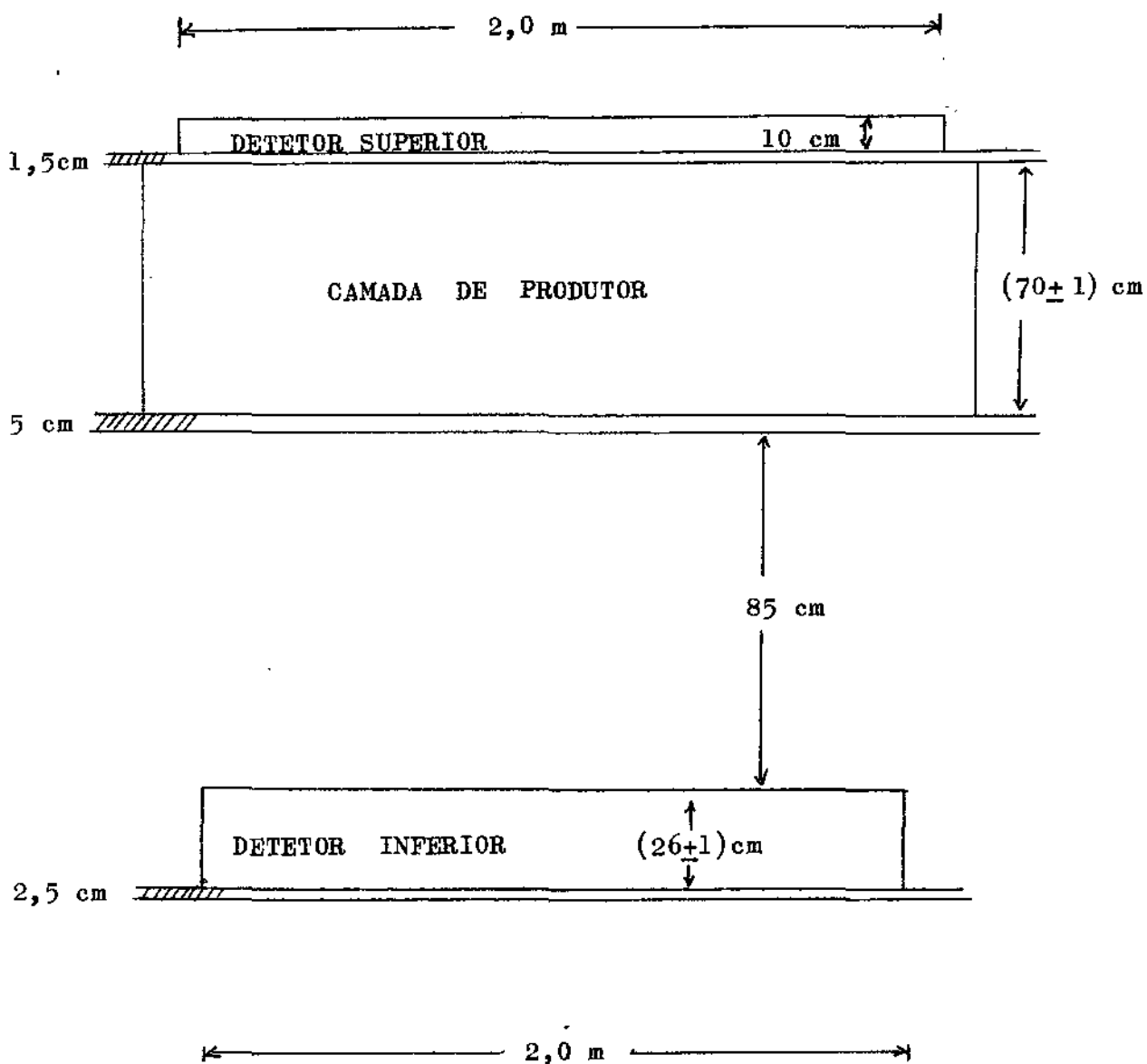
$3 \times 10^{13} \leq \frac{E}{\text{ev.}} \leq 2 \times 10^{14}$ , alcancem o detetor inferior suficientemente separados para sua individualização e medida (As dimensões fo-

(\*) A estimativa de E é feita supondo:  $E \sim 10 \leq E \gamma$

ram calculadas impondo-se uma distância média  $\bar{r}$  entre dois raios-gamma, sendo:  $\bar{r} \approx 50 \mu$ .

FIGURA 1

Corte vertical da Câmara de Emulsões Nucleares - Chumbo nº 12

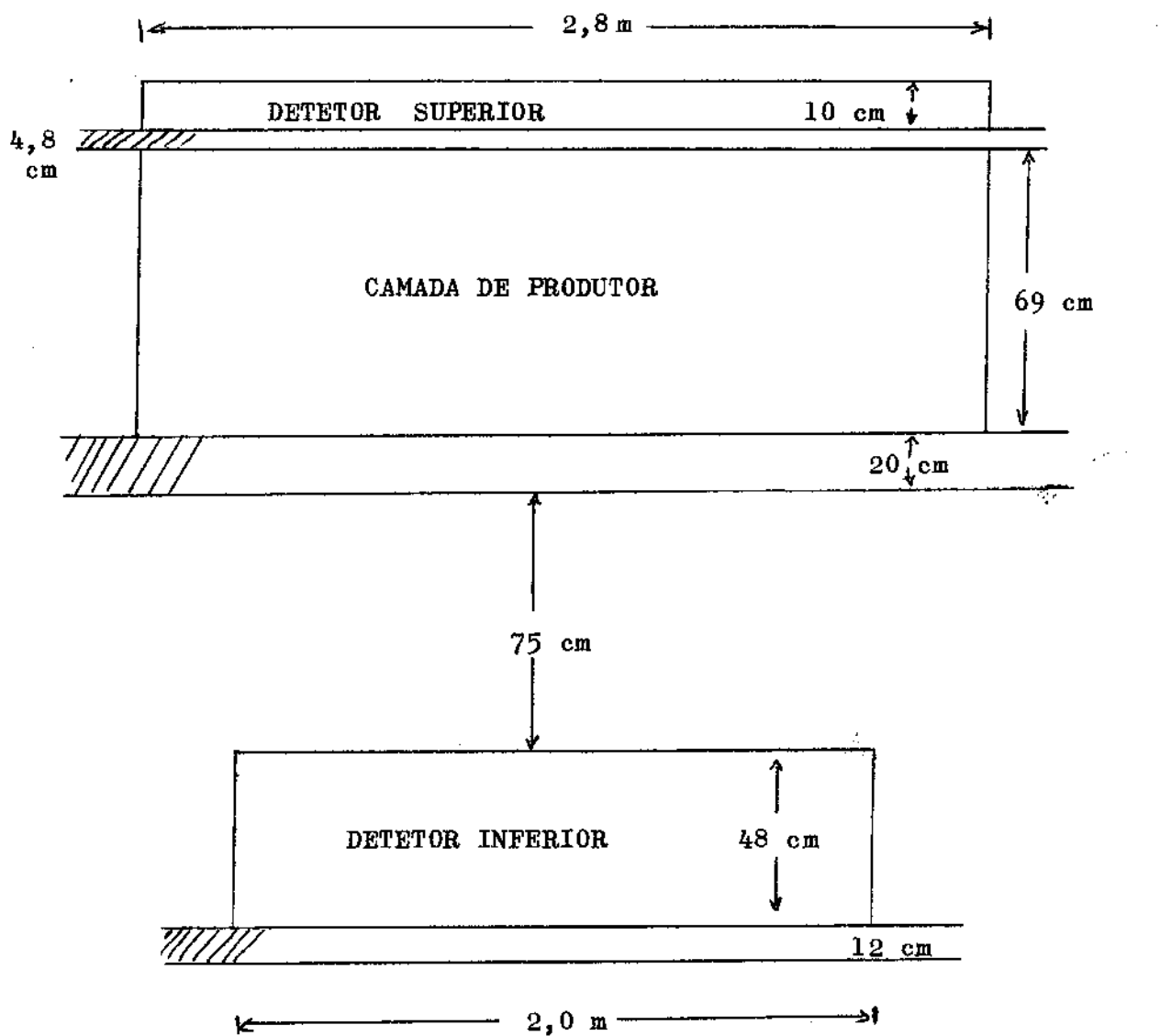


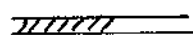
/// Madeira

|               |                  |            |
|---------------|------------------|------------|
| Profundidade: | Detetor superior | 3,0 metros |
|               | Detetor inferior | 3,0 metros |

FIGURA 2

Corte vertical da Câmara de Emulsões Nucleares - Chumbo nº 13



 Madeira

|                                |            |
|--------------------------------|------------|
| Profundidade: Detetor Superior | 3,5 metros |
| Detetor Inferior               | 2,5 metros |

O intuito de se escolher um baixo número atômico, foi o de se maximizar a razão do número de interações nucleares para o de cascatas eletromagnéticas. Tem-se:

$$(\lambda_{\text{int}}) = (\rho \pi r_0^2 N_{\text{av}})^{-1} \cdot A^{1/3}$$

$$X_0 \approx (4\alpha \rho r_0^2 N_{\text{av}} Z^2 \ln(183 Z^{1/3}))^{-1} \times A$$

onde:

- $\lambda_{\text{int}}$  = livre caminho médio de interação nuclear  
 $X_0$  = comprimento de radiação (unidade de cascata)  
 $\alpha$  = 1/137  
 $Z$  = número atômico  
 $A$  = número de massa  
 $r_0$  = (1,2 ~ 1,3)  $\times 10^{-13}$  cm  
 $N_{\text{av}}$  = 6,02  $\times 10^{23}$  número x molécula grama<sup>-1</sup>

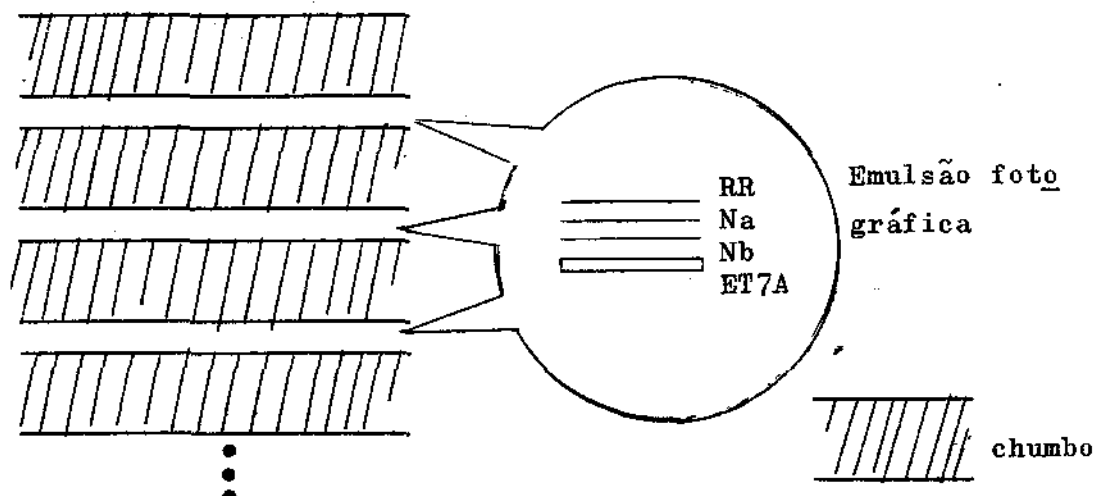
Resulta que, para a mesma medida de espessura em unidades de cascata, a razão de interações nucleares no asfalto em relação ao chumbo é de ~ 30.

O detetor inferior é utilizado na detecção dos produtos - das interações nucleares localizadas, permitindo determinar a energia, a direção e o ponto de incidência de cada raio-gama das interações individuais.

Os detetores são formados de blocos\*, sendo estes constituídos de pilhas inhomogêneas de chapas fotosensíveis (filmes de Raios-X tipo N e R-Sakura e placas de emulsões nucleares ET7A-Fuji), e placas de chumbo (de 1 cm de espessura) dispostas conforme mostra a Fig. 3.

FIGURA 3

Disposição das camadas fotosensíveis num bloco das CENCs



\* Dimensões horizontais: 40 cm x 50 cm.

As camadas fotosensíveis são intercaladas com as placas de chumbo e a posição relativa (em cada bloco) das camadas foto-sensíveis é marcada utilizando-se dois feixes colimados, perpendiculares, de radiação-X.

O chumbo, material de alto número atômico, é utilizado para que a produção da cascata eletromagnética (materialização dos raios gamas e freiamento de eletrons e positrons) se realize num pequeno percurso dentro da câmara (1 u.c. no chumbo = 5,7 mm).

A camada fotosensível é utilizada para a obtenção da imagem latente devida a eletrons e positrons de c.e.m. que atravessam ou são geradas na câmara.

### I-2 - Características das emulsões fotográficas utilizadas

Os filmes de Raios-X são emulsionados de ambos os lados ; a espessura total é de  $250 \mu$  sendo a espessura da base de  $200 \mu$  . O diâmetro médio do grão de Ag Br é de  $7 \mu$  para os filmes tipo N e de  $1,5 \mu$  para os filmes tipo R.

As placas de Emulsões Nucleares são constituídas de uma base de acrílico de 2mm de espessura, sendo a espessura da emulsão de  $50 \mu$  , e o valor médio do diâmetro do grão de AgBr de  $0,3 \mu$ .

Verificou-se experimentalmente que há estabilidade de imagem latente, durante o período de um ano, para os filmes fotográficos do tipo utilizado<sup>(15)</sup>.

Nas chapas fotosensíveis, a imagem estável obtida após processamento químico apresenta limiares energéticos de detecção a olho nú e ao microscópio, que dependem da fabricação, das condições e tempo de transporte, de armazenamento e de exposição.

Para as câmaras 12 e 13, nos filmes de Raios-X, a energia mínima de detecção a olho nu é da ordem de  $E_{Lim} \sim 2 \times 10^{12}$  ev., enquanto que nas placas de emulsões nucleares podem ser observadas e medidas no microscópio cascatas eletromagnéticas até energias da ordem de  $E_{lim} \sim 0,3 \times 10^{12}$  ev.

### I-3 - Processamento químico

Nas tabelas II-1 e II-2, se encontra o detalhe técnico do processamento químico para os filmes de Raios-X, e placas de Emulsões Nucleares.

Tabela II - 1  
( tempos de processamento )

|              | ET7A | RX tipos NeR | Temperatura/°C |
|--------------|------|--------------|----------------|
| Banho prévio | 9'   | -            | 20,0 ± 0,5     |
| Revelador    | 18'  | 12'          | 20,0 ± 0,5     |
| Freiamento   | 9'   | 4'           | 20,0 ± 0,5     |
| Fixador      | 60'  | 12'          | 20,0 ± 0,5     |
| Lavagem      | 120' | 30'          | 20,0 ± 1,0     |

Tabela II - 2  
Produtos químicos e sua preparação

|              | ET7A  | R-X  |
|--------------|---|--|
| Banho prévio | Água destilada  | -  |
| Revelador    | Amidol 3g/lt de H <sub>2</sub> O<br>Sulfito Na 6,7 g/lt H <sub>2</sub> O<br>Bissulfito Na 1,0g/ltH <sub>2</sub> O | Konidol "Sakura"-25gr./lt<br>H <sub>2</sub> O  |
| Freiamento   | 0,01 lt de ácido acético<br>por lt H <sub>2</sub> O   | 0,02 lt de ácido acético/<br>lt H <sub>2</sub> O   |
| Fixador      | Hipossulfito:400g/ltH <sub>2</sub> O<br>Bissulfito Na: 30g/lt<br>H <sub>2</sub> O                                 | Solução A: 250 g hipossul-<br>fite em 600 cc. de H <sub>2</sub> O a<br>50°C.<br>Solução B: em 200 cc.deH <sub>2</sub> O<br>15g.de sulfite Na,13,4cc.<br>ácido acético, 15g.alumen<br>de Potássio.<br>Misturar A e B e completar<br>com água até 1 litro. |
| Lavagem      | Água corrente   | Água corrente  |

#### I-4 - Busca de eventos e seu registro

Após o processamento dos filmes fotosensíveis, é reconstruída a câmara conforme os blocos e camadas sucessivas, procedendo-se à busca e marcação das cascatas eletromagnéticas localizadas, para posteriores medidas.

Para tal, sobre põe-se as duas chapas de filmes de Raios-XN que haviam sido localizadas na mesma posição e profundidade dentro da Câmara, quando em exposição.

Pelas características que estas chapas apresentam, é possível observarem-se a olho nu, pequenos pontos pretos, existentes em ambos os filmes. Estes pontos correspondem a cascatas eletromagnéticas (simples ou famílias) que se desenvolveram na câmara; a partir da posição - nos filmes de raios-x as c.e.m. são posteriormente localizadas na Emulsão Nuclear correspondente.

Para cada evento detetado nos filmes de Raios-X procede-se a uma busca na emulsão nuclear, que é feita ao microscópio, (com objetiva 20 x e ocular 10 x) abrangendo um círculo de ~1 cm de diâmetro a fim de identificar as c.e.m. pertencentes ao evento em questão.

Confecciona-se então um mapa para cada bloco, que permite seguir cada produto de interação nuclear, nas camadas sucessivas. Na Figura 4 temos um exemplo do mapa do bloco nº 8 inf. C. 13, e na Figura 5 um desenho facsimile de c.e.m. cogenéticas devidas a uma interação nuclear no produtor.

#### I-5 - Seleção de eventos para medida e análise

Através do mapa do bloco, e da geometria da câmara, pode-se determinar a direção da proveniência de cada evento detetado.

Selecionaram-se então os eventos cuja direção atravessa o detetor superior, diferenciando-os daqueles cuja inclinação de incidência é superior ao ângulo limite  $\Theta$ , acima do qual seriam aceitos raios-gama, c.e.m. e hadrons provenientes da atmosfera.

Dentre os eventos selecionados, verifica-se a existência de 3 tipos, dependendo do aspecto ao microscópio.

Observa-se em alguns casos, a existência de grupos de cascatas eletromagnéticas cuja distância média relativa é bem inferior da esperada para interações ocorridas na camada de produtor: este tipo de evento que foi denominado Pb-jato, é observado em tôdas as profundidades da câmara e é atribuído a interações nucleares que ocorreram no chumbo do detetor inferior.

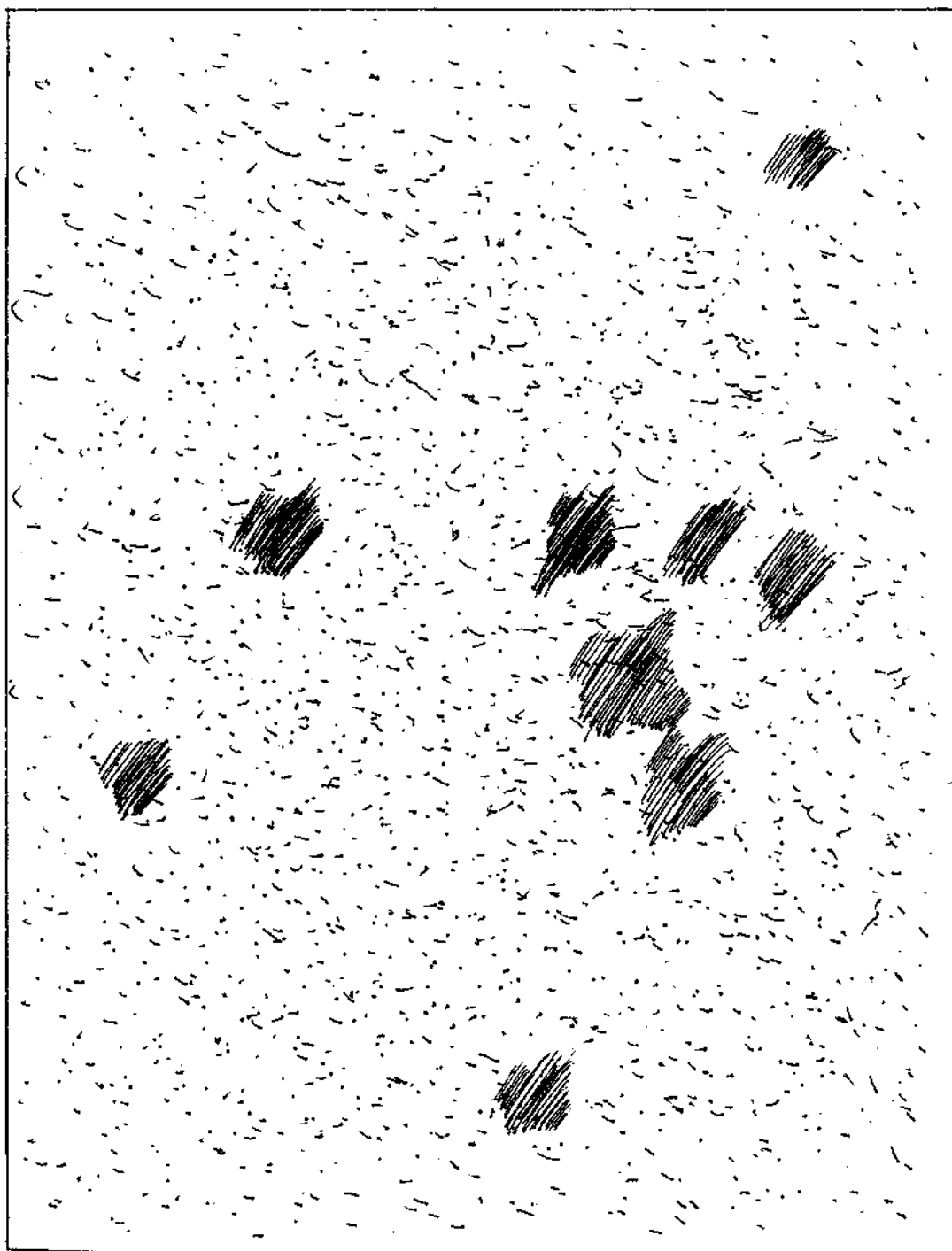
Em outros casos, verifica-se a existência de grupos de cascatas eletromagnéticas, distanciadas entre si conforme o esperado para interações ocorridas na camada de produtor ( $\approx 50 \mu$ ).





FIGURA 5

Desenho facsimile de um C-jato visto ao microscópio



44  $\mu$

Êstes grupos, entretanto, se apresentam de duas formas distintas:

1) Ao microscópio as c.e.m. se sobrepõem etêm aspecto difuso. Êste tipo de evento foi denominado C'-jato.

2) As c.e.m. são separáveis e nítidas. Êste tipo de evento foi classificado como C-jato.

Devido a dificuldade em se obter medidas objetivas das cascatas individuais nos C'-jatos, somente os C-jatos foram utilizados para as análises no presente trabalho.

#### I-6 - Método de medida

Após selecionados os eventos, confeccionou-se um mapa das coordenadas ao microscópio, das diferentes cascatas múltiplas que pertencem ao mesmo C-jato. Em seguida, determinou-se a energia dos C-jatos de duas maneiras diferentes:

a) Energia por fotometria - Utilizou-se um aparelho fotodensitométrico, esquematizado na Figura 6, com fenda de diâmetro  $\phi = 1$  mm (no plano do objeto). A dimensão da fenda foi escolhida dessa ordem devido ao grande espalhamento lateral do C-jato.

A medida é feita nas chapas de Raios-X tipo N, sendo o valor resultante da opacidade máxima da c.e.m. ( $\log i_0/i$ ), relacionado com o valor da energia ( $E_\gamma$ ) através de curva de calibração, Figura 7.

Êste método apresenta a vantagem de ser bastante rápido, e é utilizado especialmente em medidas de raios- $\gamma$  simples ou raios- $\gamma$  com componentes das chamadas famílias atmosféricas. No caso de C-jatos, êste método nos fornece apenas a energia total ( $\sum E_\gamma$ ) da componente eletromagnética do resultado da interação.

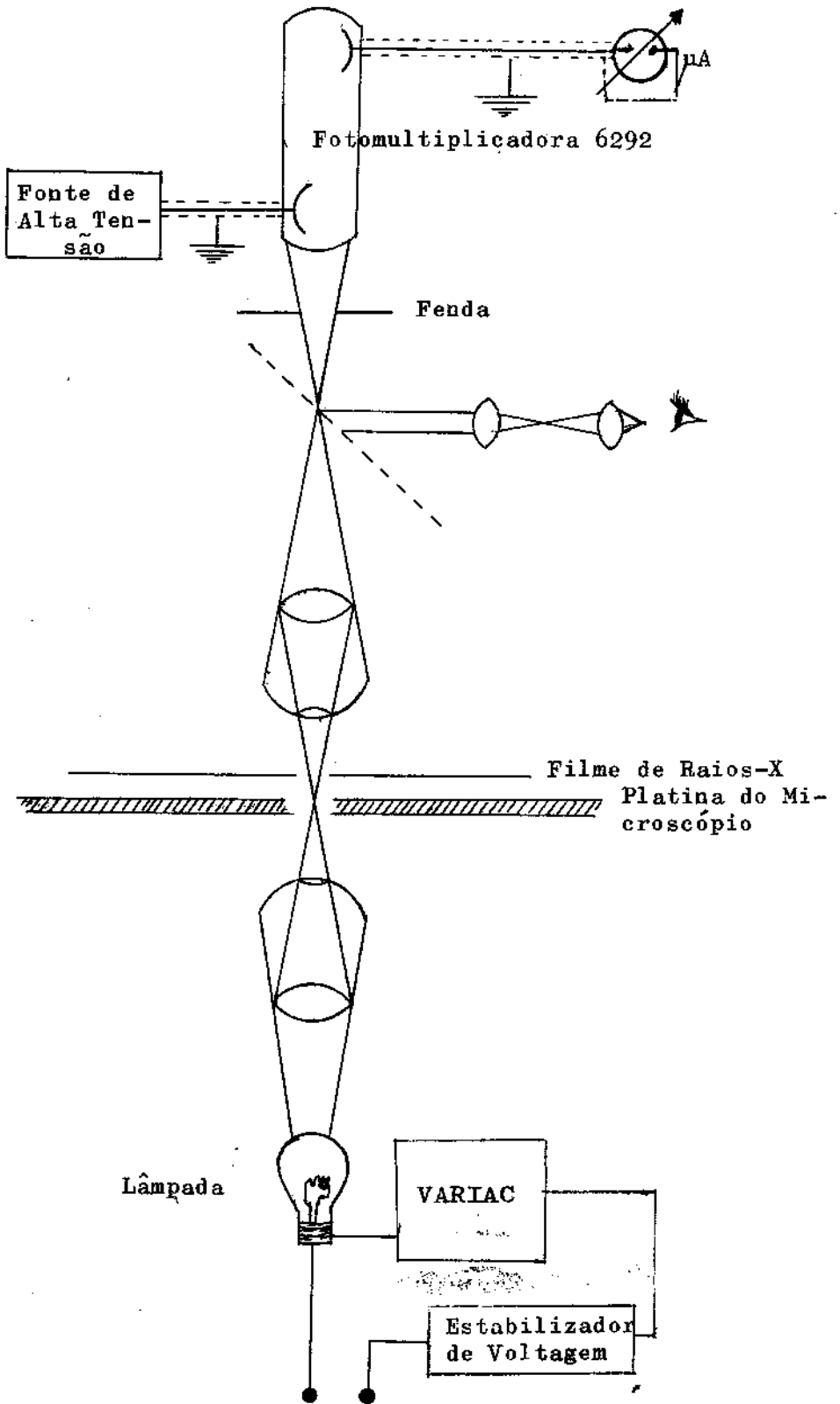
b) Energia por contagem de traços de elétrons e positrons. Nêste método, é contado ao microscópio o número de traços de eletrons e positrons no interior de um círculo de  $50 \mu$  de raio (no plano do objeto) centrado no centro aparente da c.e.m., para diferentes profundidades  $t$  da mesma cascata eletromagnética.

O número de traços contados é colocado num gráfico (Ne.vs.t), e o último é comparado com curvas de transição teóricas, calculadas, para as condições experimentais utilizadas, a partir da distribuição de densidade lateral de eletrons e positrons obtidas teòricamente por Nishimura-Kamata<sup>(16)</sup>. As curvas calculadas incluem correções devido a inhomogeneidade das CENCs, e ângulo zenital. Na Figura 8 são exemplificadas curvas de transição utilizadas no presente trabalho e pontos, experimentais referentes a casos típicos.

Pelo valor do máximo do número de eletrons, obtido através da curva de transição, determina-se o valor da energia da cascata eletromagnética.

FIGURA 6

Esquema do Aparelho Fotodensitométrico



Detalhe da Figura 6

FOTOMULTIPLICADORA 6292

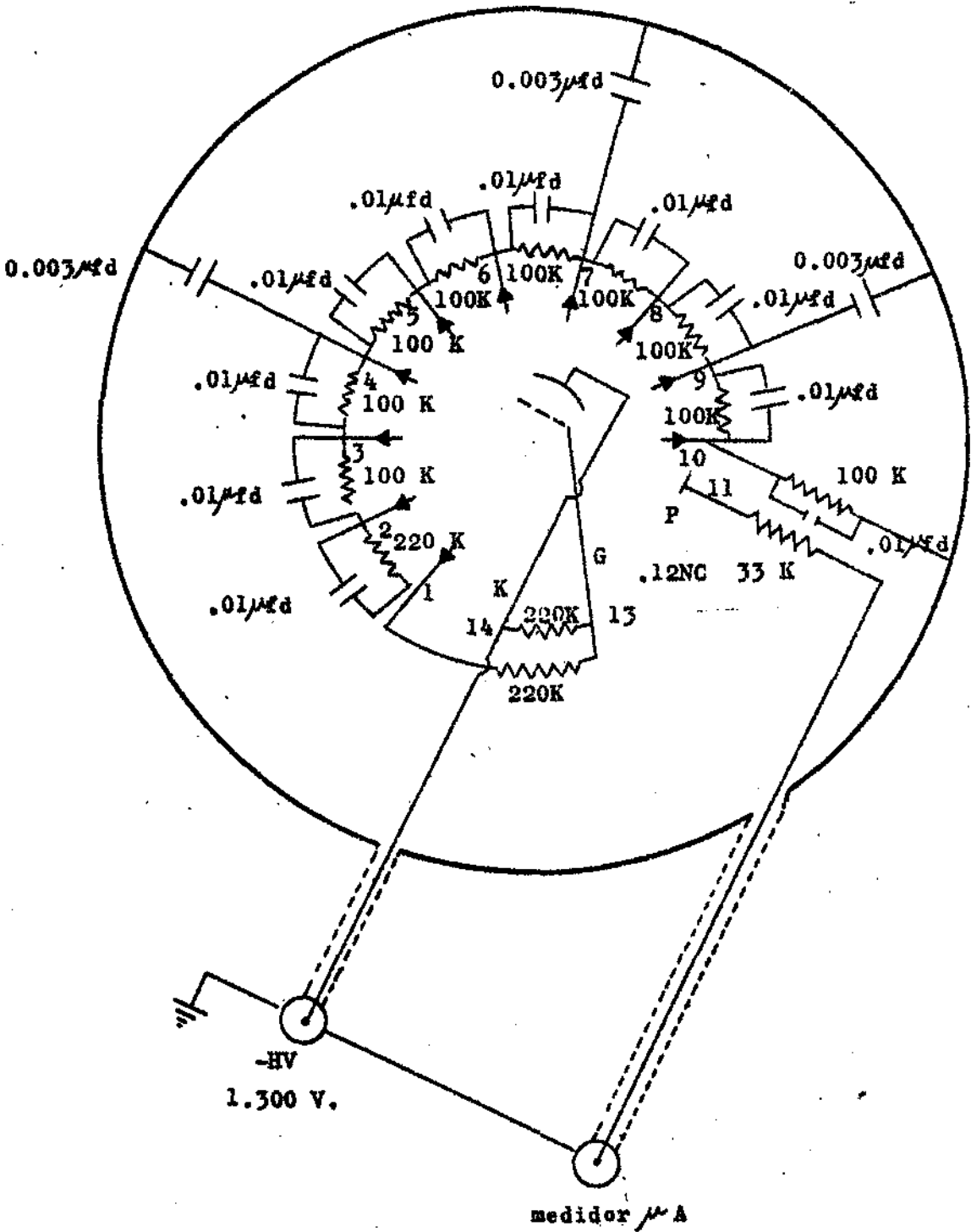


FIGURA 7

Curva de calibração de medidas de energia por fotometria

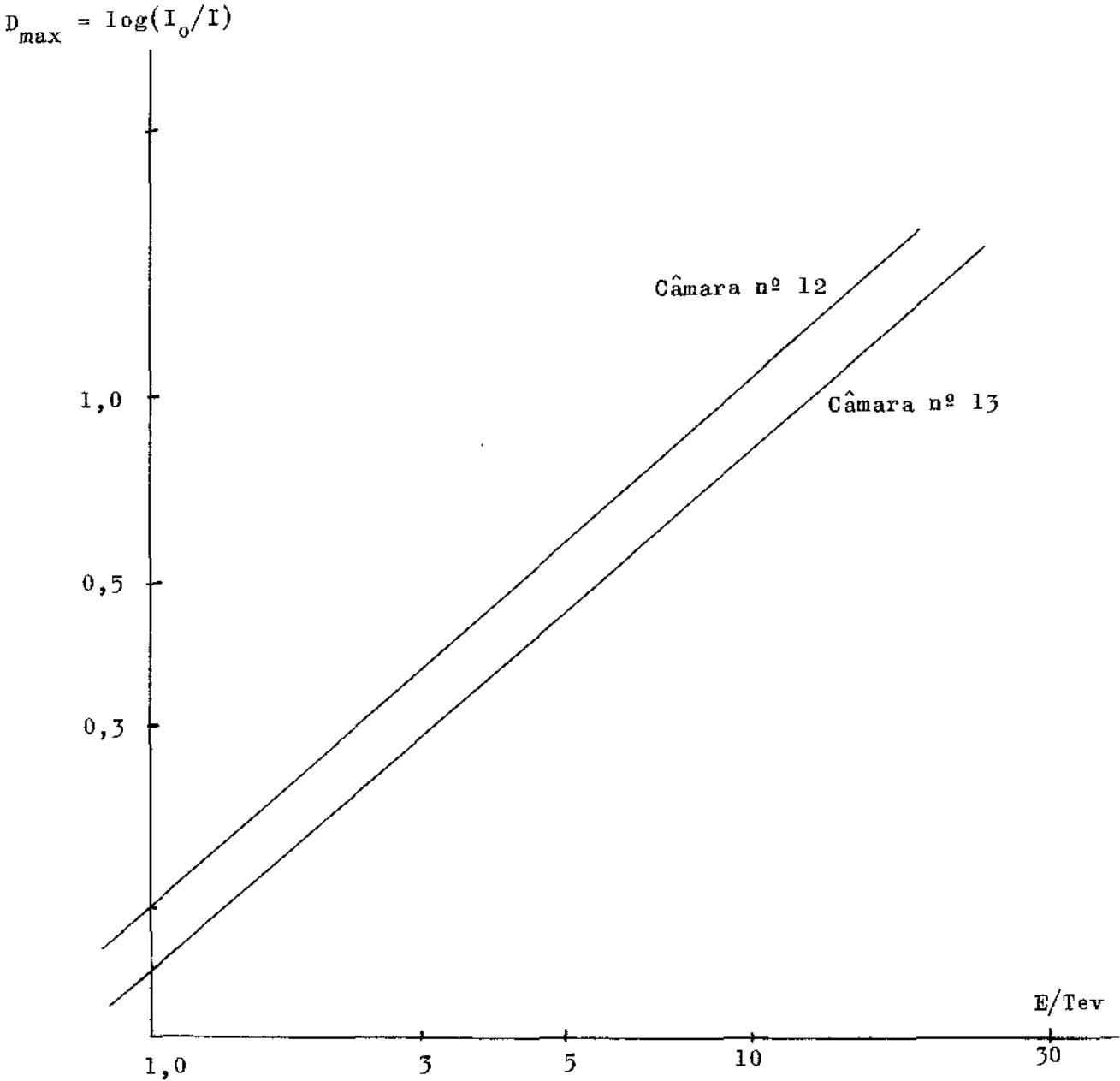


FIGURA 8a

Exemplo de Curva de  
Transição com  $M = 0$   
onde  $M = \tan \theta$

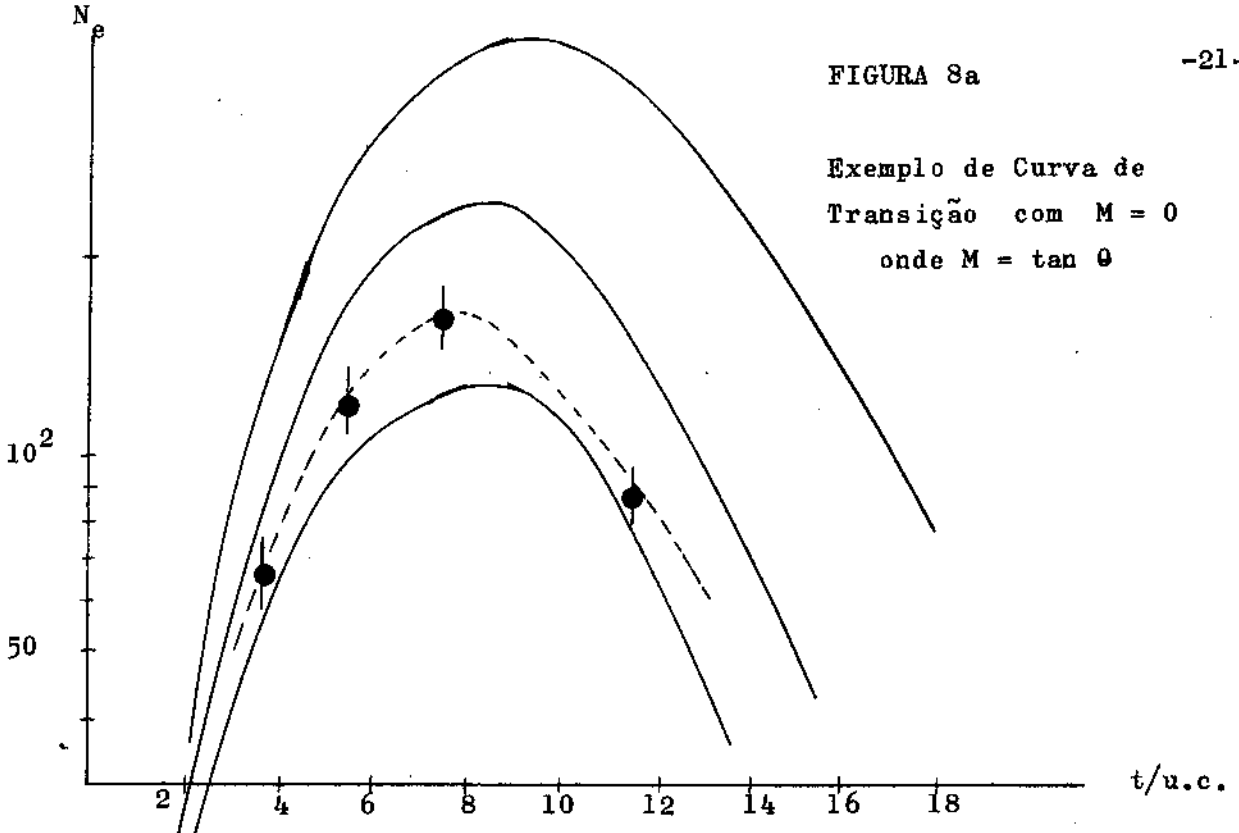
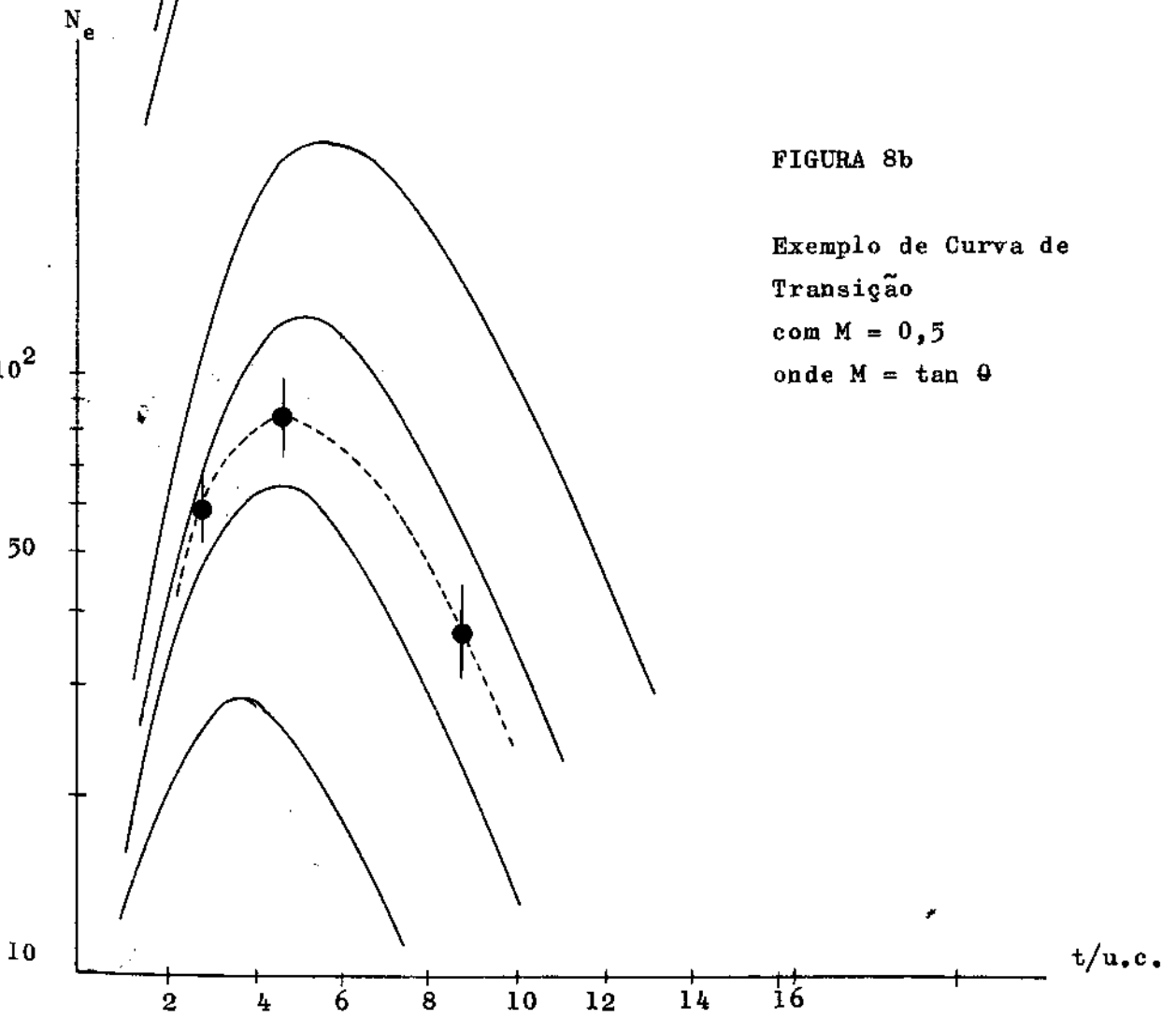


FIGURA 8b

Exemplo de Curva de  
Transição  
com  $M = 0,5$   
onde  $M = \tan \theta$



A precisão deste método é superior à do primeiro; além disso apresenta vantagem de não necessitar de prévia calibração, e permite (no caso dos C-jatos) obter valores de energia individuais para cada Raio gama localizado anteriormente através do mapeamento ao microscópio. Estima-se que o erro relativo na determinação da energia Ec.e.m. seja aproximadamente 10%. Por outro lado, de acordo com Nishimura e Kamata, pode haver um erro sistemático<sup>(33)</sup> de  $\frac{\Delta E}{E} \approx \pm 30\%$ , devido a aproximação nos cálculos.

Nas Figuras 9-1 a 9-23, podem ser vistos os valores de energia e posição relativa das c.e.m. de 23 C-jatos que serão analisados neste trabalho (diagramas de alvo).

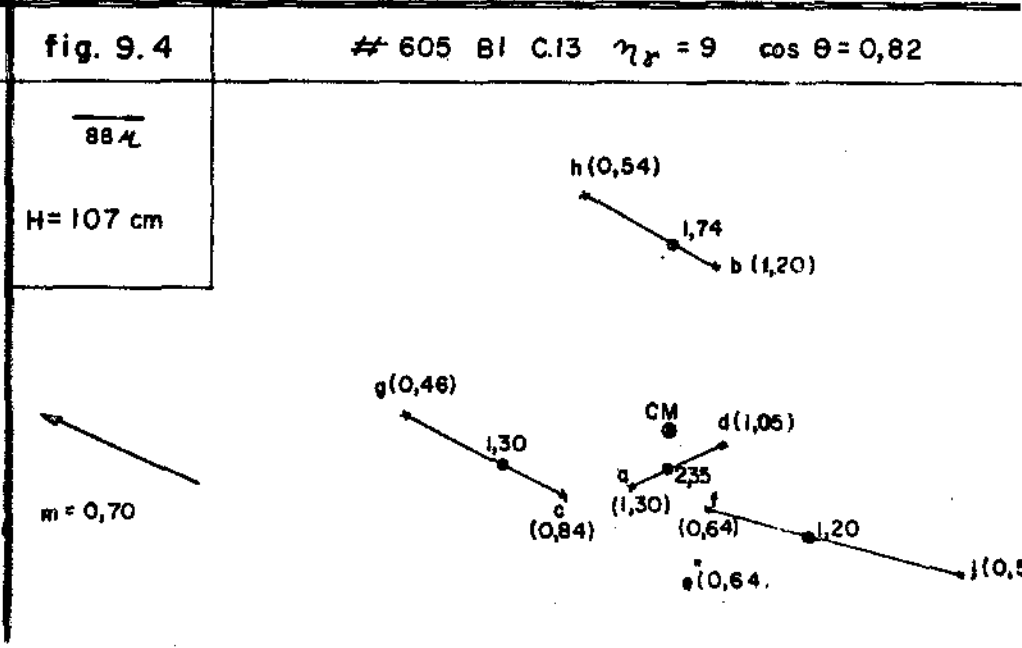
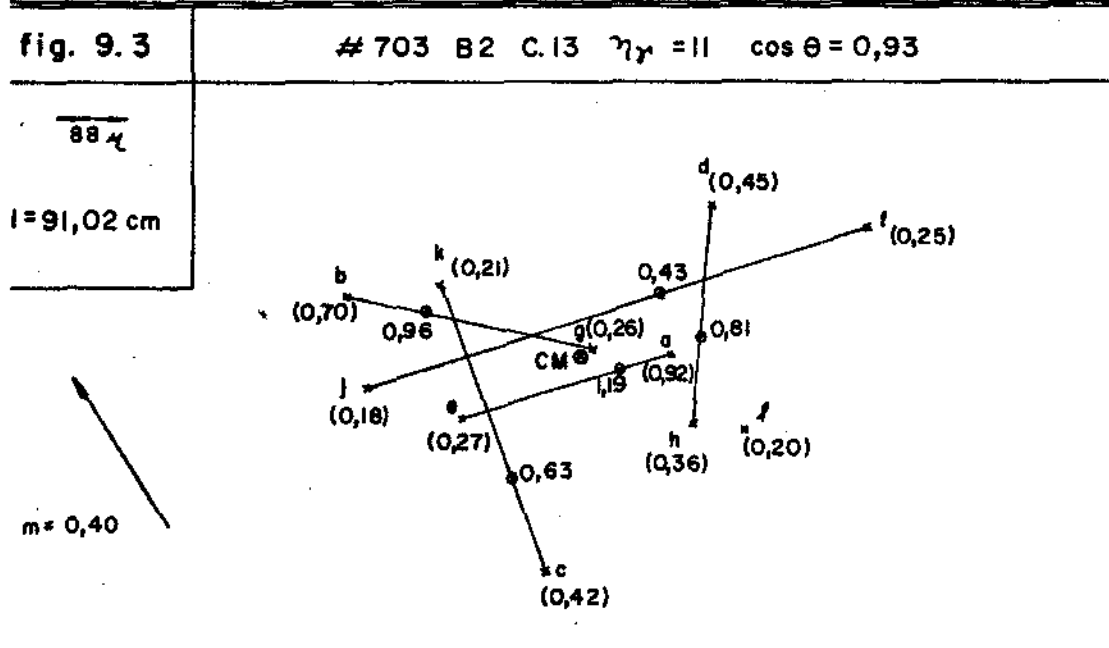
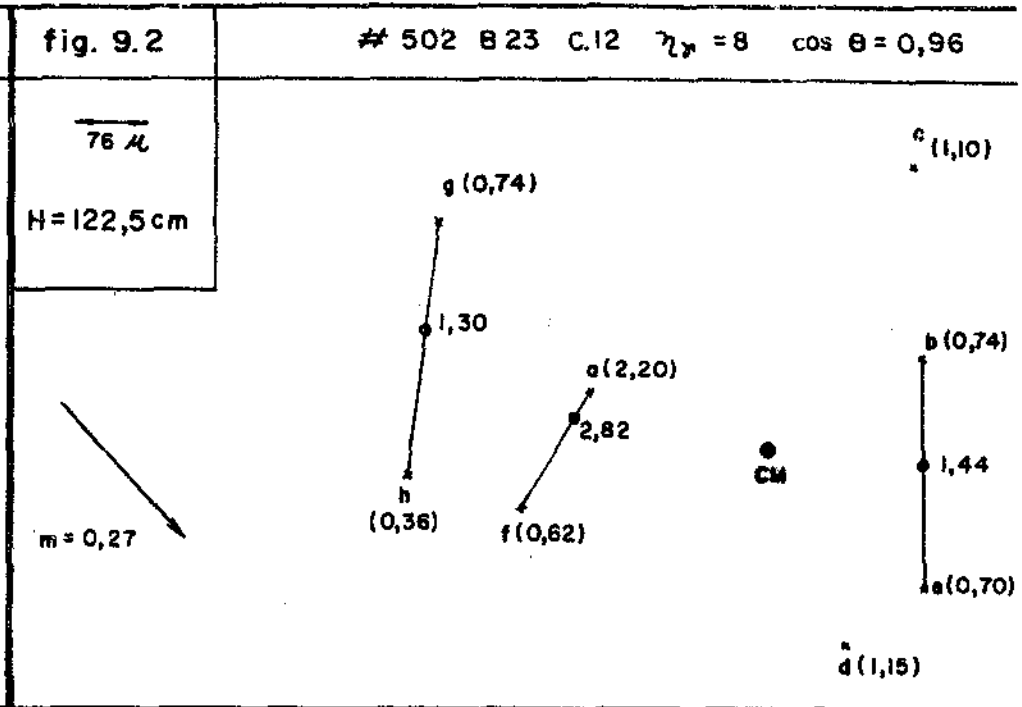
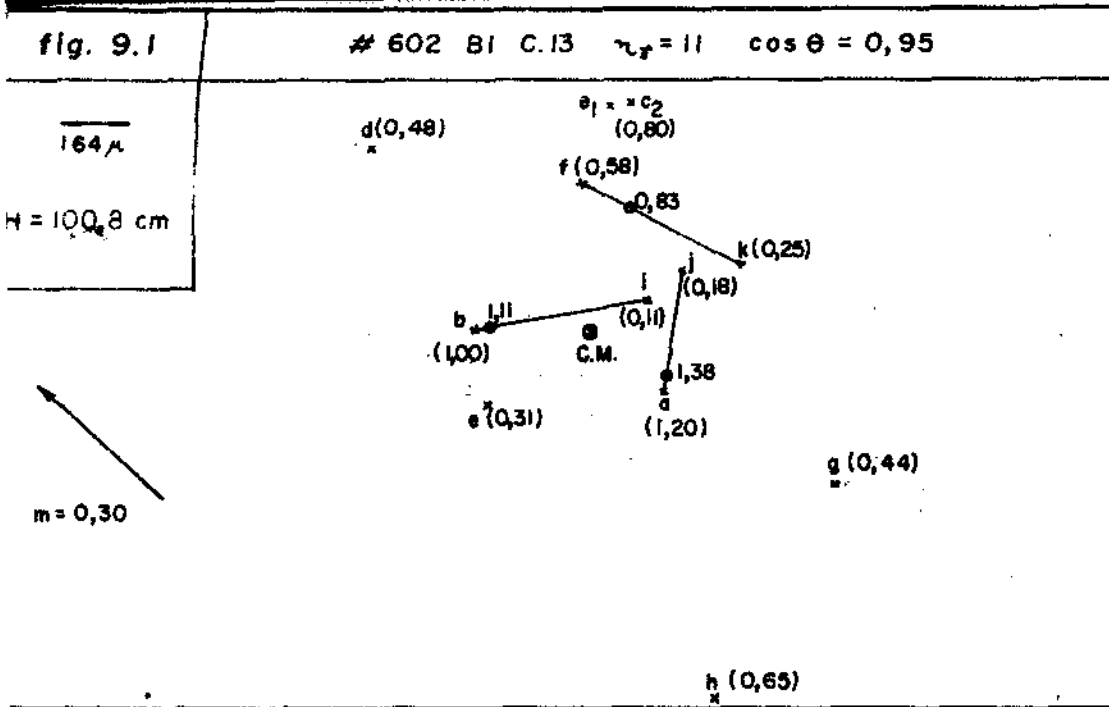


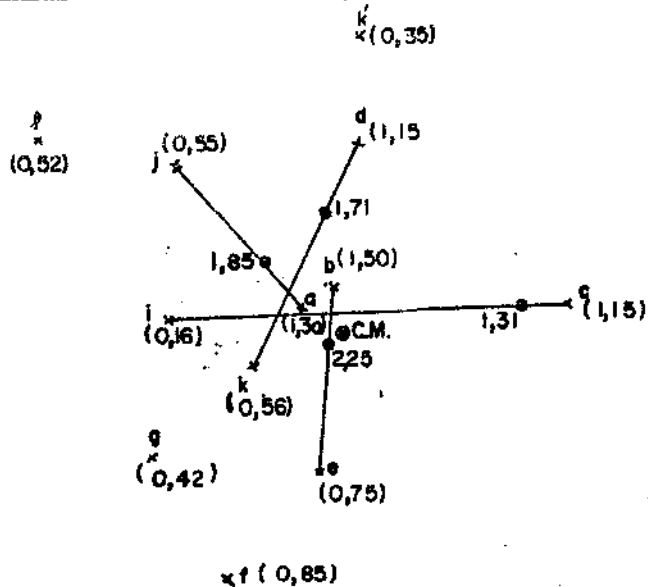


fig. 9.5

# 410 B19 C.12  $\eta_r = 12$   $\cos \theta = 0,95$

$\overline{78 \mu}$

H = 140 cm



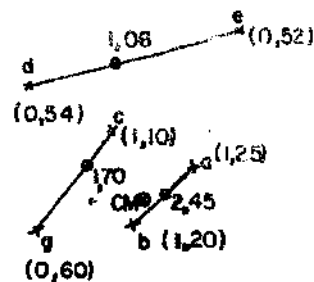
m = 0,32

fig. 9.6

# 618 B 23 C.12  $\eta_r = 7$   $\cos \theta = 0,91$

$\overline{76 \mu}$

H = 82,3 cm



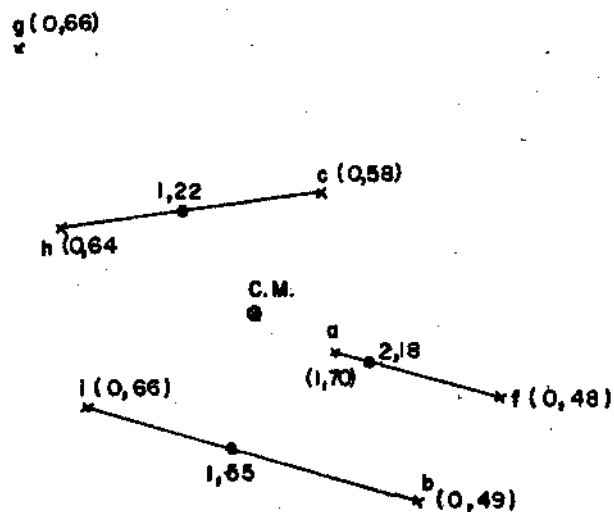
m = 0,45

fig. 9.7

# 501 B19 C.12  $\eta_r = 7$   $\cos \theta = 0,98$

$\overline{76 \mu}$

H = 129,9 cm



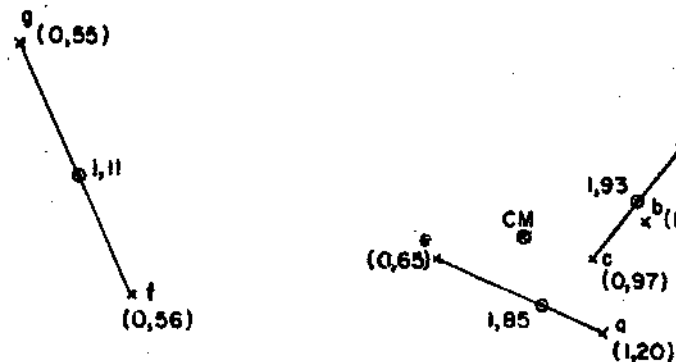
m = 0,20

fig. 9.8

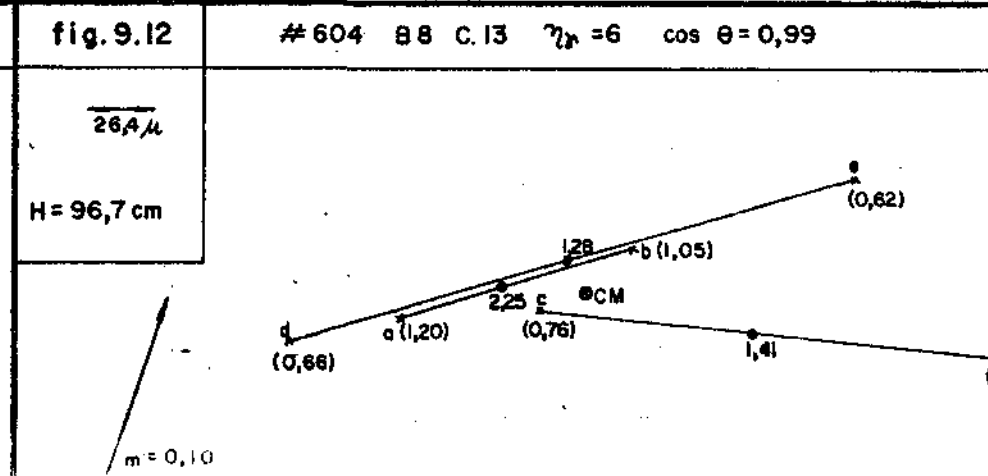
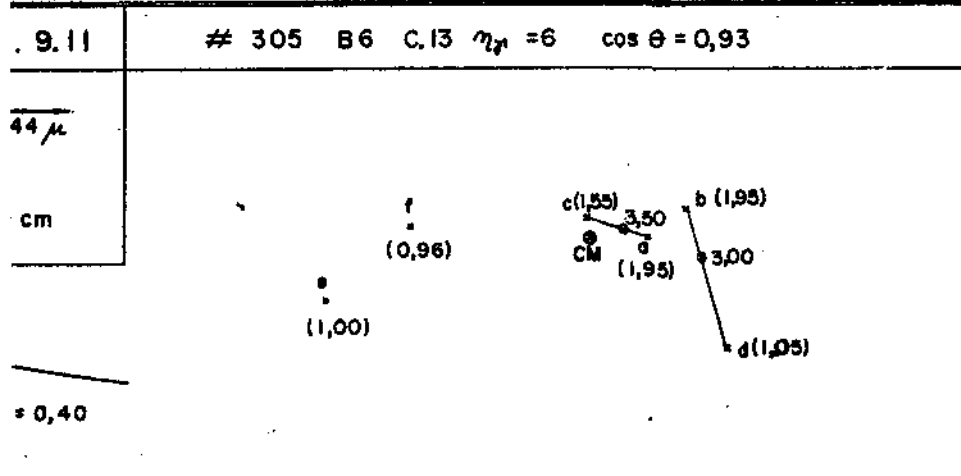
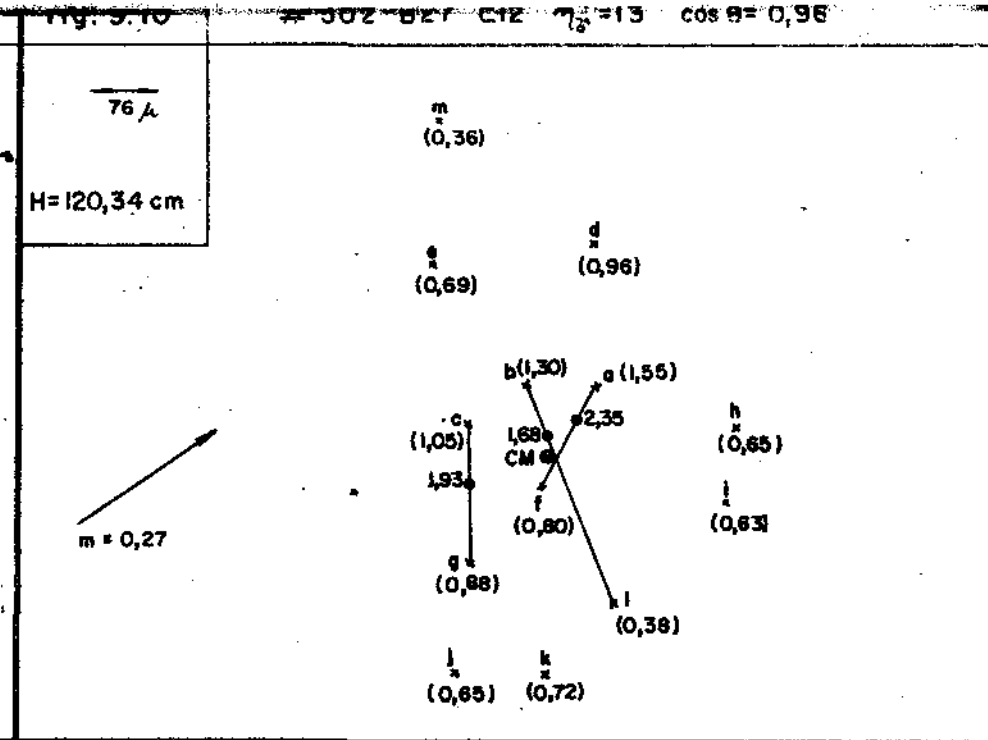
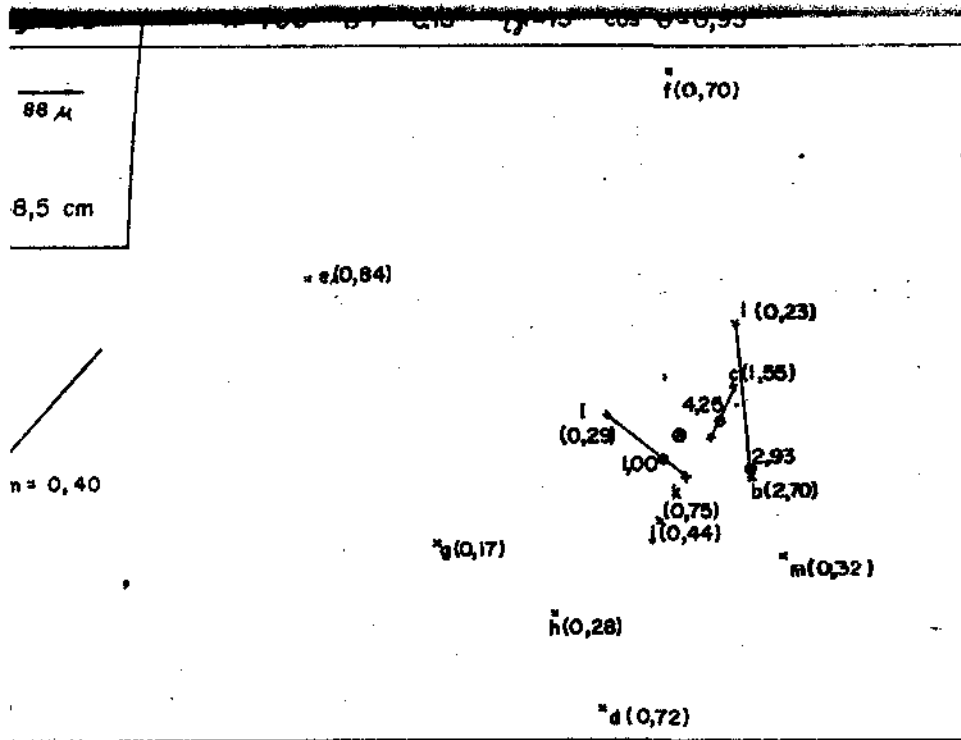
# 609 B 8 C.13  $\eta_r = 7$   $\cos \theta = 0,89$

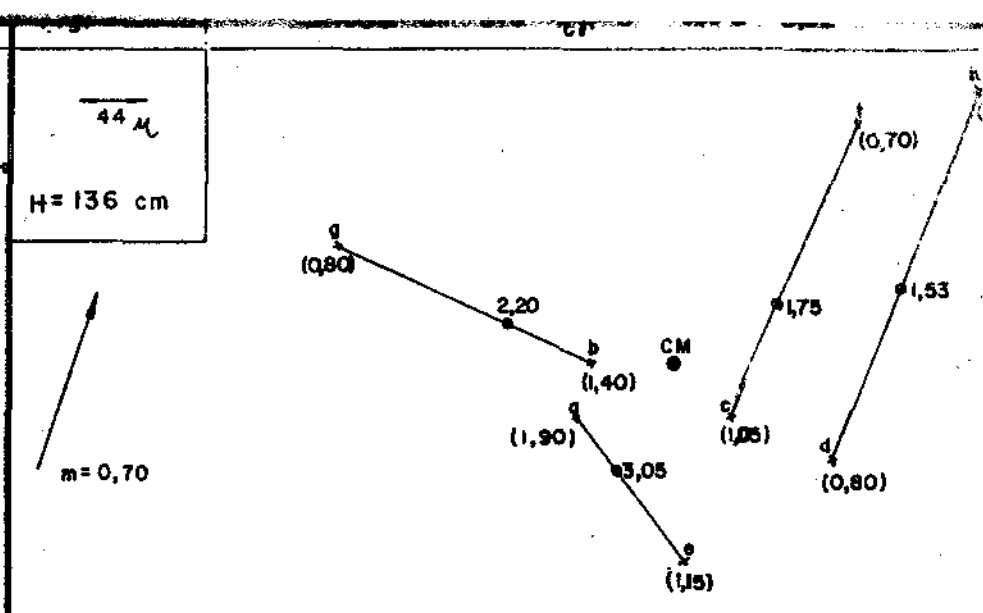
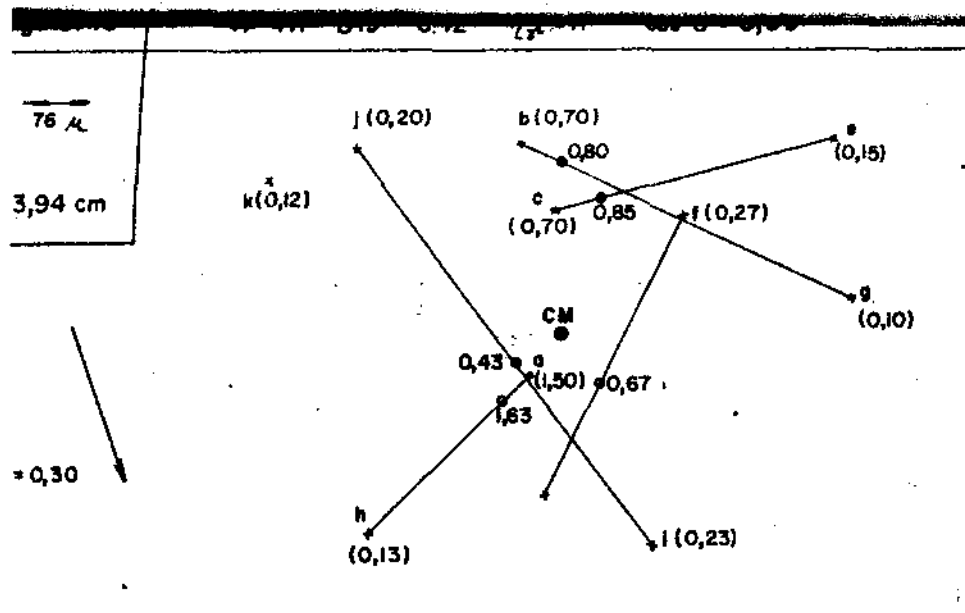
$\overline{88 \mu}$

H = 125 cm



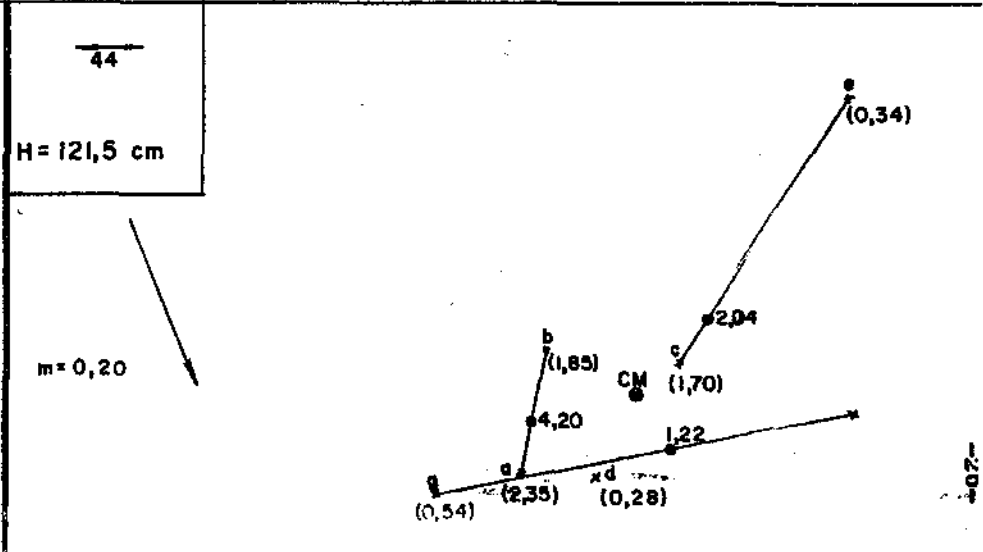
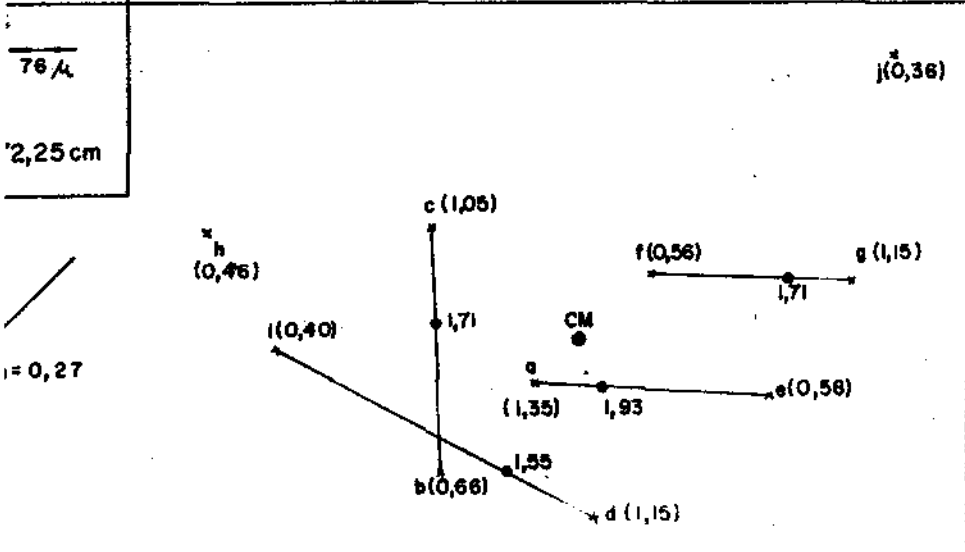
m = 0,50



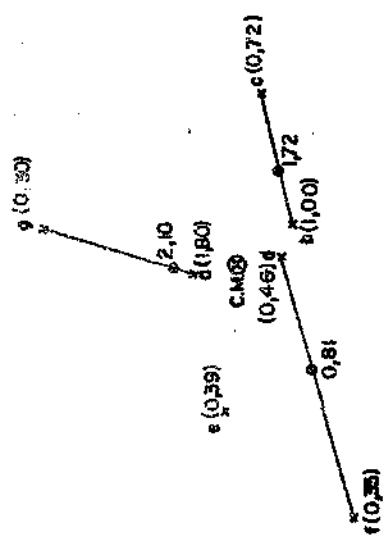
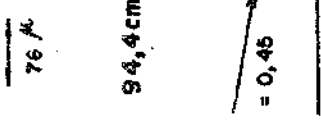


l. 9.15 # 503 B23 C.12  $\eta_{\gamma} = 10$   $\cos \theta = 0,96$

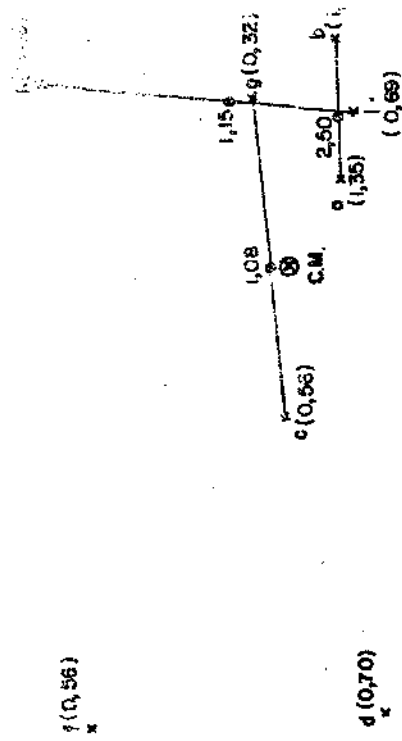
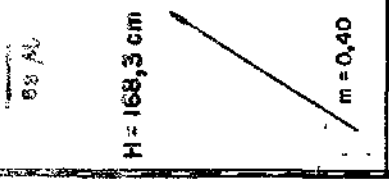
fig. 9.16 # 801 B2 C.13  $\eta_{\gamma} = 7$   $\cos \theta = 0,98$



# 205 B27 C.12  $\gamma_2 = 7$   $\cos \theta = 0,91$



# 102 B2 C.12  $\gamma_2 = 8$   $\cos \theta = 0,89$



g. 9.19



# 807 B8 C.13  $\gamma_2 = 5$   $\cos \theta = 0,98$

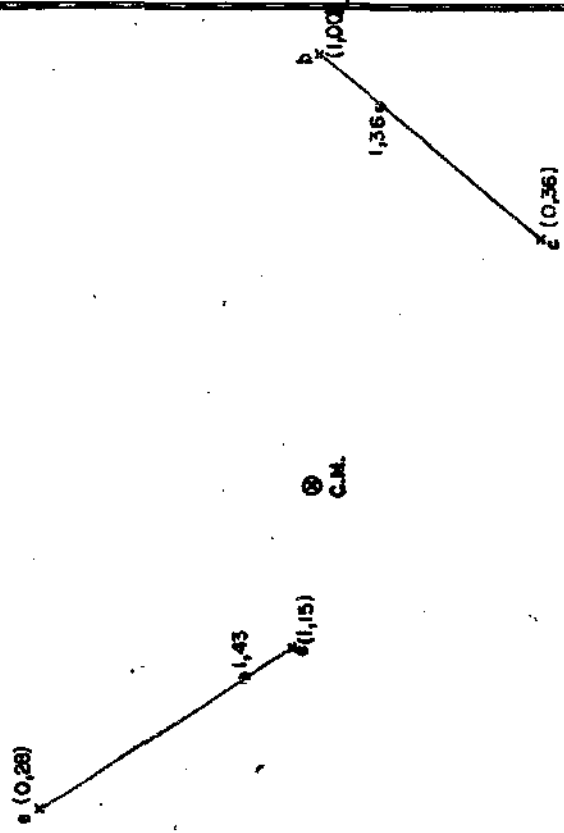
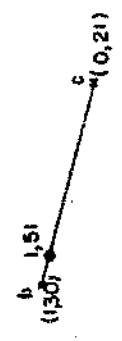
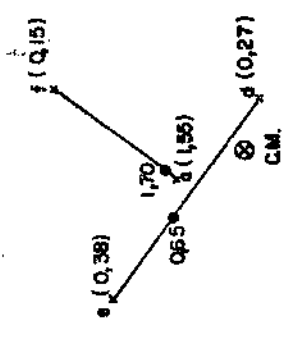
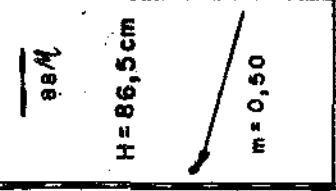


fig. 9.20



e (0,46)

88 μ

cm



$d(1,30)$

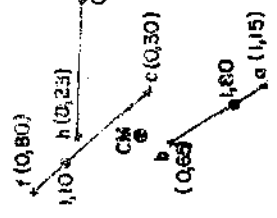
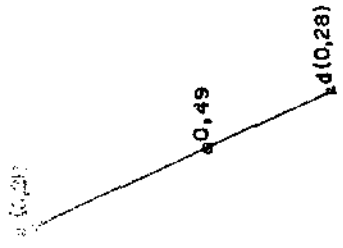
$f(0,96)$   
 $(1,70)$

CM  
 $b(2,00)$   
 $4.50$   
 $a(2,50)$

$e(0,72)$   
 $2.32$   
 $c(1,60)$

$H = 7.6$  cm

$m = 0,10$



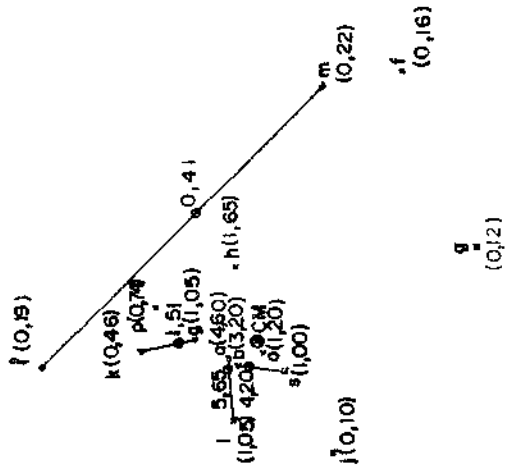
9.23

32 μ

,77

,30

# 802 B2 C.13  $r_p = 14$   $\cos \theta = 0,96$



$g(0,12)$

## II - Análise dos C-jatos

No fenômeno da produção múltipla de pions, se fôr admitida a independência da carga, deveria-se obter, em média um mesmo número de  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  e  $\pi^-$ . Sabe-se que os  $\pi^0$  se desintegram:

$$\pi^0 \longrightarrow 2 \gamma$$

com vida média  $\tau \approx 10^{-16}$  seg.

Supõe-se que os Raios-gama detetados nas interações descritas no presente trabalho, cujos diagramas de alvo podem ser vistos nas Figuras 9-1 a 9-23, sejam produtos secundários-da desintegração dos  $\pi^0$ . Para cada diagrama de alvo, que nos fornece a energia e as coordenadas de posição horizontal dos Raios-gama de uma interação, podem-se determinar os acoplamentos "mais prováveis"  $2 \gamma \longrightarrow \pi^0$ , obtendo-se assim para cada evento a energia e a direção mais prováveis dos  $\pi^0$  emitidos.

Entretanto pode ser visto no Ap. I que o acoplamento "mais provável" calculado, corresponde ao real somente em 80% dos casos. Por êste motivo, será feita primeiramente uma análise levando em conta apenas os dados experimentais obtidos diretamente, ou seja, a distribuição energética e angular dos raios-gama provenientes de cada interação nuclear.

### II-1 - Modêlo da Bola de Fogo

A análise que se pretende fazer, será baseada no seguinte modêlo da "Bola de Fogo".

1) Para cada interação, há formação de um ou mais Estados Intermediários (E.I.), com fatores de Lorentz suficientemente diferentes, de forma a permitir identificar o mais veloz dos eventuais companheiros.

2) Cada E.I., em seu referencial próprio, se desintegra isotropicamente em pions; os  $\pi^0$ , por sua vez se desintegram em raios-gama que são consequentemente emitidos isotropicamente de um centro comum o qual se move em relação ao sistema de Laboratório com o fator de Lorentz  $\gamma$  do E.I.

3) O espectro energético dos Raios-gama no sistema de repouso do seu E.I. é do tipo:

$$(1) \int N = N_0 \frac{4E^*}{\langle E^* \rangle^2} \exp\left(-\frac{2E^*}{\langle E^* \rangle}\right) dE^* d\left(\frac{\cos \theta^*}{2}\right)$$

Êste tipo de distribuição energética será justificado posteriormente, ao ser comparado com os resultados experimentais; apresenta a vantagem de ser de fácil manejo analítico.

Segundo denominação que se tornou comum na Literatura de R. C., chamamos aos Estados Intermediários Isotrópicos (E.I.I.) de Bolas de Fogo.

## II-2 - Distribuições energéticas dos Raios-gama

Aplicando uma transformação de Lorentz à distribuição energética apresentada no item II-1, obtém-se para o sistema de Laboratório, uma distribuição diferencial com a seguinte forma:

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \exp(-E/\Gamma \langle E^* \rangle) \cdot \frac{1}{\Gamma \langle E^* \rangle} \quad (2)$$

onde  $\Gamma$  é o fator de Lorentz do E.I. no referencial de Laboratório; a distribuição integral será, cf. Ap. II:

$$F(E) = N_0 \exp(-E/\Gamma \langle E^* \rangle) \quad (3)$$

A distribuição (3) mostra que, no sistema de Laboratório, a distribuição energética integral deve ser do tipo exponencial, sendo a energia média (nêsse sistema):

$$\langle E \rangle = \frac{\sum E \gamma}{N_0} = \Gamma \langle E^* \rangle \quad (4)$$

Nas distribuições energéticas integrais que estão representadas na Figura 10, foram incluídos juntamente com os dados experimentais do presente trabalho ( que representam ~ 25% do total ), aquêles obtidos na análise das Câmaras 12 e 13 por outros grupos da CBJ<sup>(3)</sup>, assim como os obtidos através de Câmaras expostas em balões<sup>(3)</sup> (num total de 107 interações).

A faixa total de energia que abrange o intervalo de  $0,3 \leq \sum E \gamma / \text{TeV} \leq 20$ , foi subdividida em seis sub-intervalos. Tomando-se os dados da Figura 10, pode-se obter para cada sub-faixa energética os valores de  $N_0$  e  $\langle E \rangle$  que constam da Tabela III.

Verifica-se que o valor de  $N_0^{(*)}$  não apresenta variação com  $\langle \sum E \gamma \rangle$  na faixa energética em estudo. Por outro lado, (através de observação com emulsões puras) é bem conhecido o fato de que a multiplicidade média total de pions é:

$$\langle N \pi \rangle \propto E_0^{1/4} \quad (\text{onde } E_0 \text{ é a energia do hadron inicial})$$

(\*) Os valores de  $N_0$  foram obtidos por extrapolação.

FIGURA 10

Espectro Energético Integral dos Raios-Gama, normalizado para uma desintegração (C-jatos-Colaboração Brasil-Japão)

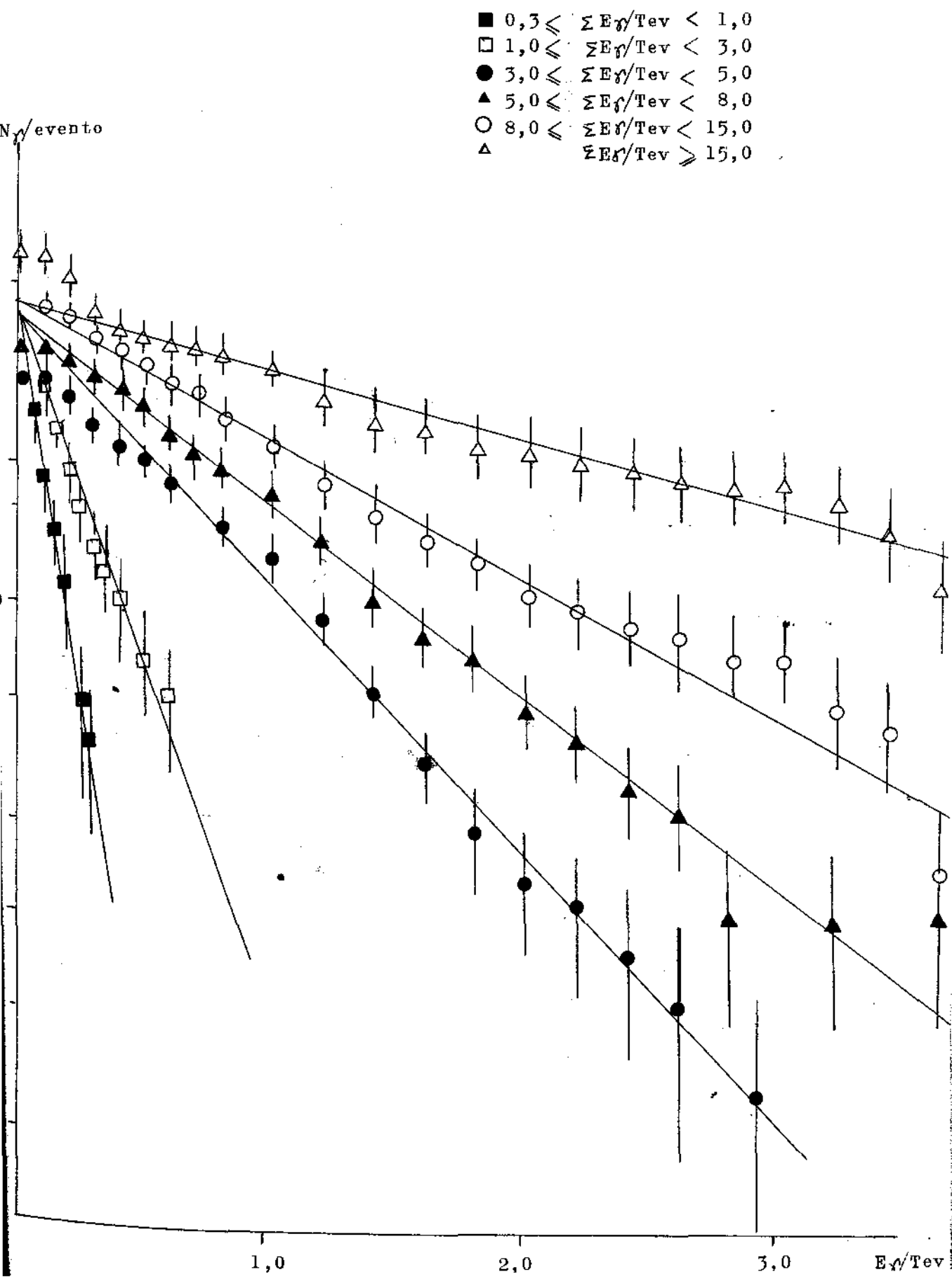




Tabela III (\*)

| Faixa energet./Tev | $\langle \sum E \gamma \rangle$ | obs/Tev | $N_0$         | $\langle E \rangle$ /Tev |
|--------------------|---------------------------------|---------|---------------|--------------------------|
| 0,3 ~ 1,0          |                                 | 0,77    | $8,5 \pm 1,2$ | $0,091 \pm 0,011$        |
| 1,0 ~ 3,0          |                                 | 1,51    | $8,0 \pm 0,7$ | $0,19 \pm 0,02$          |
| 3,0 ~ 5,0          |                                 | 3,72    | $8,5 \pm 0,5$ | $0,44 \pm 0,03$          |
| 5,0 ~ 8,0          |                                 | 5,89    | $9,0 \pm 0,6$ | $0,65 \pm 0,04$          |
| 8,0 ~ 15,0         |                                 | 9,38    | $8,5 \pm 0,8$ | $1,10 \pm 0,11$          |
| $\geq 15,0$        |                                 | 17,01   | $9,0 \pm 1,4$ | $1,89 \pm 0,30$          |

$$\langle N_0 \rangle = 8,5 \pm 0,3$$

Dentro do modelo da Bola de Fogo, enunciado no § II-1, se fôr aceita a evidência experimental de que  $N_0$  não depende de  $\sum E \gamma$ , e representa apenas o número de Raios-gama emitidos por uma Bola de Fogo, o aumento de  $\langle N_0 \rangle \propto E_0^{1/4}$  indicaria que, nas interações nucleares de alta energia, a produção múltipla de pions é precedida por emissão múltipla de BF, sendo que o número de Bolas de Fogo aumenta com a energia  $E_0$ . Nas condições da presente experiência, observam-se em geral somente os produtos da Bola de Fogo de maior energia.

Na Figura 10 verifica-se que os pontos experimentais para a faixa  $\sum E \gamma \geq 15$  Tev, estão acima do que se deveria esperar para uma exponencial pura. Pode-se entretanto verificar que o valor de  $N_0$ , obtido por extrapolação a partir de pontos correspondentes a  $\gamma$  de maior energia, coincide com o valor das outras distribuições; o excesso de contribuição para valores de energia menores, pode ser interpretado como evidência da existência de contaminação devido a uma segunda Bola de Fogo de menor energia. (\*\*)

Na Tabela III pode-se verificar que  $\langle E \rangle$  é proporcional a  $\sum E \gamma$ .

Por outro lado, sabe-se que através da análise dos momenta transversais<sup>(17)</sup>, para a faixa de  $\sum E \gamma$  em estudo, o valor de  $\langle E^* \rangle$  independe de  $\sum E \gamma$ , sendo que:  $\langle E^* \rangle = (160 \pm 10)$  Mev permite obter, cf. § II-4, uma boa representação dos dados experimentais.

(\*) Os erros constantes na Tabela III são somente erros estatísticos.

(\*\*) Ver no Apêndice III, discussões sobre contaminações devidas a interações sucessivas.

Da fórmula (4) pode-se obter:

$$\Gamma = \frac{\langle E \rangle}{\langle E^* \rangle} = \frac{\sum E \Gamma}{N_0 \langle E^* \rangle} = \frac{\sum E \gamma}{m_{\gamma}^* c^2} \quad (5)$$

onde  $m_{\gamma}^* = N_0 \langle E^* \rangle$  é a massa que o Estado Intermediário emite em seu referencial próprio sob forma de Raios-gama.

Conhecendo-se  $\langle E^* \rangle$  e  $\langle E \rangle$  pode-se portanto calcular o fator de Lorentz correspondente. A massa  $m_{\gamma}^*$  pode ser obtida independentemente através de

$$m_{\gamma}^* c^2 = \frac{\sum E \gamma}{\Gamma} \quad (6)$$

ou

$$m_{\gamma}^* c^2 = N_0 \langle E^* \rangle \quad (7)$$

Utilizando-se os valores de  $\langle E \rangle$  constantes da Tabela III e  $\langle E^* \rangle = 160$  Mev obtém-se pelas (5) e (6) os valores de  $\Gamma$  e  $m_{\gamma}^* c^2$  dados na Tab. IV.

Tabela IV

| $\langle \sum E \gamma \rangle / \text{TeV}$ | $\Gamma \langle E^* \rangle$ | $(\Gamma \pm \Delta \Gamma) 10^{-3}$ | $m_{\gamma}^* c^2 / \text{Gev.} c^{-2}$ |
|--|------------------------------|--------------------------------------|---|
| 0,77   | 0,091 $\pm$ 0,011            | 0,57 $\pm$ 0,07                      | 1,35 $\pm$ 0,16                         |
| 1,51   | 0,19 $\pm$ 0,02              | 1,18 $\pm$ 0,13                      | 1,28 $\pm$ 0,12                         |
| 3,72   | 0,44 $\pm$ 0,03              | 2,75 $\pm$ 0,16                      | 1,35 $\pm$ 0,09                         |
| 5,89   | 0,65 $\pm$ 0,04              | 4,05 $\pm$ 0,29                      | 1,45 $\pm$ 0,10                         |
| 9,38   | 1,10 $\pm$ 0,11              | 6,90 $\pm$ 0,65                      | 1,36 $\pm$ 0,13                         |
| 17,01  | 1,89 $\pm$ 0,30              | 11,80 $\pm$ 1,70                     | 1,44 $\pm$ 0,23                         |

Os erros constantes da Tab. IV são somente os erros estatísticos.

A média dos valores de  $m_{\gamma}^* c^2$  constantes da Tab. IV é:

$$\langle m_{\gamma}^* c^2 \rangle = (1,37 \pm 0,07) \text{ Gev}$$

de onde resulta para a multiplicidade média, cf. (7):

$$N_0 = \frac{\langle m_{\gamma}^* c^2 \rangle}{\langle E^* \rangle} = \frac{1370}{160} = 8,5$$

valor que concorda bem com a média dos valores observados cf. Tab. III.

Os resultados que acabam de ser apresentados mostram que, tomando-se:

$$N_0 = \text{constante} = 8,5$$

$$\langle E^* \rangle = \text{constante} = 160 \text{ Mev}$$

e portanto  $\langle m_{\gamma}^* \rangle = \text{constante} = 1,37 \text{ Gev}/c^2,$

é possível descrever satisfatoriamente através de (3) os dados experimentais em tôdas as faixas energéticas focalizadas.

Deve ser notado que o fato dessas grandezas não dependerem de  $\sum E_\gamma$  não foi introduzido a priori no modelo da B.F. utilizado; trata-se de uma consequência dos resultados experimentais.

Em consequência desses resultados verifica-se que, na faixa energética considerada, os espectros energéticos diferem entre si apenas por transformações de Lorentz. De fato, introduzindo-se a energia fracionária  $R = E_\gamma / \sum E_\gamma$  verifica-se que o espectro energético fracionário  $N(E, \leq E_\gamma) = N_0 \exp(-R/R_0)$ , onde  $R_0 = 1/N_0$ , descreve adequadamente os dados experimentais; isso pode ser visto na Fig. 11, na qual dá-se, para  $N_0 = 8,5$ ,

$$y = \frac{N(E, \leq E_\gamma)}{N_0 \exp\left(\frac{-N_0 E}{\sum E_\gamma}\right)} \quad \text{vs} \quad \frac{E_\gamma}{\sum E_\gamma} \quad ; \quad \text{os pontos estão distribuídos}$$

dos sobre uma faixa paralela ao eixo dos x em torno de  $y = 1$ .

Para os 23 C-jatos descritos no presente trabalho, os dados brutos, resumidos sob forma diferencial, evento por evento, são apresentados na Fig. 12. Na Fig. 13 está representado o espectro de energia fracionária que inclui apenas os dados desses 23 C-jatos. Nota-se que os valores de  $N_0$  e de  $R_0$  são consistentes com os obtidos na análise anterior.

### II-3 - Distribuições angulares dos Raios-gama

Com diagramas de alvo de Raios-gama de interações nucleares, tais como os apresentados nas Figuras 9-1 a 9-23, é possível obter as distribuições angulares dos Raios-gama se forem conhecidos:

a) o ponto, no diagrama de alvo, que corresponde à direção de movimento da Bola de Fogo.

b) a altura da interação

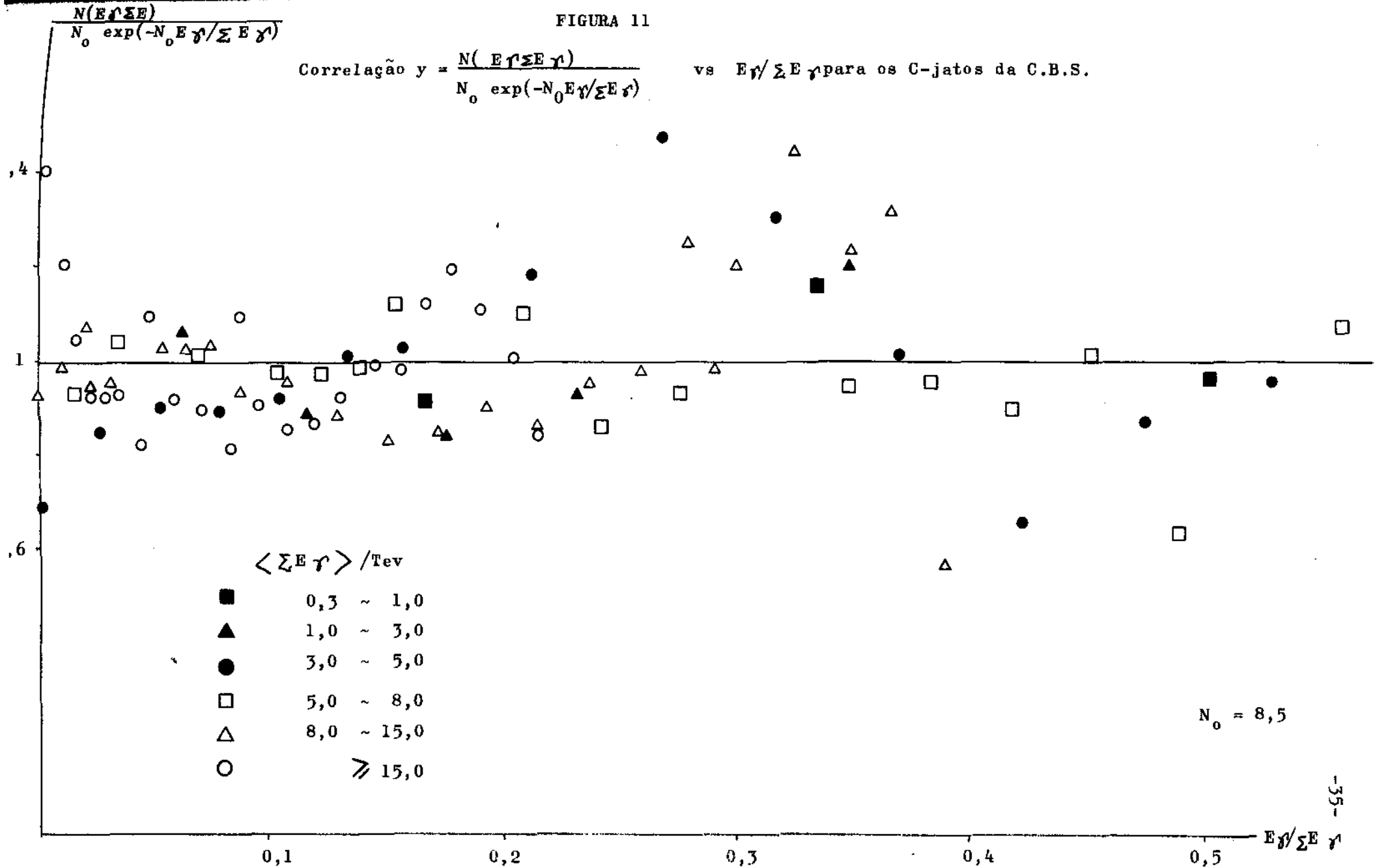
A direção de incidência da Bola de Fogo foi considerada, no diagrama de alvo, como coincidente com o centro ponderado de energia, dado pelas coordenadas:

$$X_{BF} = \frac{\sum_i E_i X_i}{\sum_i E_i}$$

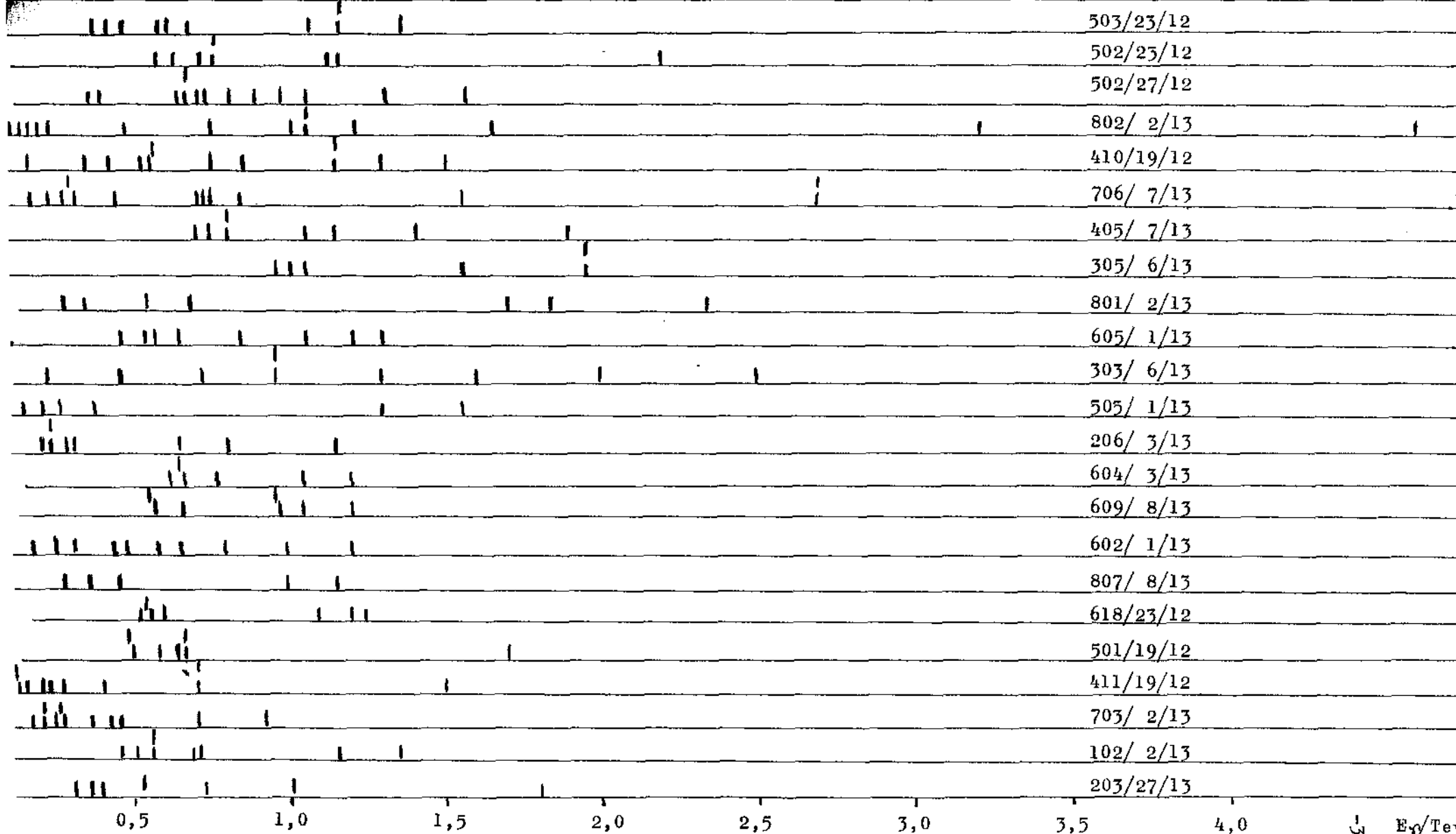
$$Y_{BF} = \frac{\sum_i E_i Y_i}{\sum_i E_i}$$

onde:  $E_i$  é o valor da energia de cada Raio- $\gamma$  constante do diagrama de

FIGURA 11



ESPECTRO ENERGÉTICO DIFERENCIAL EVENTO POR EVENTO DOS C-JATOS CUJOS DIAGRAMAS DE ALVO ESTÃO REPRESENTADOS NAS FIGURAS 9-1 A 9-23



0,5      1,0      1,5      2,0      2,5      3,0      3,5      4,0

$N \gamma / \text{evento}$

FIGURA 13

Espectro Energético Fracionário

(23 C-Jatos apresentados nos diagramas de alvo 9-1 a 9-23).

$$R_0 = \frac{\langle E^* \rangle}{M \gamma c^2} = 0,104$$

$$(N_0)_{\text{extrap.}} = 9,5 \pm 0,8$$

1.0

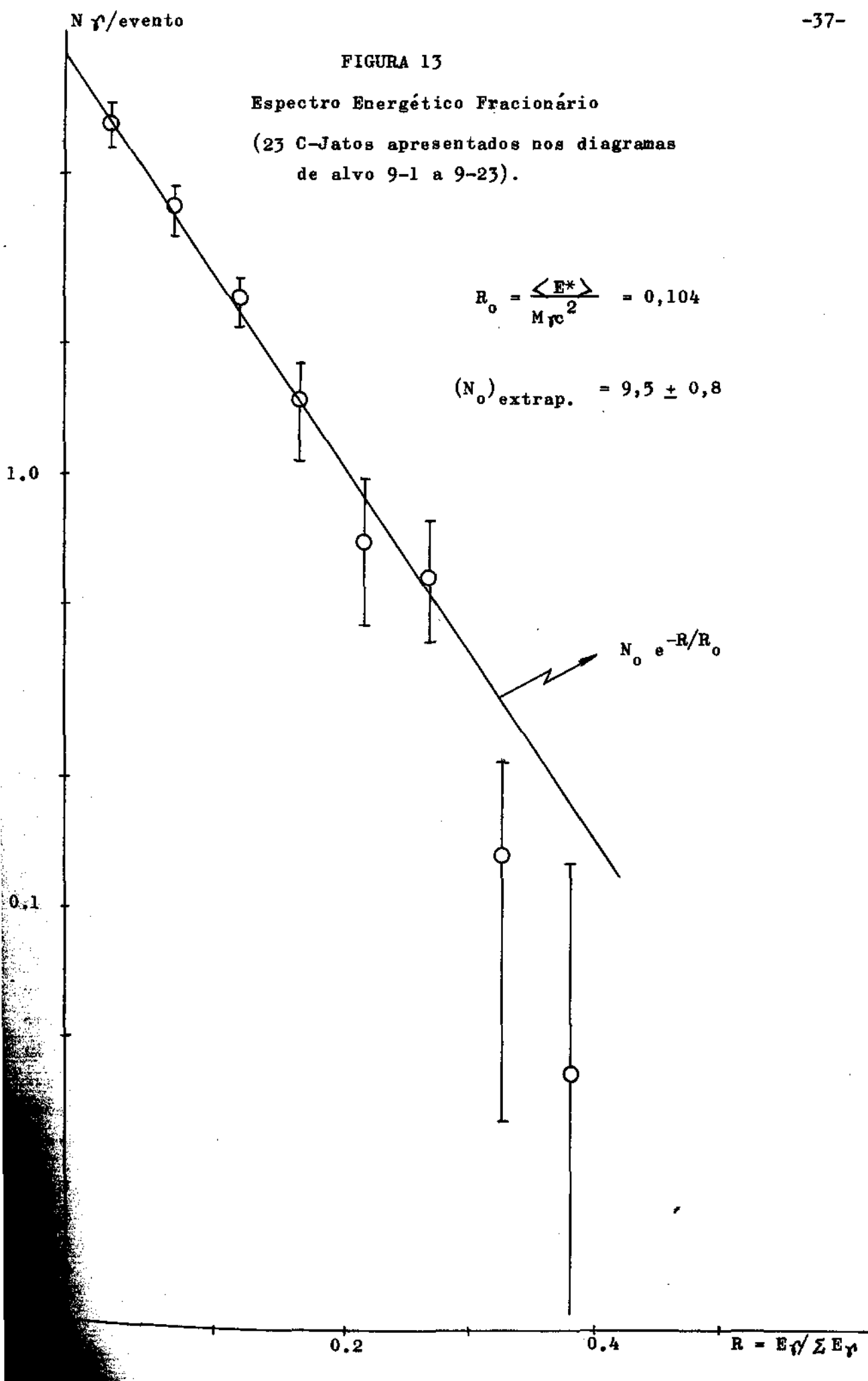
$N_0 e^{-R/R_0}$

0.1

0.2

0.4

$R = E \gamma / \sum E \gamma$



alvo considerado;  $x_i$  e  $y_i$  suas coordenadas em relação a uma origem arbitrária, no plano do diagrama de alvo. Isso corresponde a escolher o ponto que anula a resultante dos momenta transversais dos Raios-gama.

Para altura de interação foi tomado um valor único para todas as interações, sendo este valor correspondente à altura média calculada com base na absorção exponencial dos hadrons no alvo. ( $\lambda_i = 72g \text{ xcm}^{-2}$ )

O resultado da análise de todos os diagramas de alvo dos C-jatos das Câmaras 12 e 13, sob forma de gráficos de Duller-Walker é mostrado na Fig. 14. Nesses gráficos é feita a correlação entre

$$y = \log \left\{ \frac{F(\theta)}{1 - F(\theta)} \right\}, \text{ onde } F(\theta) \text{ é a fração de}$$

Raios-gama com ângulo inferior a  $\theta$ , e  $x = \log \tan \theta$ .

Duller-Walker mostraram <sup>(18)</sup> que para a emissão isotrópica de partículas, a partir de um centro que se move em relação ao Sistema de Laboratório com um fator de Lorentz  $\beta_c$ , é válida a relação:

$$\frac{F(\theta)}{1 - F(\theta)} = (\beta_c \tan \theta)^2$$

A relação Duller-Walker para emissão isotrópica a partir de um centro, corresponderá, num papel di-log, a uma reta de coeficiente angular 2 em relação ao eixo das abscissas. Além disso, o ponto sobre essa reta, cuja ordenada é:  $\frac{F(\theta)}{1 - F(\theta)} = 1$ , o qual corresponde ao ângulo

mediano  $[\theta]_{1/2}$ , permite determinar o fator de Lorentz  $\beta_c$ , através da relação:

$$\beta_c = 1 / \tan[\theta]_{1/2}$$

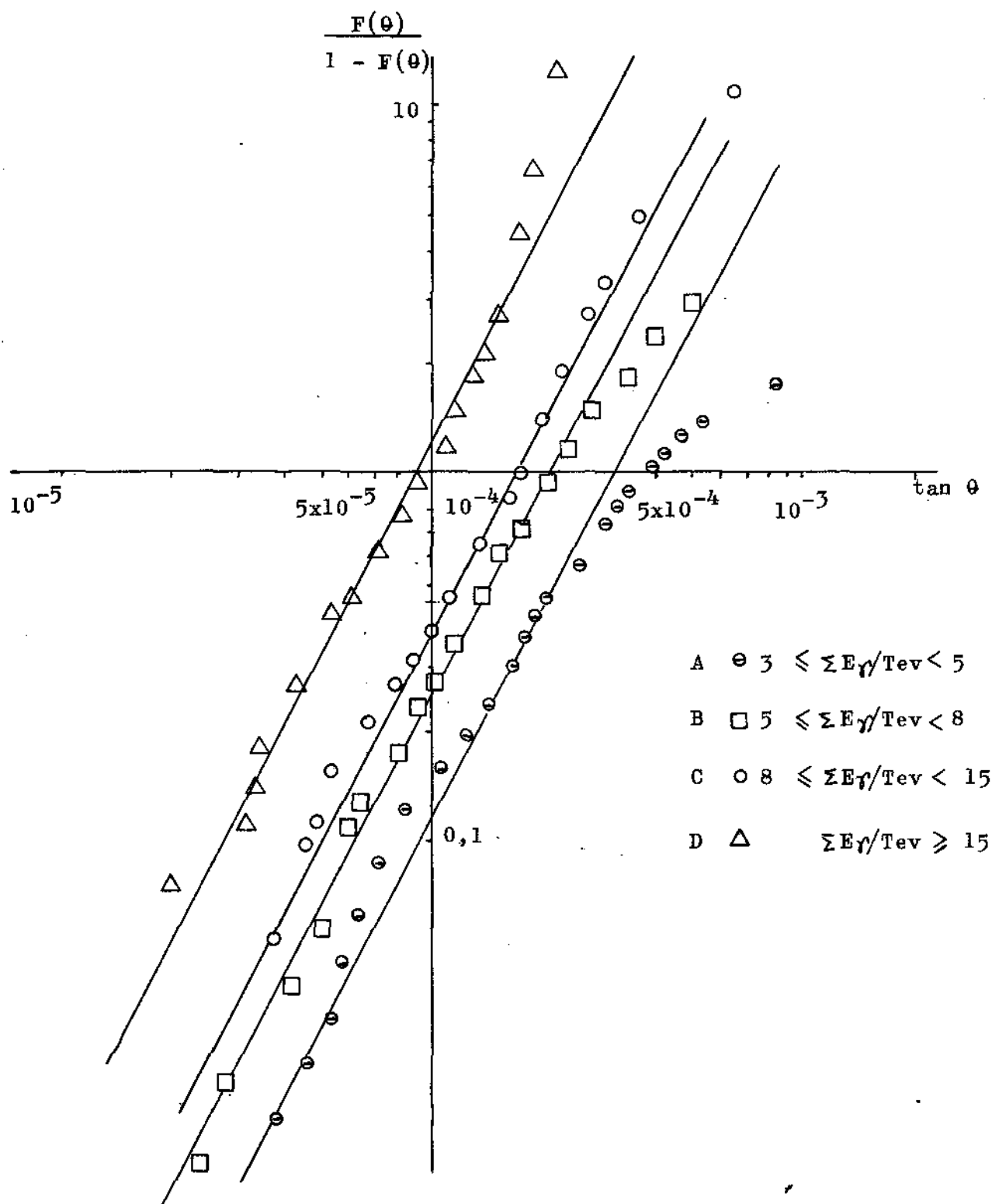
O exame das quatro curvas apresentadas na Fig. 14, mostra que a condição de isotropia é satisfeita com boa aproximação para ângulos inferiores a  $[\theta]_{1/2}$ .

Para ângulos maiores de  $[\theta]_{1/2}$ , nota-se que:

a) Nas faixas energéticas de A e B o valor de  $y$  e portanto do número de Raios-gama é menor do que aquele descrito pelas correspondentes distribuições isotrópicas extrapoladas. Esse resultado pode ser explicado levando-se em conta a existência de uma energia limiar para a detecção de Raios-gama e por serem as faixas A e B aquelas que correspondem a valores menores  $\sum E \gamma$ ; é óbvio que, em virtude da transformação de Lorentz, os Raios-gama de maior ângulo de emissão correspondem aos  $\gamma$  de me

FIGURA 14

Distribuição Angular dos C-jatos da Colaboração Brasil-Japão  
na representação de Duller-Walker





nor energia no Sistema de Laboratório.

b) Na faixa energética C há consistência com isotropia.

c) Na faixa energética D o número de raios-gama observados é maior do que o previsto para a distribuição isotrópica extrapolada. Esse resultado deve ser esperado, pois, aumentando-se o valor de  $\sum E_\gamma$ , deve aumentar o número de Raios-gama devidos a contaminação de Bolas de Fogo de menor energia que atingem a energia limiar de observação.

Com os valores dos ângulos  $[\theta]_{1/2}$ , obtidos pela Fig. 14, sendo que para a curva A este valor foi obtido por extrapolação da parte retilínea, foram determinados os valores médios dos fatores de Lorentz no Sistema de Laboratório, para as quatro faixas de energia consideradas.

Os resultados se encontram na Tabela V.

| Faixa $\sum E_\gamma$ / Tev | $\langle \sum E_\gamma \rangle$ / Tev | Tabela V              |                        |  |
|-----------------------------|---------------------------------------|-----------------------|------------------------|--|
|                             |                                       | $[\theta]_{1/2}$ / rd | $\Gamma \cdot 10^{-3}$ | $\langle \sum E_\gamma \rangle / \Gamma \cdot 0.44$<br>$m_\gamma^* / \text{Gev}/c^2$ |
| A 3 ~ 5                     | 3,72                                  | $3,0 \times 10^{-4}$  | $3,3 \pm 0,6$          | $1,1 \pm 0,3$  |
| B 5 ~ 8                     | 5,89                                  | $2,0 \times 10^{-4}$  | $5,0 \pm 0,9$          | $1,2 \pm 0,3$  |
| C 8 ~ 15                    | 9,38                                  | $1,7 \times 10^{-4}$  | $5,9 \pm 1,2$          | $1,6 \pm 0,4$  |
| D $\geq 15$                 | 17,01                                 | $9,2 \times 10^{-5}$  | $10,9 \pm 4,8$         | $1,6 \pm 0,7$  |

Na Fig. 15 estão representados em gráfico di-log, os valores dos fatores de Lorentz em função de  $\sum E_\gamma$ , incluindo além daqueles constantes da Tab. V, outros obtidos pela CBJ através da análise de interações nucleares atmosféricas, assim como três valores obtidos por grupos Japoneses em câmaras expostas em balões<sup>(3)</sup>. Nota-se que  $\Gamma$  é proporcional a  $\sum E_\gamma$  dentro dos erros experimentais, para toda a faixa energética  $0,7 \leq \frac{\sum E_\gamma}{\text{Tev}} \leq 30$ ; isto confirma a constância de massa da

Bola de Fogo na região de energia considerada.

Com os dados da Tab. V determinou-se o valor da massa irradiada sob forma de Raios-gama no sistema de repouso da BF:

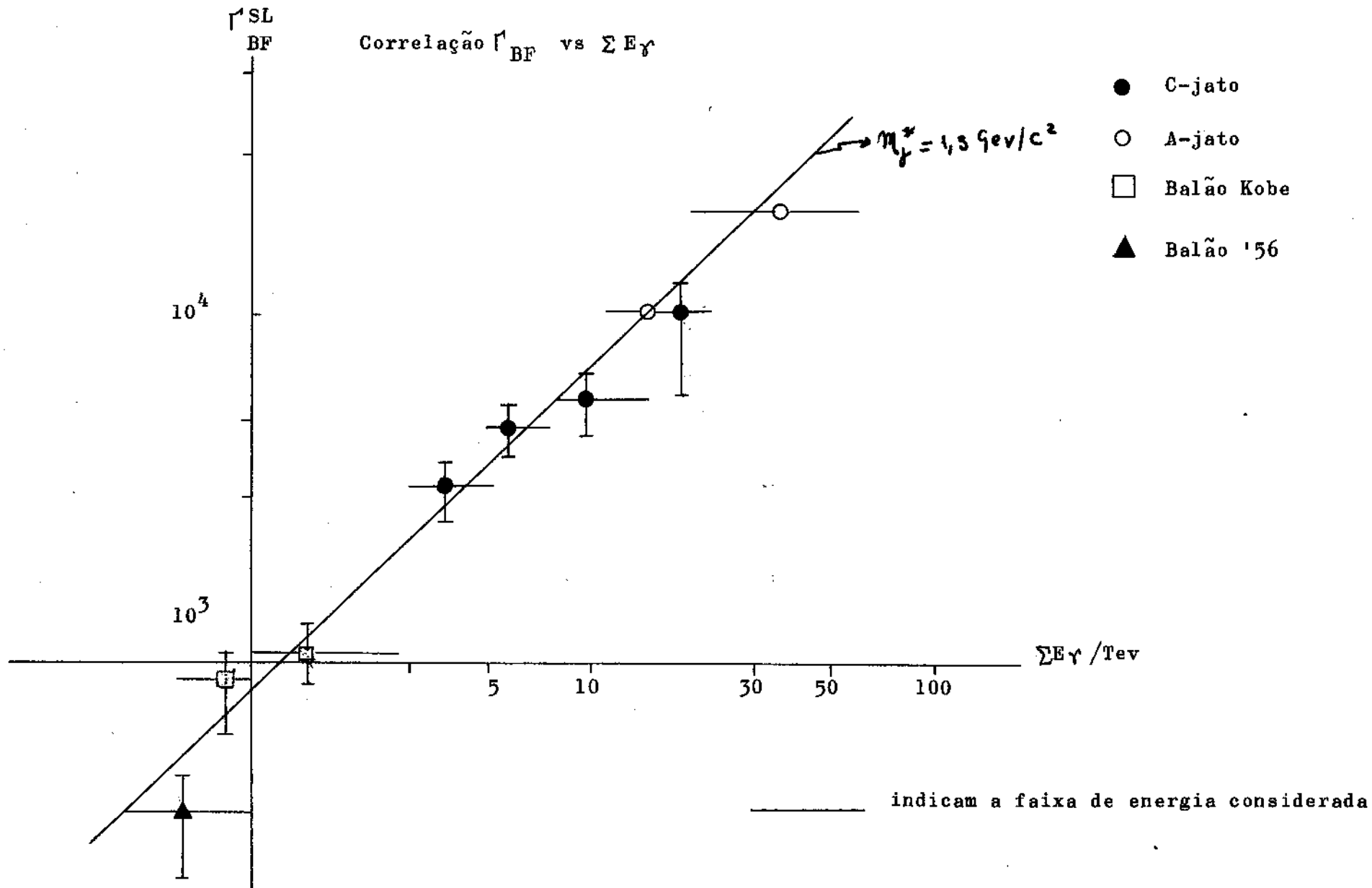
$$m_\gamma^* = (1,3 \pm 0,2) \text{ Gev}/c^2$$

onde 0,2 é apenas o erro estatístico da estimativa.

Sendo que a massa  $m_\gamma^*$  obtida no presente parágrafo independente de se conhecer o valor de  $\langle E^* \rangle$ , podem-se utilizar os resultados apresentados:

FIGURA 15

Correlação  $\Gamma_{BF}^{\text{SL}}$  vs  $\Sigma E_{\gamma}$



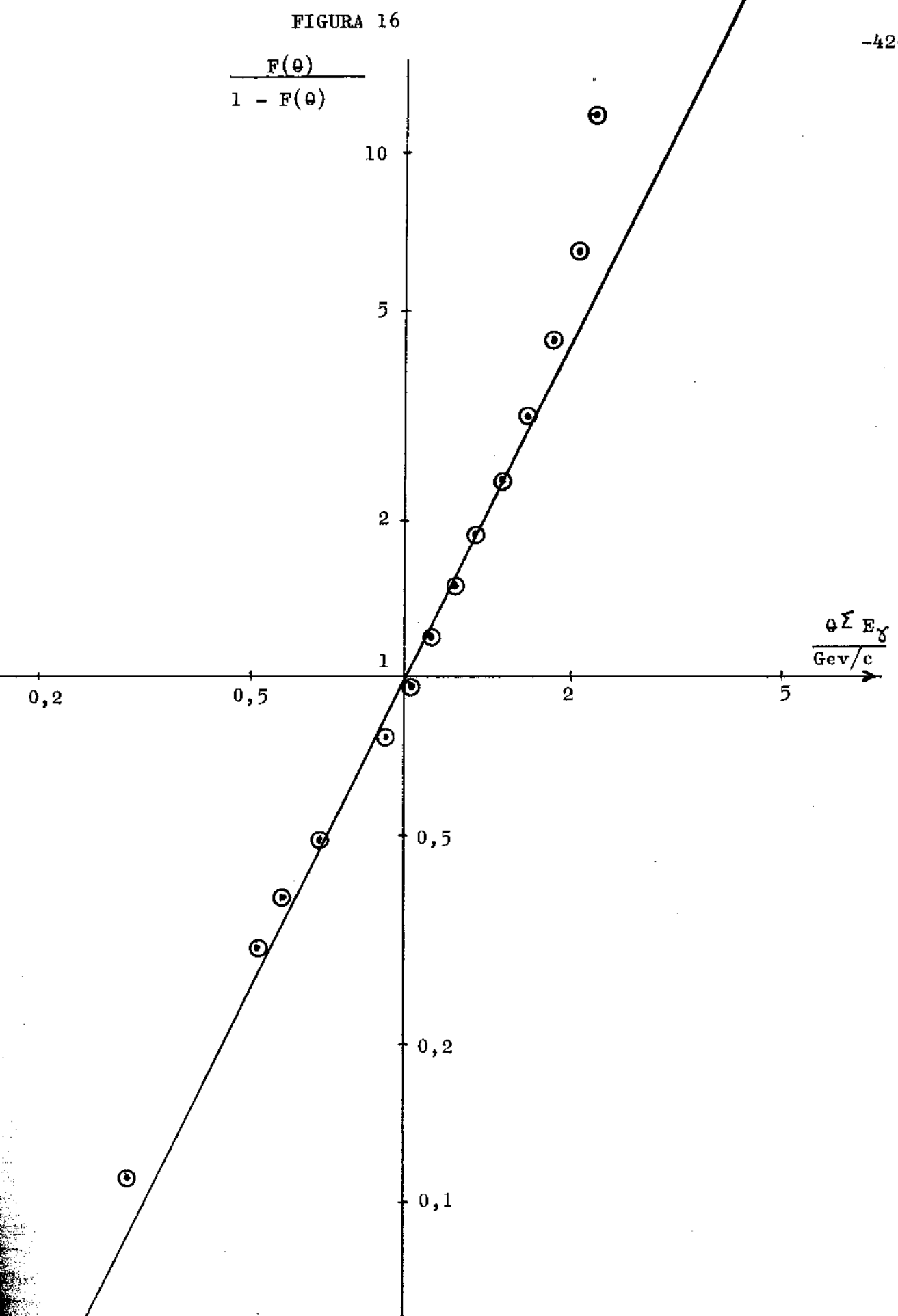
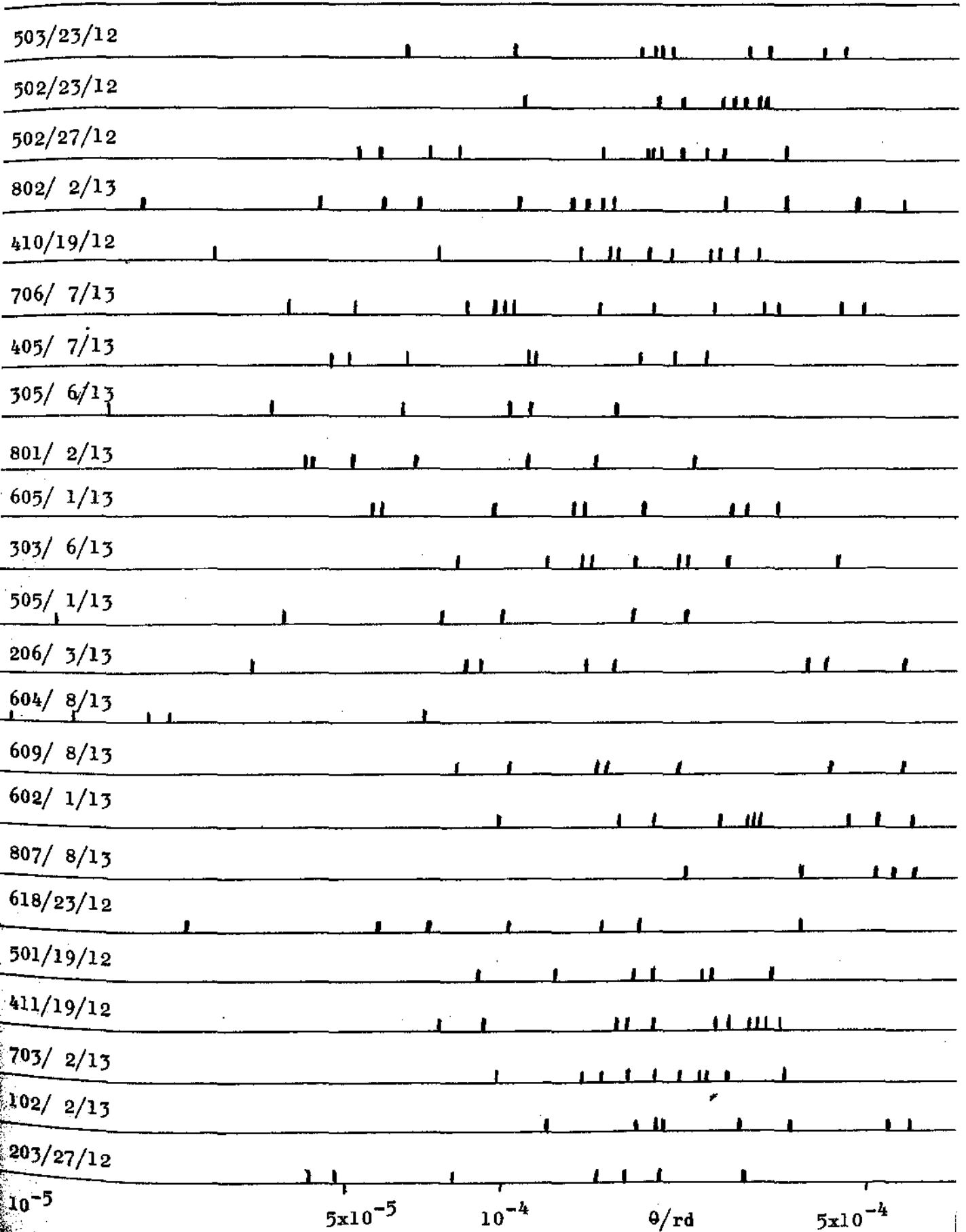


Diagrama de Duller-Walker para os C-jatos apresentados nos diagramas de alvo das Fig. de 9-1 a 9-23, normalizados para uma mesma energia.

FIGURA 17.

Distribuição angular diferencial evento por evento dos C-jatos representados nos diagramas de alvo das Figuras 9-1 a 9-23, considerando-se uma altura média de interação



$m_{\gamma}^*$  neste parágrafo e

$N_0$  no parágrafo anterior,

para se obter

$$\langle E^*_{\gamma} \rangle = \frac{m_{\gamma}^* c^2}{N_0} = (154 \pm 40) \text{ Mev} ,$$

valor êste que concorda com o obtido através de análise dos momenta transversais, cf. § II-4, e que foi utilizado na análise do § II-2.

Na Fig. 16 estão apresentados os resultados das 23 interações cujos diagramas de alvo foram apresentados no § I e cuja distribuição diferencial evento por evento se encontra na Fig. 17. Neste caso tomou-se por abscissa o valor  $\sum E_{\gamma} \tan \theta$  (em lugar de  $\tan \theta$ ), isto é  $\sum m_{\gamma}^* \tan \theta$ . Com esta mudança de variáveis, que corresponde a uma transformação de Lorentz, procede-se a uma normalização das distribuições angulares de forma que os pontos experimentais deveriam se encontrar aproximadamente sôbre uma mesma curva.

Utilizando os dados desta Figura, obtêm-se:

$$m_{\gamma}^* = (1,0 \pm 0,3) \text{ Gev}/c^2$$

valor êsse que é menor, porém consistente com os resultados da análise global incluindo todos os C-jatos da CBJ.

#### II - 4 - Distribuição dos momenta transversais

Os dados dos diagramas de alvo das interações individuais permitem obter uma correlação entre a energia do Raio-gama e seu afastamento lateral relativo à direção de incidência do E.I. (centro ponderado das energias).

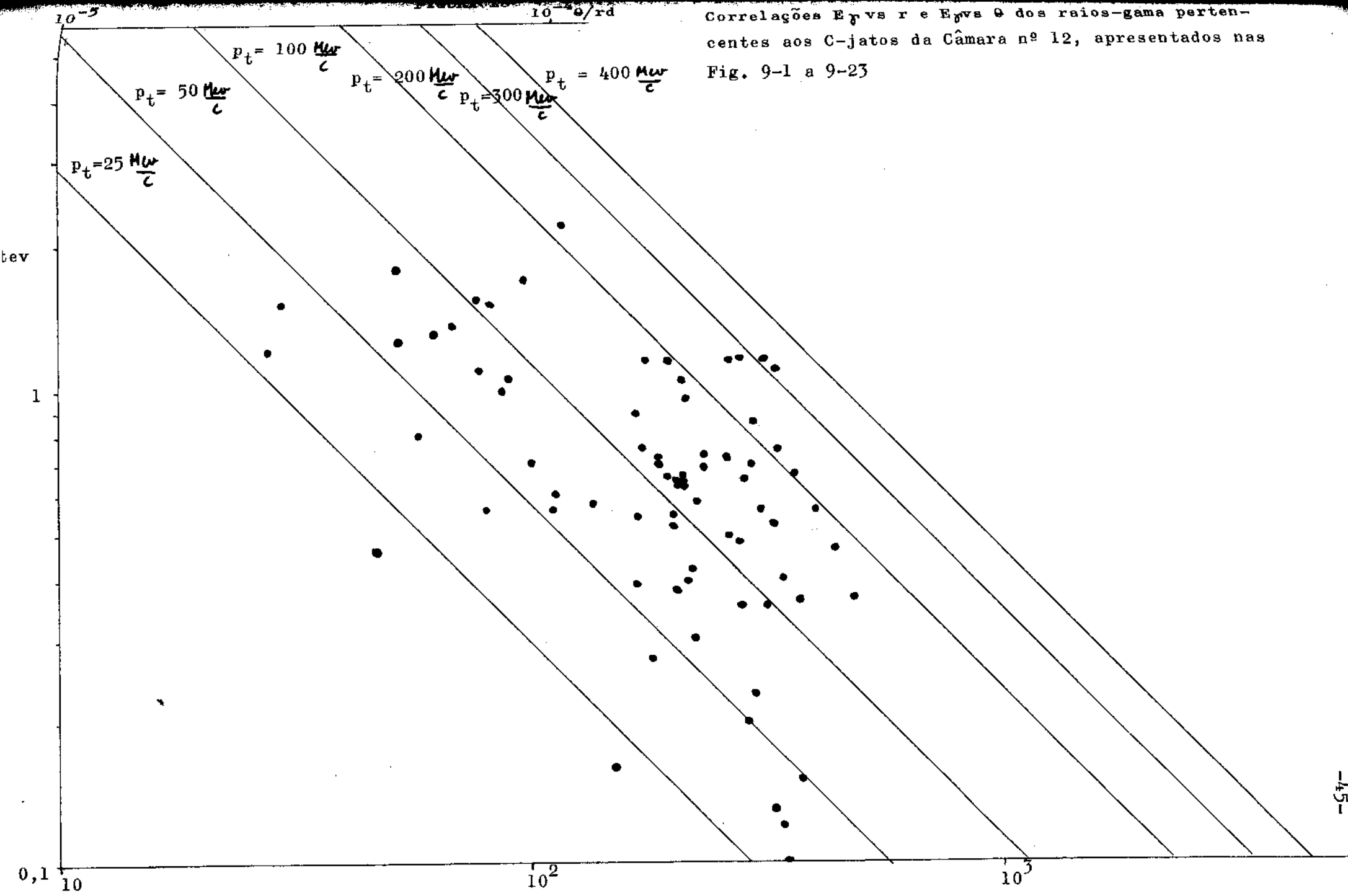
Adotando uma altura média de interação, conforme o § II-3, pode-se obter também a correlação energia vs ângulo de emissão.

As correlações  $E_{\gamma}$  vs  $d_{CM}$  (ou  $\theta_{\gamma}$ ) das interações analisadas pelo autor, são apresentadas separadamente para as câmaras nº 12 e 13 nas Fig. 18 e 19.

Nessas figuras, as retas de coeficiente angular -1 correspondem a valores de momenta transversais constantes.

Utilizando os dados das Fig. 18 e 19 obtêm-se as distribui

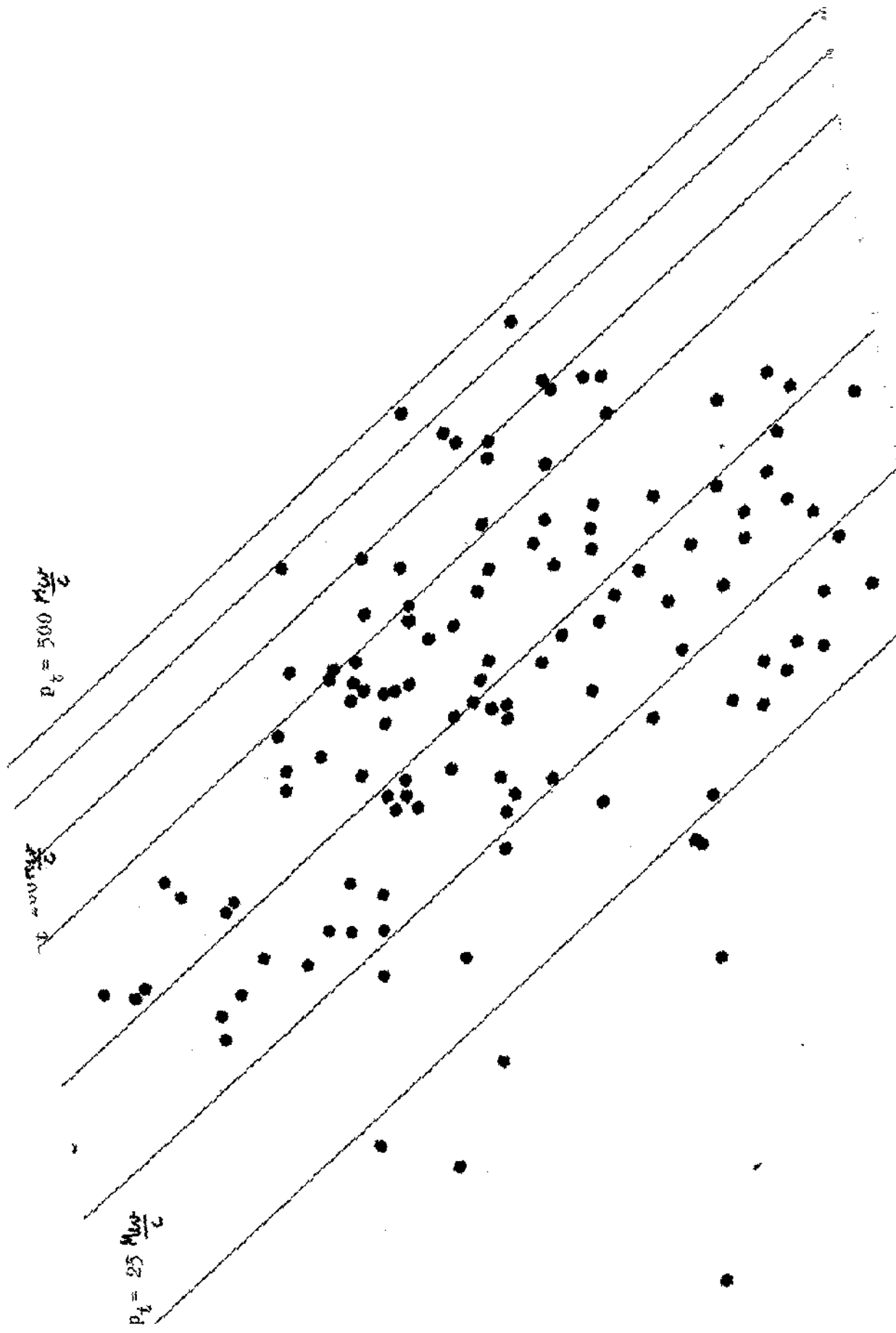
Correlações  $E_\gamma$  vs  $r$  e  $E_\gamma$  vs  $\theta$  dos raios-gama pertencentes aos C-jatos da Câmara nº 12, apresentados nas Fig. 9-1 a 9-23



$p_t = 500 \frac{\text{Mux}}{c}$

$\frac{Mux}{c}$

$p_t = 25 \frac{\text{Mux}}{c}$



ções diferenciais e integrais de momenta transversais para as interações constantes dos diagramas de alvo que se encontram nas Fig. 9-1 a 9-23.

Devido ao fato de não se conhecer a direção de incidência das Bolas de Fogo, e por ter utilizado como direção de incidência estimada o centro ponderado de energia dos raios- $\gamma$  de cada C-jato ( $\sum P_{Ti} = 0$ ), é óbvio que os momenta transversais calculados subestimam em média, os valores reais. O efeito acima mencionado foi estudado, utilizando-se diagramas de alvo de C-jatos simulados cf. Ap. I e verificou-se que a distorção introduzida na distribuição de  $P_T$  é compensada pela distorção devida ao limiar energético de detecção.

Para o modelo de BF considerado no § II-1, isto é para uma distribuição de Raios-gama, no sistema de repouso da BF, do tipo:

$$f(p^*, \theta^*) dp^* d(\cos \theta^*) = \frac{4 p^*}{\langle p^* \rangle^2} \exp\left\{-\frac{2p^*}{\langle p^* \rangle}\right\} dp^* \frac{1}{2} d(\cos \theta^*),$$

a distribuição de momenta transversais resulta do tipo:

$$\begin{aligned} f(p_t) dp_t &= \frac{4p_t}{\langle p^* \rangle^2} dp_t \int_1^\infty \frac{1}{(x^2 - 1)^{1/2}} \exp\left\{-\frac{2p_t x}{\langle p^* \rangle}\right\} dx = \\ &= \frac{4p_t}{\langle p^* \rangle^2} K_0 \left\{ \frac{2p_t}{\langle p^* \rangle} \right\} dp_t \end{aligned} \quad (8)$$

onde  $K_0$  é a função de Bessel modificada de índice zero.

A distribuição integral resulta:

$$\phi(p_t) = \frac{2p_t}{\langle p^* \rangle} K_1 \left\{ \frac{2p_t}{\langle p^* \rangle} \right\} \quad (9)$$

onde  $K_1$  é a função de Bessel modificada de índice 1.

Na Fig. 20 está representada a distribuição diferencial dos momenta transversais dos raios-gama das interações apresentadas no presente trabalho; na Fig. 21 se encontra a distribuição integral, na qual está desenhada a curva que corresponde à expressão (9) para

$$\langle p^* \rangle c = \langle E^* \rangle = 160 \text{ Mev.}$$

Na Fig. 22 estão representados os espectros integrais utilizando todos os dados sobre C-jatos da CBJ.

Os dados experimentais dos 23 C-jatos, divididos em 3 faixas energéticas, nos dão os resultados da Tab. VI para  $\langle P_T \rangle$ .



FIGURA 20

Distribuição diferencial dos momenta transversais dos C-jatos apresentados nos diagramas de alvo das figuras 9-1 a 23

$$\langle P_t \rangle = (135 \pm 7) \text{ Mev/c}$$

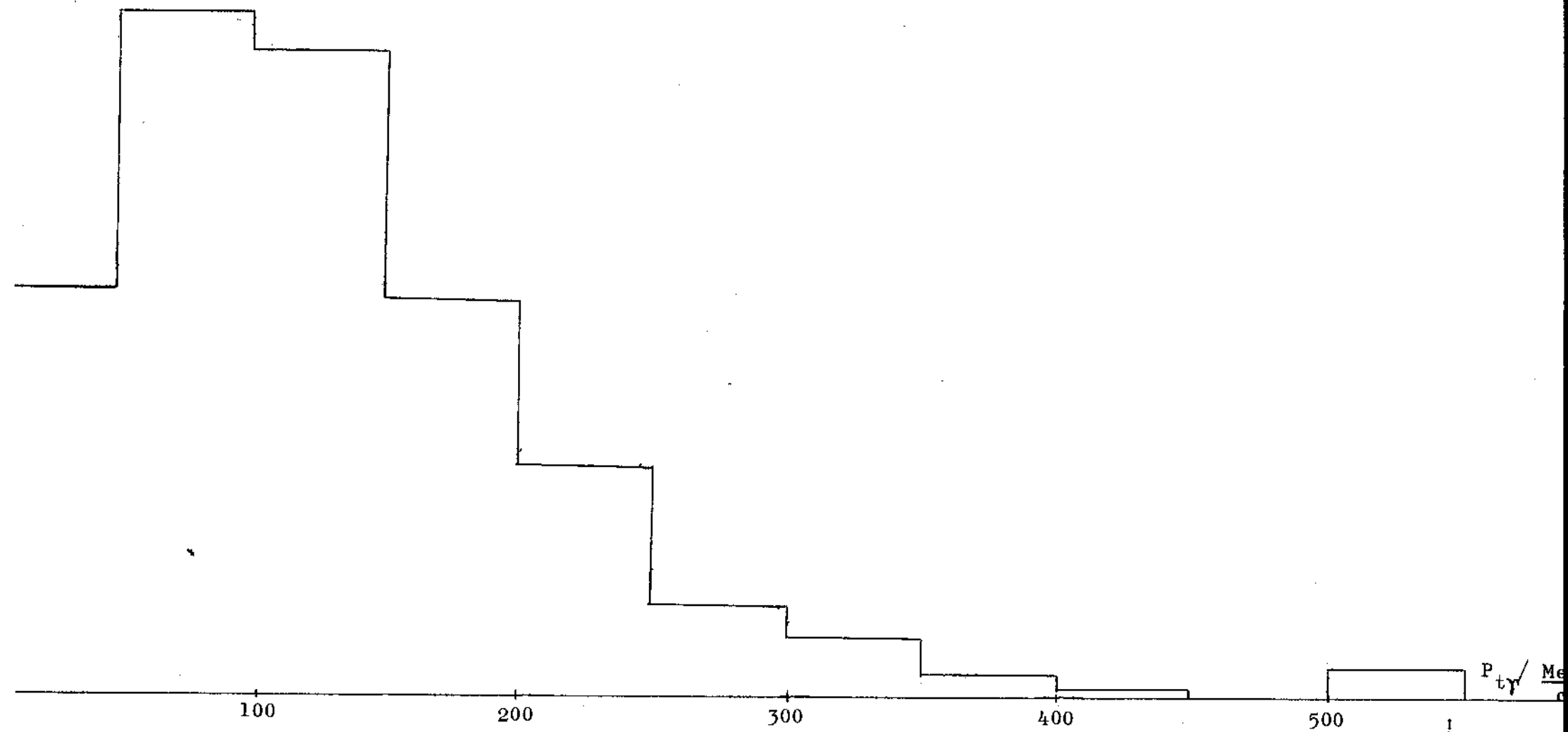


FIGURA 21

Distribuição Integral dos momenta transversais dos Raios-gama dos C-jatos apresentados nos diagramas de alvo de 9-1 a 9-23

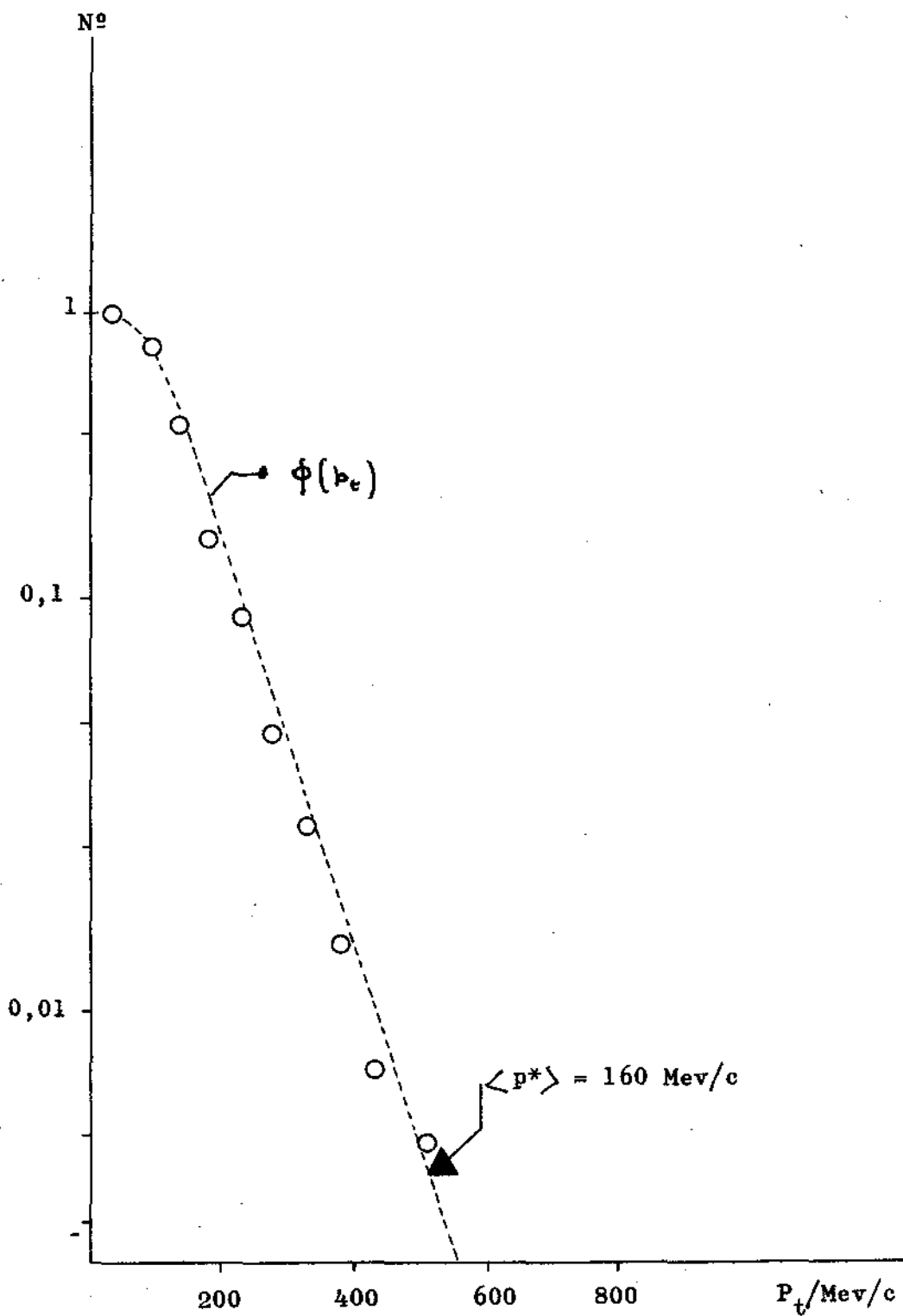


FIGURA 22

Distribuição Integral dos momenta Transversais  
 dos Raios-gama dos C-jatos da Colaboração  
 Brasil-Japão

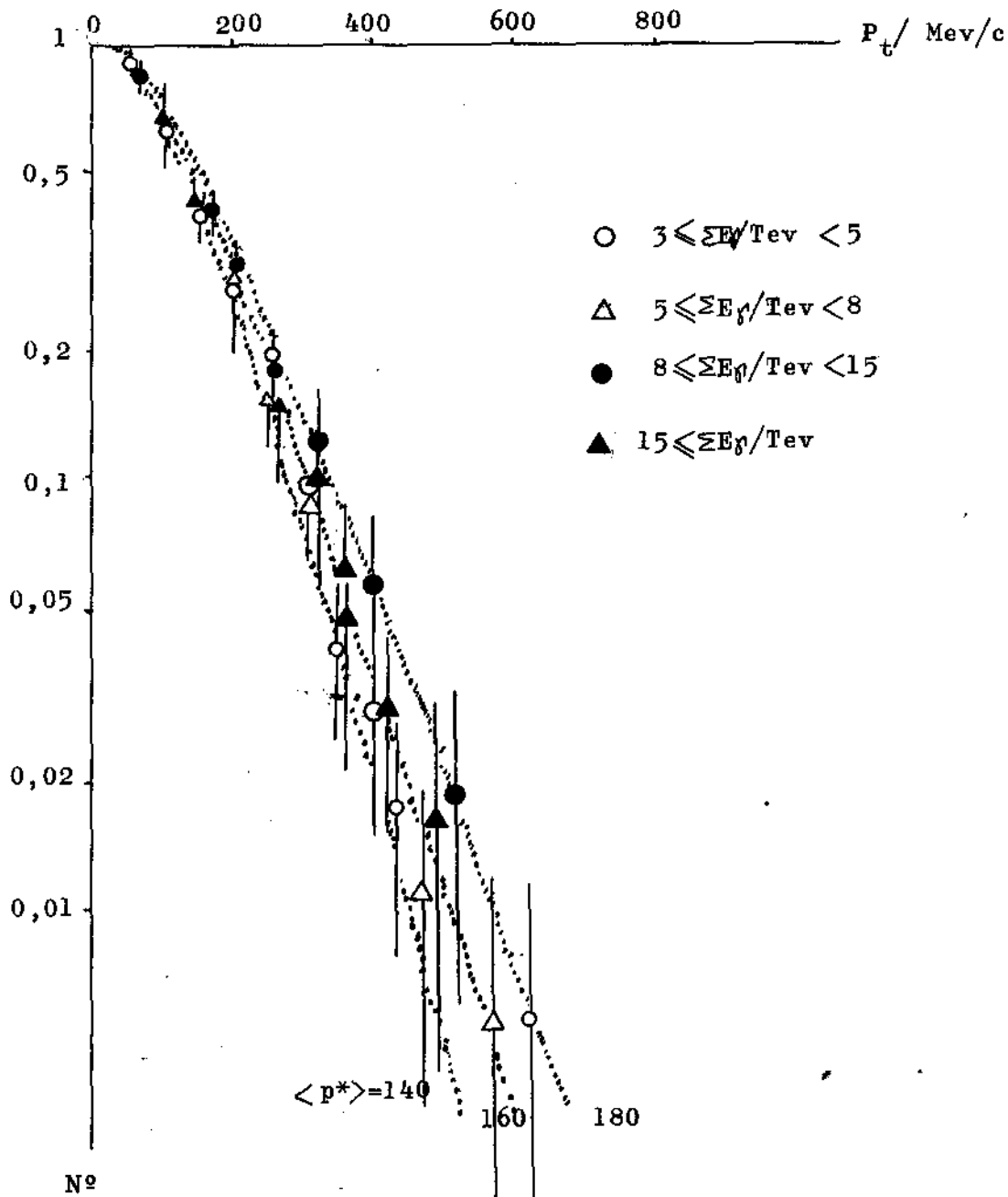


Tabela VI

| Região de energia/TeV | $\langle \Sigma E_{\gamma} \rangle / \text{TeV}$ | $P_T / (\text{Mev}/c)$ |
|-----------------------|--|------------------------|
| 3 ~ 5                 | 4,12   | 112 ± 10               |
| 5 ~ 8                 | 6,68   | 153 ± 15               |
| ≥ 8                   | 10,96  | 128 ± 10               |

Tanto a Fig. 22 como a Tab. VI mostram que não há variação substancial de  $\langle P_T \rangle$  com a energia; êste fato é conhecido desde 1956<sup>(\*)</sup>.

No modelo da BF adotado, a invariância de  $P_T$  com a energia incidente é uma consequência da invariância de  $\langle P^* \rangle$  com a energia incidente, isto é, mostra que a "temperatura" das BF produzidas, na faixa energética acima mencionada, é independente da energia incidente.

O fato de que a quantidade invariante é  $\langle p^* \rangle$ , é ilustrado pelas Fig. 23 a-b na qual estão representados  $\langle P_T \rangle$  em função de  $\Sigma E_{\gamma} \times \theta$  para os C-jatos dos diagramas de alvo apresentados nas figuras 9-1 a 23 e para os C-jatos da CBJ respectivamente. Nêsse gráfico, o ponto para o qual  $\Sigma E_{\gamma} \theta = \eta^*$  corresponde a  $\theta^* = \frac{\pi}{2}$ . Verifica-se que para ângulos menores de  $\pi/2$ ,  $\langle P_T \rangle$  acompanham aproximadamente a curva:

$$\langle P_T(\theta) \rangle = \langle P^* \rangle \text{ sen } \theta^* \quad \text{para}$$

$$\langle p^* \rangle = 160 \text{ Mev}/c ;$$

nessas figuras foram tomados somente os raios- $\gamma$  emitidos com  $\theta < \frac{\pi}{2}$

a fim de evitar as distorções introduzidas por:

- limiares energéticos de detecção de c.e.m.
- contaminação de raios- $\gamma$  devidos a Bolas de Fogo simultâneas, mas de energia menor.

O efeito (a) tende a excluir  $P_T$  de valor baixo (ângulos próximos de  $\pi$ ). O efeito (b) tende a dar valores de  $P_T$  maiores do que os esperados pois os estados intermediários devidos a um mesmo hadron, possuem momento transversal relativo.

---

(\*) Ver, todavia, IIIª parte, onde se mostra que existem E.I.I. de massa maior e  $\langle P_T \rangle$  maior do que aquêles detetados sob forma de C-jatos nas câmaras 12 e 13.

FIGURA 23a

Correlação  $P_t$  vs  $\theta \cdot \Sigma E_\gamma$  dos raios gama emitidos no cône "para frente" no S.R.B.F. utilizando os C-jatos apresentados nas Fig. 9-1 a 9-23

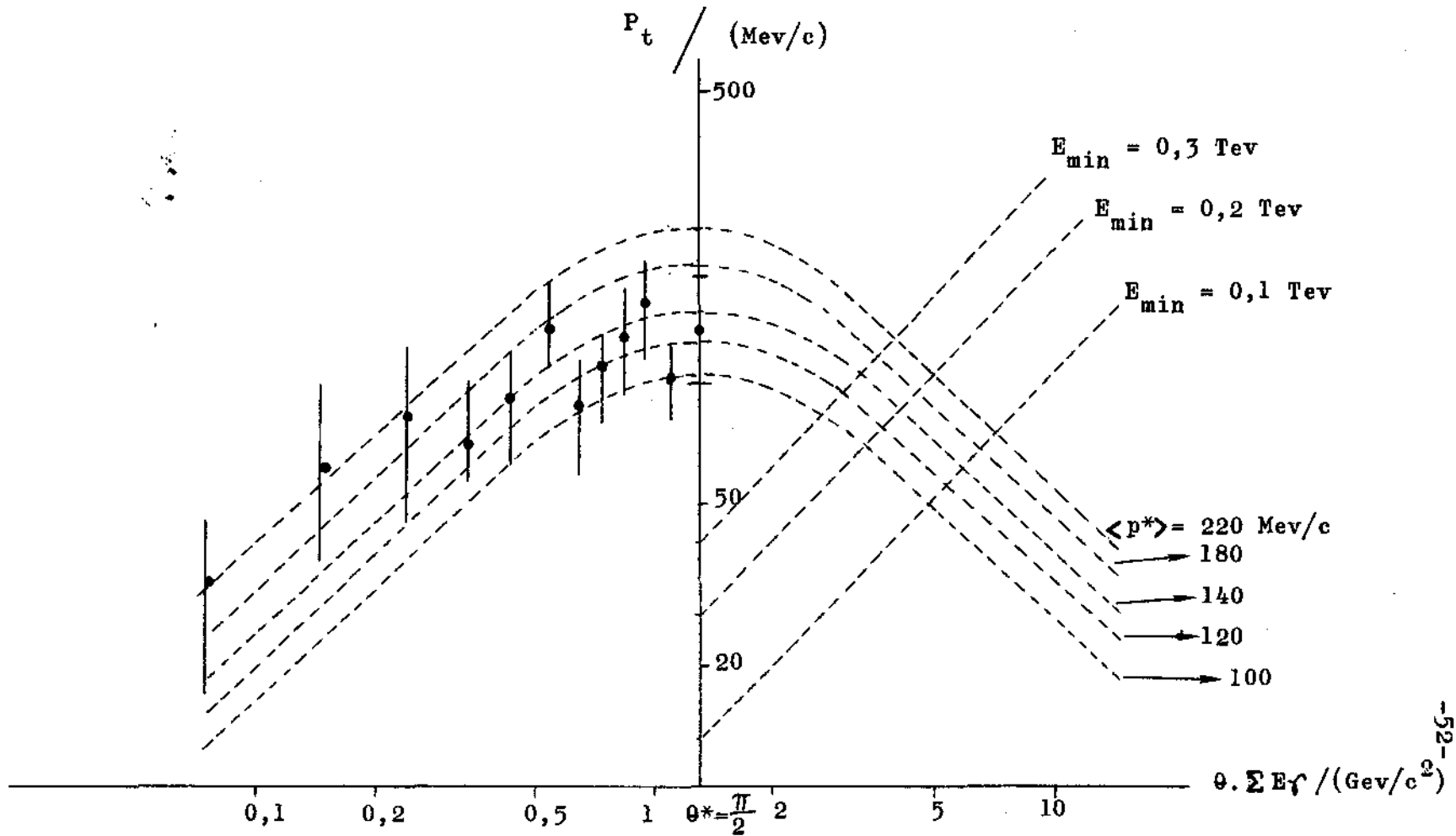
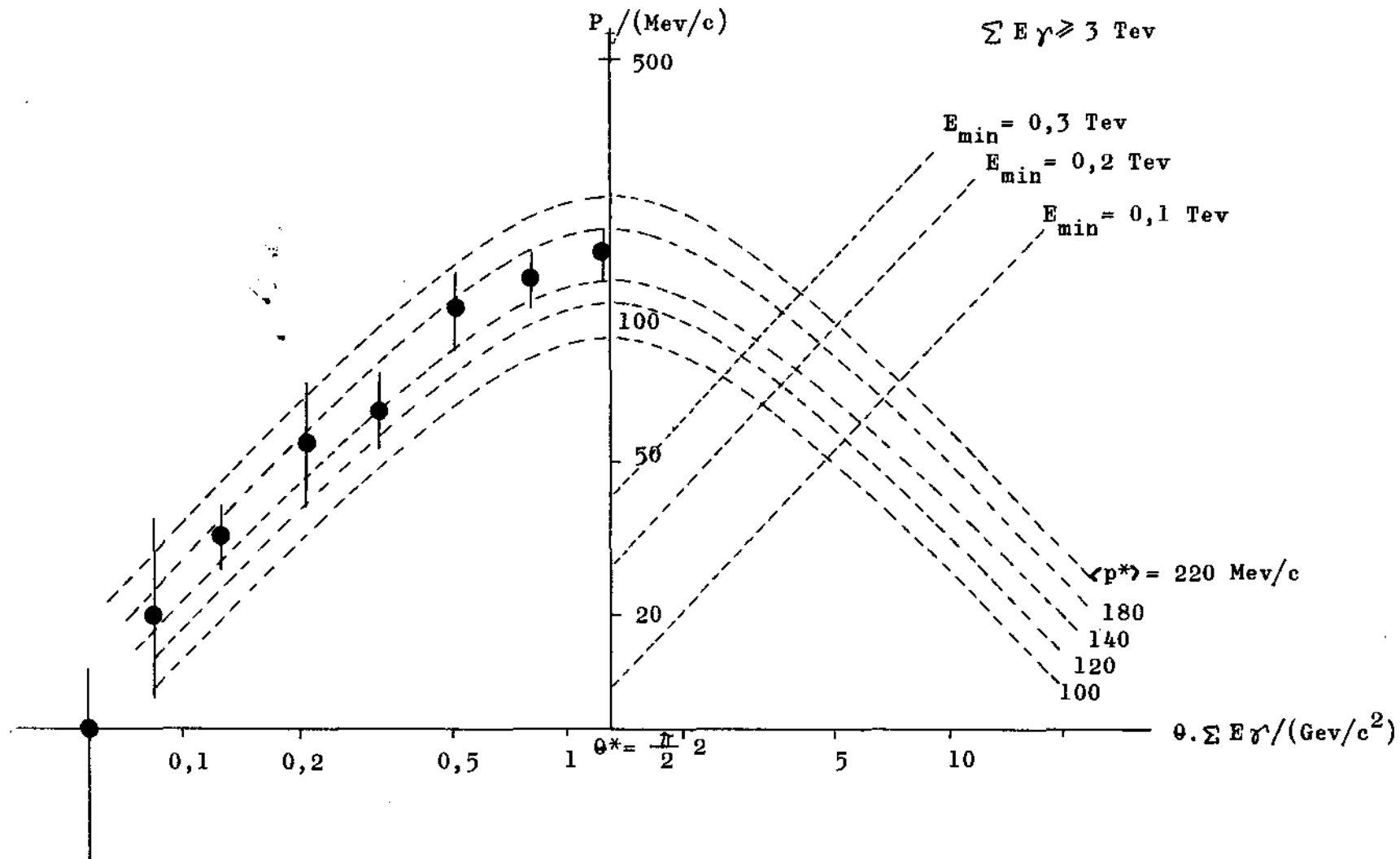


FIGURA 23b

Correlação  $p_t$  vs  $\theta \cdot \Sigma E_\gamma$  dos raios-gama emitidos no cône "para frente" no S.R.B.F.,  
 utilizando todos os C-jatos da Colaboração Brasil-Japão.



## II - 5 - Análise Individual

Através da análise estatística apresentada nos § II-2,3,4, verificou-se que o modelo da BF enunciado no § II-1 representa satisfatoriamente os resultados experimentais.

No presente parágrafo, é apresentada uma análise das interações individuais, utilizando apenas a hipótese de que, na produção múltipla de pions, intervêm Estados Intermediários.

Se  $\Gamma$  é o fator de Lorentz de um E.I.I. e  $m_{\pi}^*$  é, no referencial do E.I. a massa emitida sob forma de Raios-gama, pode-se mostrar (20) que para emissão isotrópica (cf. Ap.II) valem as seguintes correlações:

$$\sum_{\theta_i \leq \theta} \frac{E_{\gamma}(\theta_i)}{\Gamma m_{\pi}^* c^2} \approx \left( 1 - \frac{1}{(1 + \Gamma^2 \theta^2)^2} \right) \quad (10)$$

$$\sum_{\theta_i \leq \theta} \frac{2 P_t(\theta_i)}{m_{\pi}^* c} \approx 2 \sum_{\theta_i \leq \theta} \frac{\theta_i E_{\gamma}(\theta_i)}{m_{\pi}^* c^2} \approx \arctan \Gamma \theta - \frac{\Gamma \theta (1 - \Gamma^2 \theta^2)}{(1 + \Gamma^2 \theta^2)^2} \quad (11)$$

As relações acima estão representadas sob forma de curvas universais nas Fig. 24 e 25.

A determinação de  $\Gamma$  e  $m_{\pi}^*$  para cada evento é feita construindo-se os gráficos experimentais  $\sum_{\theta_i \leq \theta} E_{\gamma}(\theta_i)$  e  $\sum_{\theta_i \leq \theta} P_t \gamma(\theta_i)$  e procurando o melhor ajuste das curvas universais com os pontos experimentais; considera-se que o diagrama de alvo de um evento corresponde a um E.I.I. quando é possível obter ajuste das duas correlações angulares com valores considerados de  $\Gamma$  e  $m_{\pi}^*$ .

A aplicação do método acima descrito a todos os 84 C-jatos da CBJ(\*\*) revelou que é possível obter-se um ajuste consistente das duas correlações, supondo um único E.I.I., em 78 casos. Em seis casos o ajuste só é possível introduzindo-se, para cada evento, dois E.I.I. (\*) cujos fatores de Lorentz, no referencial de Laboratório, estão na razão aproximada de 1:6.

As Fig. 26 e 27 ilustram dois casos típicos de consistência com um único centro emissor. A Fig. 28 ilustra um caso em que torna-se necessário introduzir dois centros emissores.

Os resultados da análise individual (nos casos de existirem dois centros emissores dá-se o valor correspondente ao E.I.I. de

(\*) Os valores das massas de cada EII em cada caso duplo são consistentes com a distribuição de valores das massas dos EII singulos.

(\*\*) Não foram analisados os eventos obtidos em vôo de Balão.

FIGURA 24

CORRELAÇÃO  $\frac{\sum E_{\gamma}}{\theta}$  vs  $\theta$

para E.I.I.

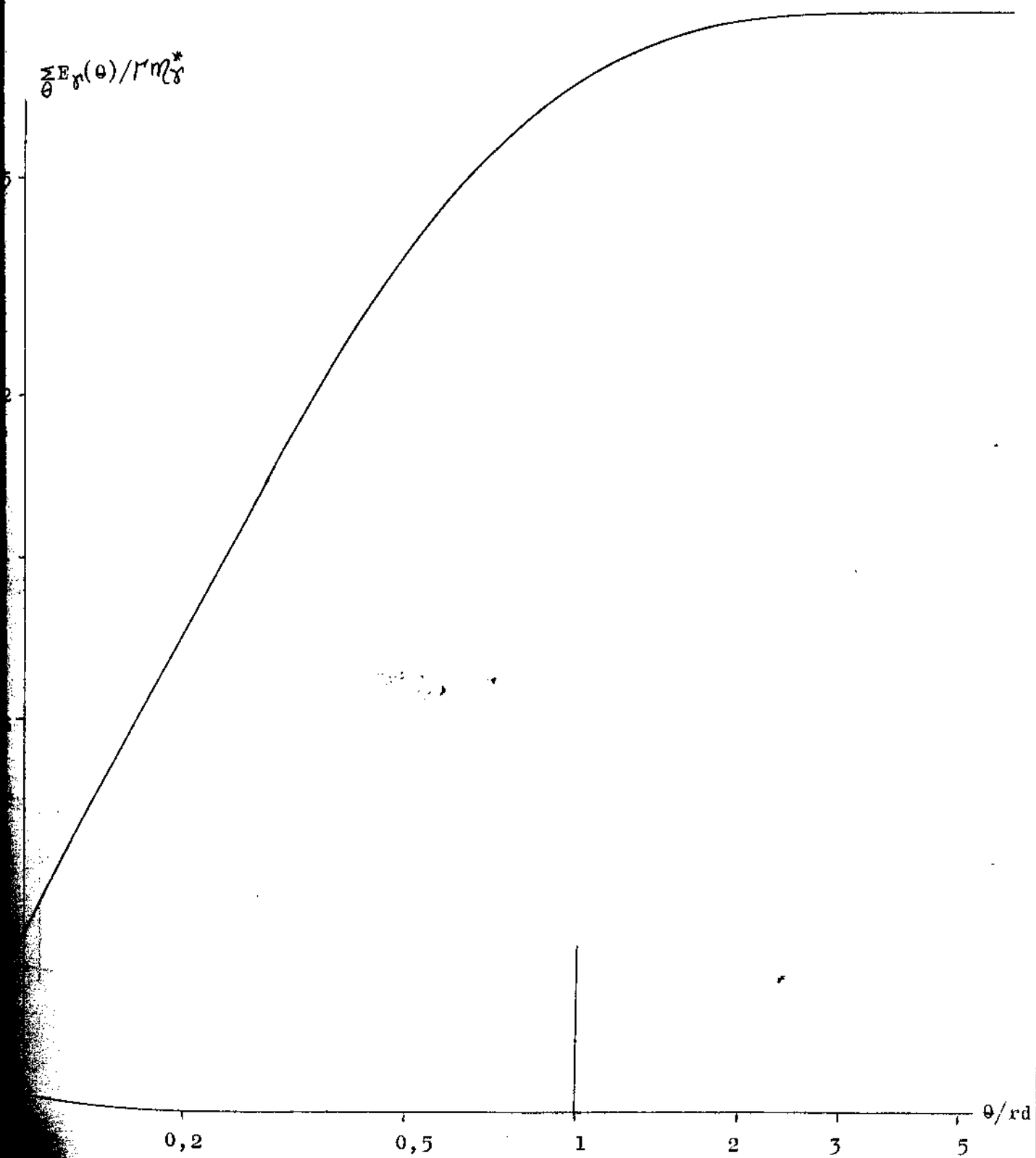




FIGURA 25

CORRELAÇÃO  $\frac{\sum P_{t\gamma}}{\theta}$  vs.  $\theta$

Para E.I.I.

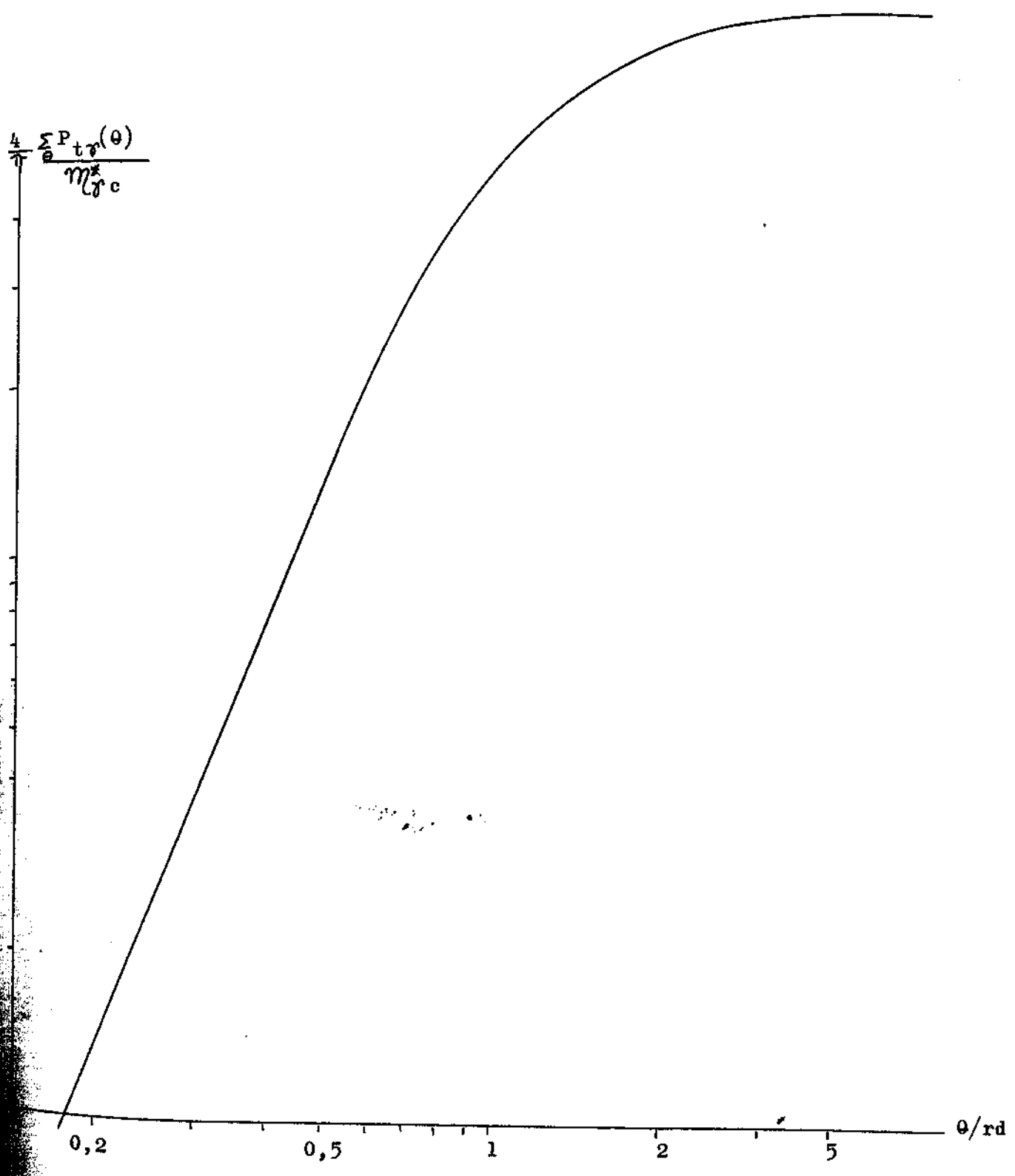


Figura 26  
Correlações angulares para o evento 609/8/13

$\frac{\sum E_{\gamma}(\theta)}{\theta} / \text{TeV}$

$m_{\gamma}^* = 1,5 \text{ GeV}/c^2$

$\Gamma = 4.000$

5

2

1

$\theta / \text{rd}$

$10^{-4}$

$2 \times 10^{-4}$

$10^{-4}$

$2 \times 10^{-4}$

$5 \times 10^{-4}$

$\frac{\sum P_{tr}(\theta)}{\theta} / \frac{\text{MeV}}{c}$

$10^3$

$10^2$

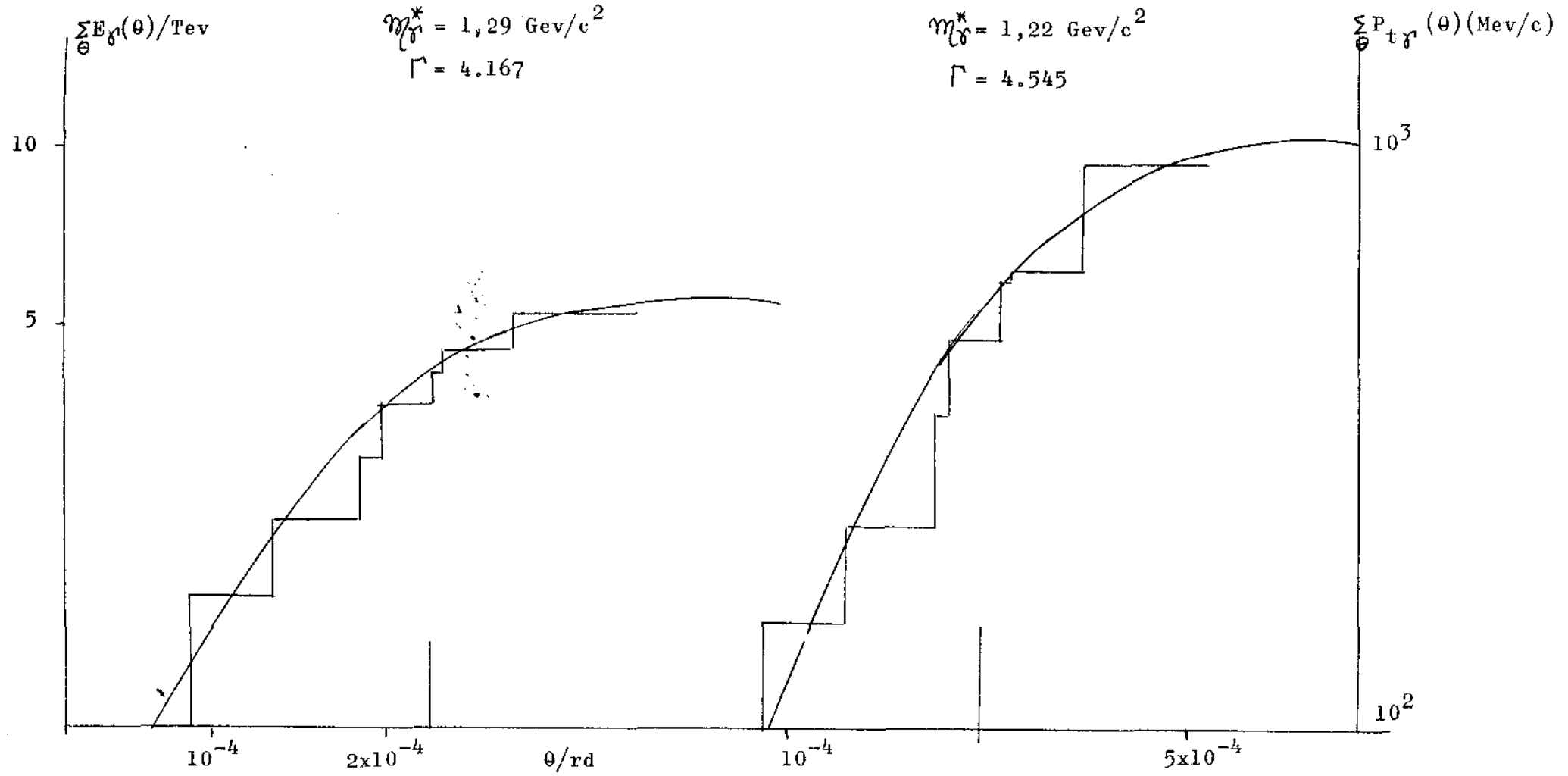
$m_{\gamma}^* = 1,65 \text{ GeV}/c^2$

$\Gamma = 4,000$

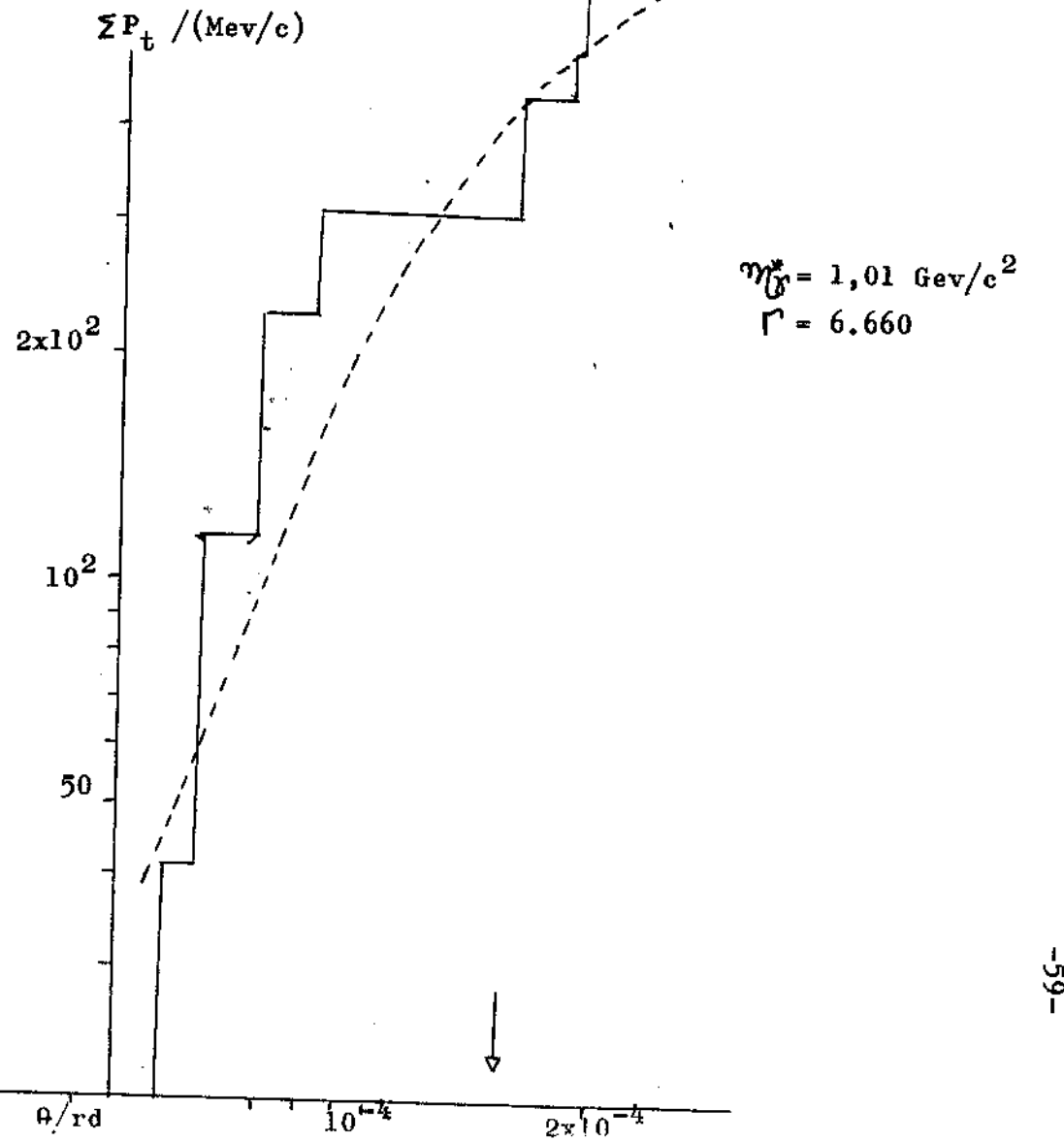
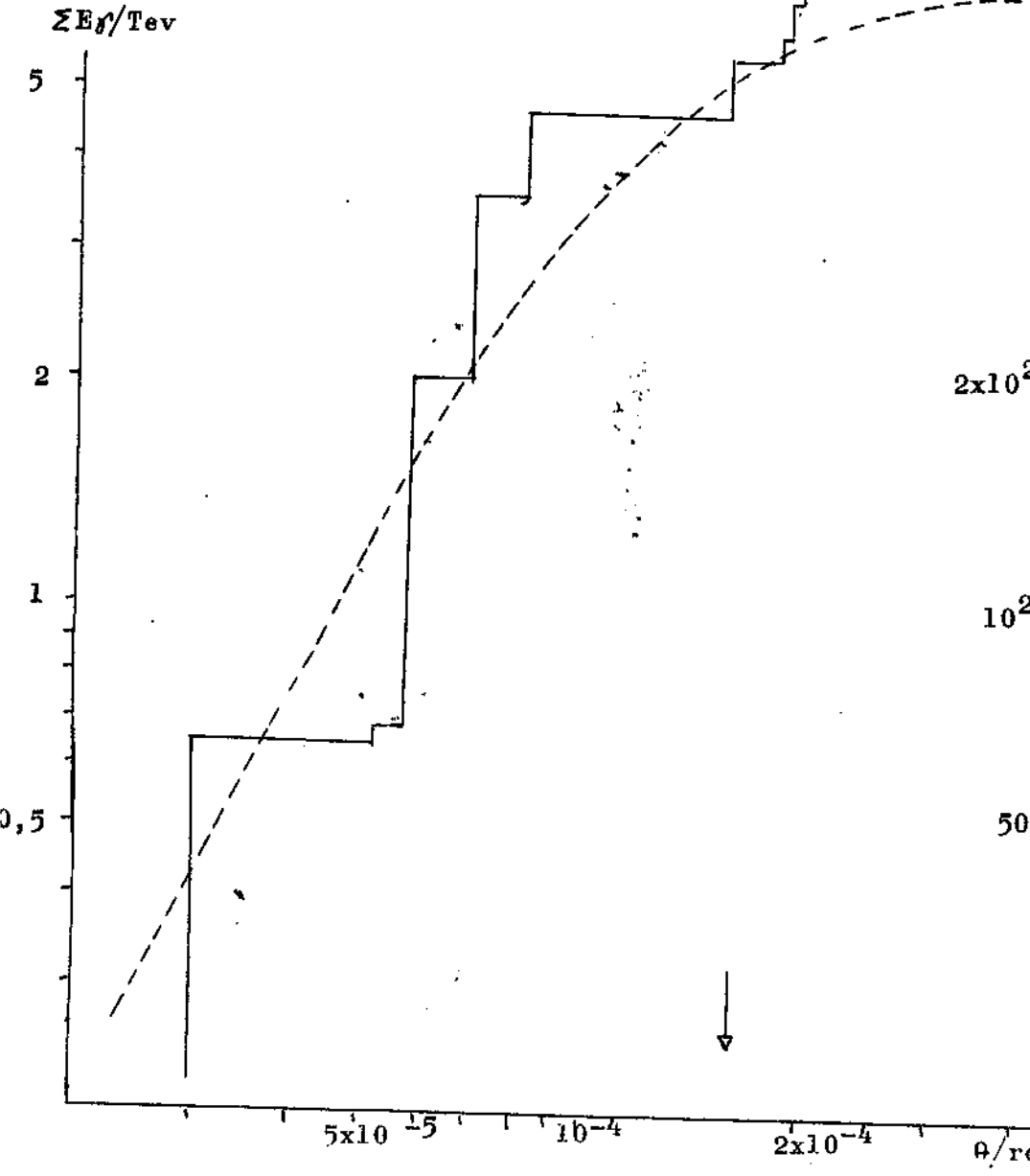
$\theta / \text{rd}$

FIGURA 27

Correlações angulares para o evento 501/19/12



Resoluções angulares para o evento 502/27/12  
 $m_{\phi}^* = 1,12 \text{ Gev}/c^2$   
 $\Gamma = 6.250$



$m_{\phi}^* = 1,01 \text{ Gev}/c^2$   
 $\Gamma = 6.660$

| evento nº | $\Sigma E_{\gamma}$ obs. | $\Gamma_{BF}$ (E) | $\Gamma_{BF}$ (P <sub>T</sub> ) | $m_{\gamma}^*$ (E) | $m_{\gamma}^*$ (P <sub>T</sub> ) |
|-----------|--------------------------|-------------------|---------------------------------|--------------------|----------------------------------|
| 203/27/12 | 4,72                     | 4760              | 4760                            | 1,26               | 1,20                             |
| 102/ 2/13 | 5,99                     | 3120              | 3330                            | 1,63               | 1,48                             |
| 703/ 2/13 | 4,23                     | 3000              | 3000                            | 1,55               | 1,40                             |
| 503/23/12 | 7,72                     | 4000              | 4000                            | 1,85               | 1,91                             |
| 502/23/12 | 7,81                     | 4000              | 4000                            | 1,77               | 1,78                             |
| 502/27/12 | 10,62                    | 6250              | 6660                            | 1,12               | 1,01                             |
| 802/ 2/13 | 15,74                    | 10000             | 10000                           | 1,55               | 1,85                             |
| 411/19/12 | 4,50                     | 4160              | 4160                            | 1,20               | 1,17                             |
| 501/19/12 | 5,21                     | 4160              | 4540                            | 1,29               | 1,22                             |
| 618/23/12 | 5,77                     | 7140              | 6660                            | 0,87               | 0,94                             |
| 410/19/12 | 9,26                     | 5550              | 5000                            | 1,44               | 1,25                             |
| 807/ 8/13 | 3,24                     | 2000              | 2000                            | 1,75               | 2,05                             |
| 706/ 7/13 | 11,70                    | 8690              | 8690                            | 1,13               | 1,13                             |
| 405/ 7/13 | 8,53                     | 6700              | 6700                            | 1,31               | 1,27                             |
| 305/ 6/13 | 8,46                     | 9500              | 9500                            | 0,95               | 0,89                             |
| 602/ 1/13 | 3,63                     | 2500              | 2900                            | 1,60               | 1,42                             |
| 609/ 8/13 | 5,94                     | 4000              | 4000                            | 1,50               | 1,65                             |
| 604/ 8/13 | 4,94                     | 7690              | 7690                            | 0,78               | 0,69                             |
| 801/ 2/13 | 7,74                     | 8690              | 8330                            | 0,95               | 0,95                             |
| 206/ 3/13 | 3,85                     | 4890              | 4550                            | 0,86               | 1,15                             |
| 605/ 1/13 | 7,23                     | 5550              | 5550                            | 1,31               | 1,46                             |
| 303/ 6/13 | 12,43                    | 5000              | 5550                            | 2,60               | 2,35                             |
| 505/ 1/13 | 3,86                     | 3710              | 4170                            | 1,21               | 1,26                             |

$$\langle m_{\gamma}^* \rangle = (1,41 \pm 0,39) \text{ GeV}/c^2$$

maior energia) estão relacionados na Tab. VII para os 23 C-jatos apresentados nas Fig. 9-1 a 9-23.

As Fig. 29 e 30 ilustram as correlações experimentais

$\sum E_\gamma (\theta_i)$  e  $\sum P_T (\theta_i)$  para êsses 23 casos; nessas figuras, as correlações foram superpostas após fazer-se uma oportuna transformação de Lorentz, o que se consegue substituindo a abscissa  $\theta$  por  $\Gamma \theta$ .

Na Fig. 31 estão representados os valores dos fatores de Lorentz  $\Gamma$  de todos os C-jatos da CBJ, em função de  $\sum E_\gamma$ . Verifica-se que, também na análise individual,  $\Gamma$  é proporcional a  $\sum E_\gamma$  e que os resultados são consistentes com  $m_\gamma^*$  independente da energia  $\sum E_\gamma$ . A reta de coeficiente angular 1, desenhada na Fig. 31, corresponde a

$$m_\gamma^* = 1,3 \text{ GeV}/c^2$$

As flutuações dos pontos experimentais são consistentes com aquelas que se deveriam esperar por flutuação estatística do número, energia e ângulo de emissão de  $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$  na desintegração de E.I.I. de massa piônica fixa, cf. Ap. I.

Na Fig. 32 está representado o histograma dos valores de  $m_\gamma^*$  obtidos pela análise individual dos 23 C-jatos apresentados nas Fig. 9-1 a 9-23, comparado com os valores de  $m_\gamma^*$  de todos os C-jatos da CBJ.

Os valores médios de  $m_\gamma^*$  são consistentes entre si e também com os valores obtidos através da análise estatística, sendo

$$m_\gamma^* (23 \text{ C-jatos}) = (1,4 \pm 0,3) \text{ GeV}/c^2$$

$$e \quad m_\gamma^* (CBJ) = (1,30 \pm 0,13) \text{ GeV}/c^2$$

Convém salientar os seguintes pontos:

a) As estimativas de  $m_\gamma^*$ , apresentadas no presente trabalho, estão sujeitas a um erro sistemático de  $\pm 30\%$ , devido à utilização das curvas de transição baseadas nos cálculos de Nishimura-Kamata.

Os resultados apresentados permitem dar portanto, para a massa invariante observada,  $m_\gamma^*$ , a estimativa

$$m_\gamma^* = (1,30 \pm 0,40) \text{ GeV}/c^2$$

que inclui erro sistemático.

b) A massa invariante total do E.I. responsável pelos C-jatos observados só pode ser obtida a partir de  $m_\gamma^*$  se fôr introduzido um modelo determinado para descrever a desintegração do E.I.

FIGURA 29

Correlações  $\sum E_\gamma$ , vs.  $\theta$ , normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas, dos 23 C-jatos apresentados na Fig. 9.

$$\left( \frac{\sum E_\gamma(\theta)}{\Gamma} \right) / (\text{Gev}/c^2)$$

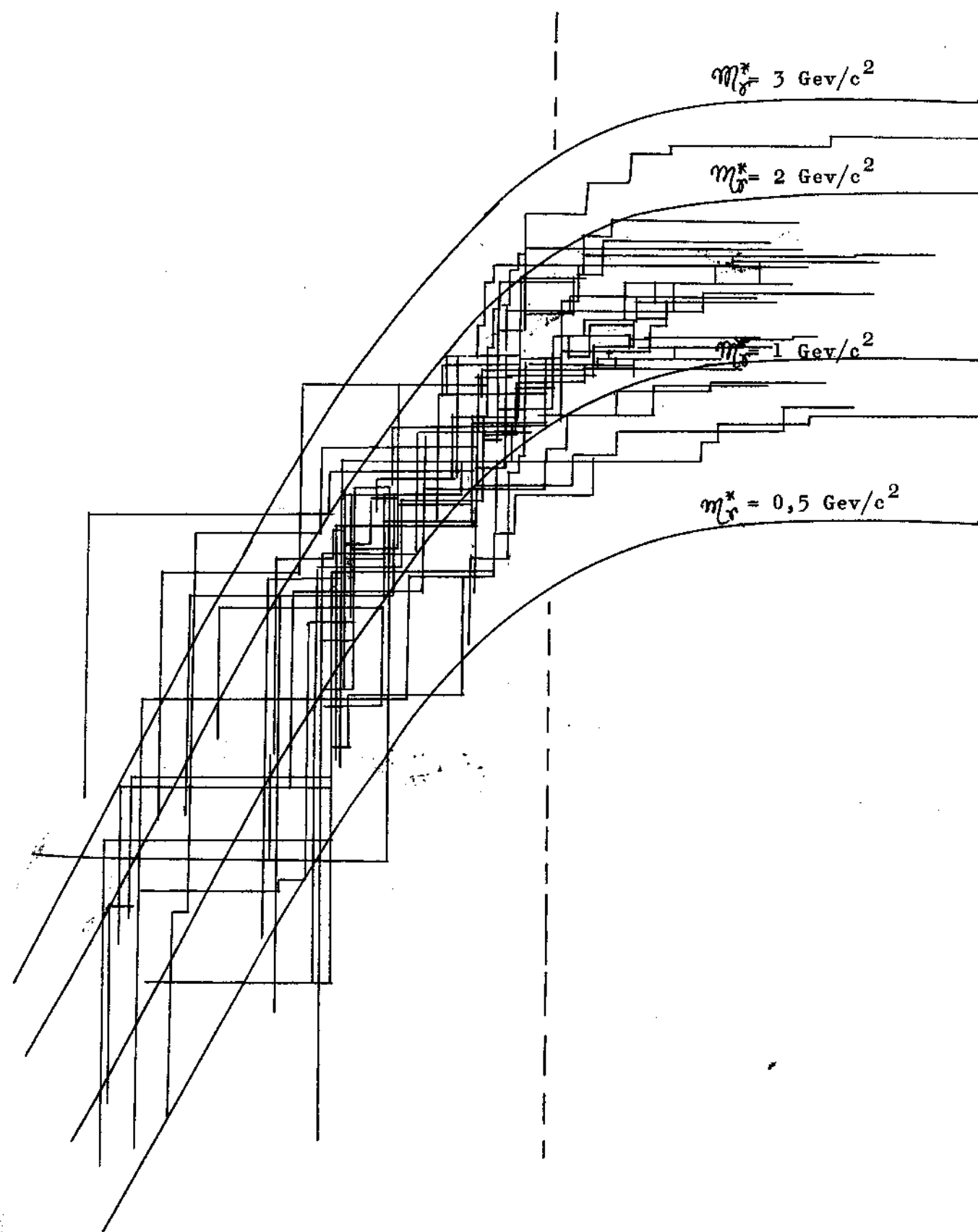


FIGURA 30

Correlações  $\sum_{\theta} P_{t_Y}$  vs.  $\theta$ , normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas, dos 23 C-jatos apresentados na Fig. 9

$\sum P_{t_Y}(\theta)/(Gev/c)$

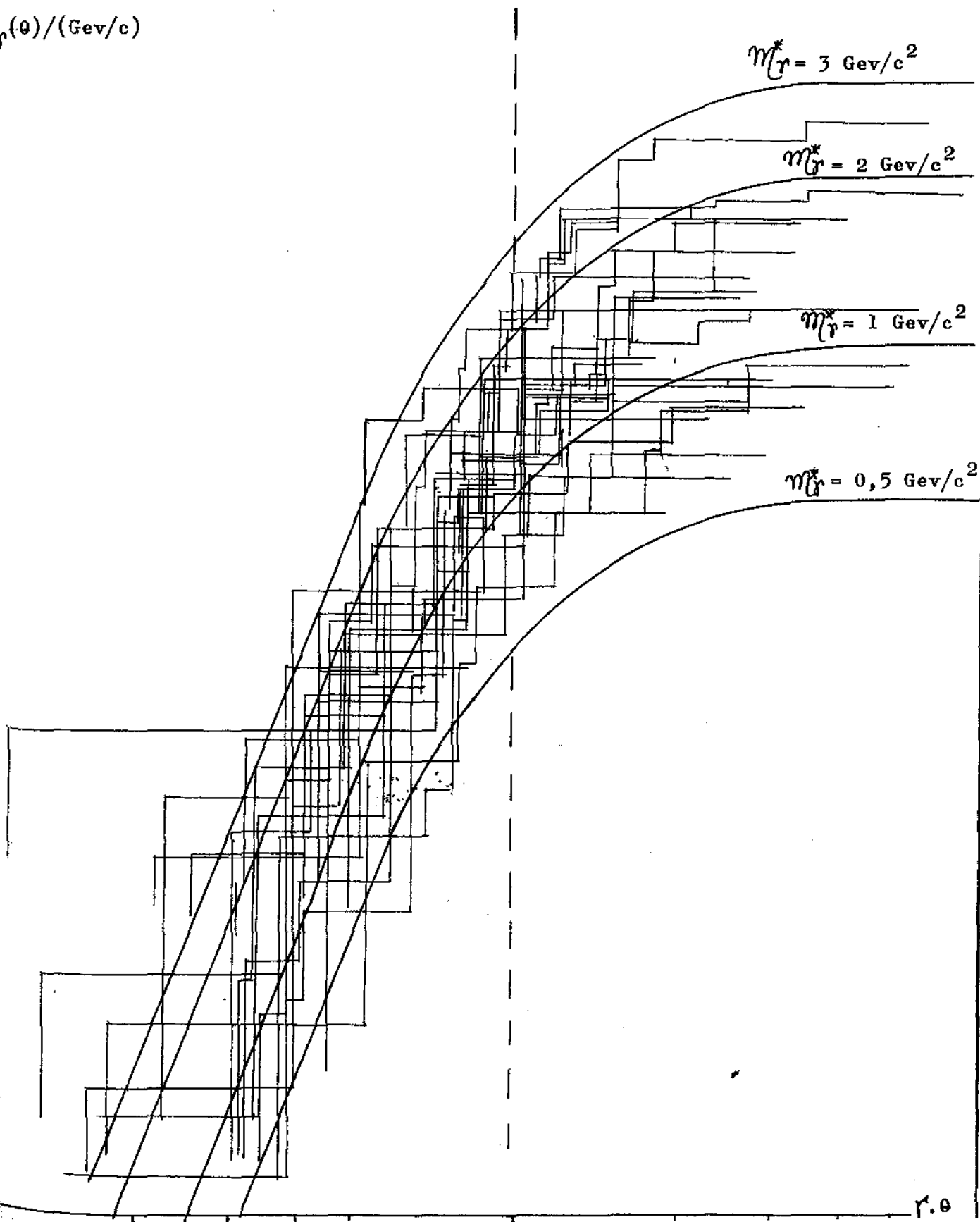




FIGURA 31

Correlação  $\Sigma E_{\gamma}$  vs  $\Gamma_{BF}$  {  $\circ$  C-jatos da C.B.J.  
Resultados da Análise Individual {  $\bullet$  C-jatos das Fig. 9-1 a 23

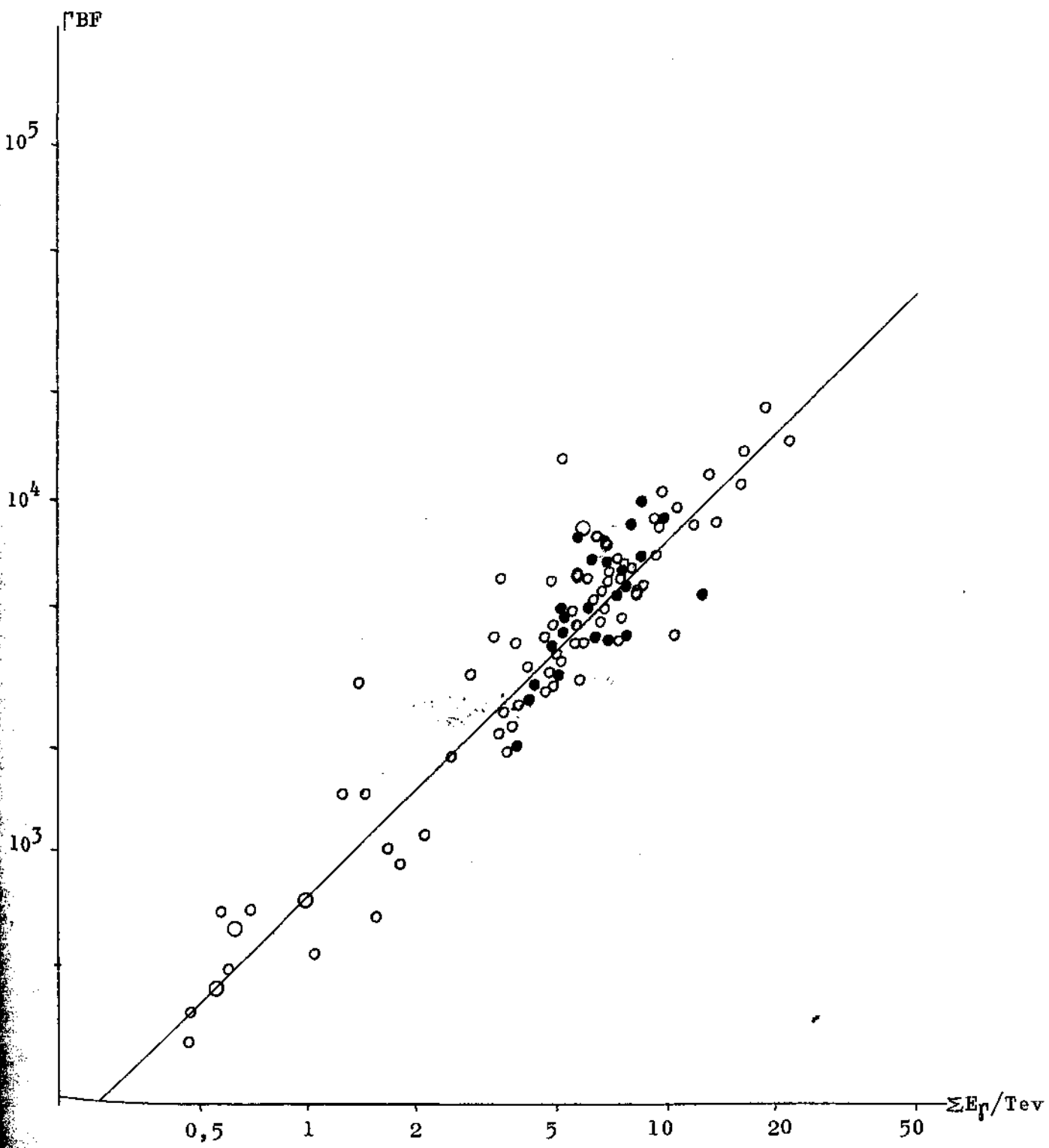
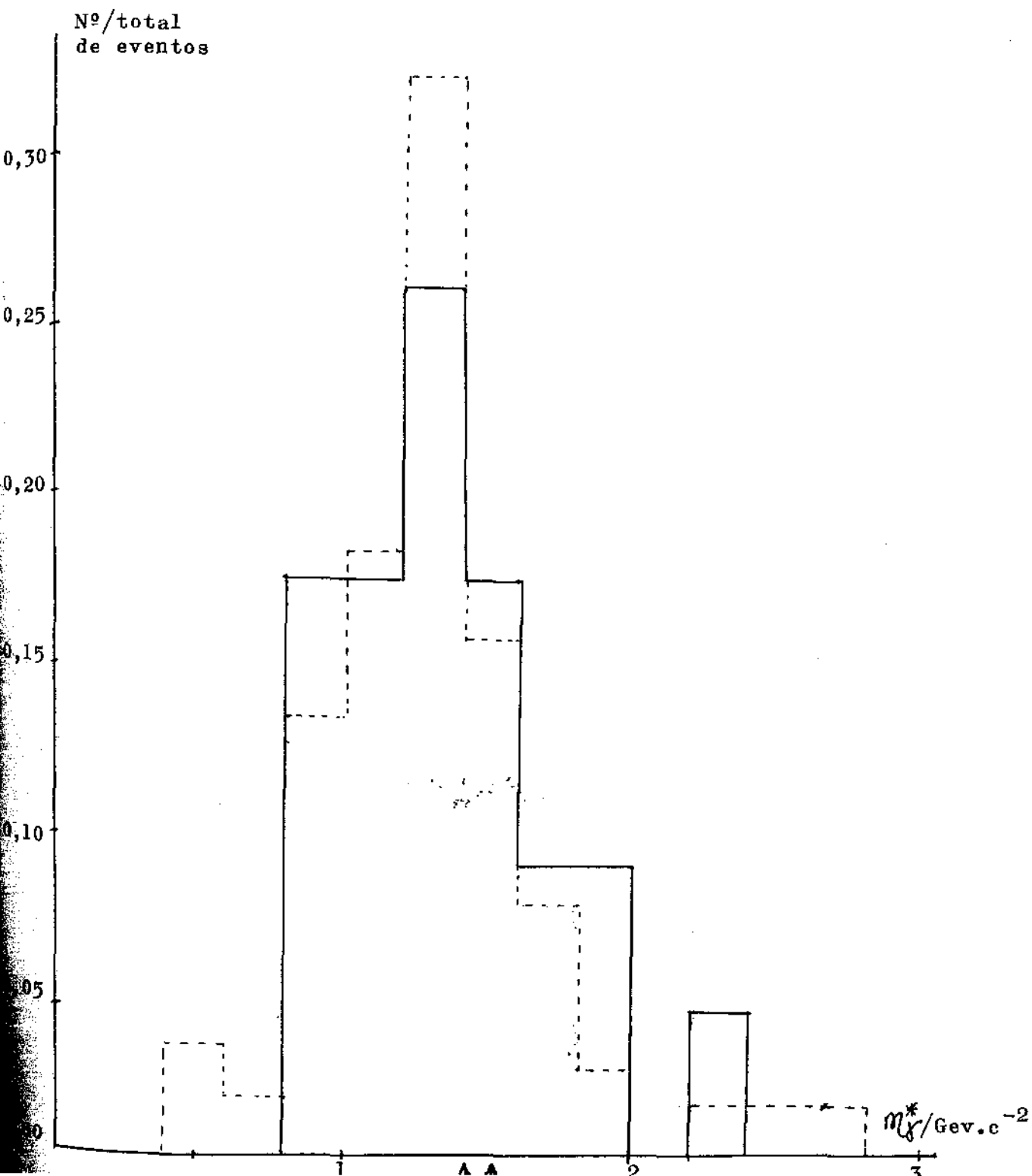


FIGURA 32

Distribuição da massa  $m_{\gamma}^*$

———— 23 C-jatos (Fig. 9-1 a 23)  
----- 60 C-jatos da Colaboração Brasil-Japão



Supondo-se que o E.I. se desintegra somente em  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ , com independência de carga, e admitindo que o espectro de momenta dos pions, no referencial do E.I. é do tipo (\*)

$$dN_{\pi} \propto \frac{p^* \pi}{\langle p^* \pi \rangle} \exp \left\{ - \frac{2 p^* \pi}{\langle p^* \pi \rangle} \right\} dp^*$$

onde  $\langle p^* \pi \rangle$  é escolhido de maneira a se obter um bom ajuste da distribuição de  $P_{T\pi}$  experimental (§ II-6), pode-se fazer a simulação de C-jatos para as condições experimentais do presente trabalho.

Introduzindo-se o espectro energético dos hadrons incidentes ( $dN(E_0) \propto E_0^{-3} dE_0$ ), os limiares energéticos de detecção para  $\Sigma E \gamma$  e  $E \gamma$  e fazendo-se variar como parâmetro a massa do E.I., cf. Ap. I, verifica-se que é possível obter um bom acôrdo com os dados experimentais (espectro energético dos  $\gamma$ , espectro de  $\mathcal{M}_{\gamma}^*$ ,  $\langle \mathcal{M}_{\gamma}^* \rangle$ ) tomando-se

$$\mathcal{M}_{\pi}^* = 2,6 \text{ Gev}/c^2$$

A estatística do que se dispõe no momento não exclui que a massa piônica  $\mathcal{M}_{\pi}^*$  seja descrita por uma "linha" de largura

$$\Delta \mathcal{M}_{\pi}^* \sim 300 \text{ Mev}/c^2$$

que corresponderia a uma vida média.

$$\tau \sim \frac{\hbar}{\mathcal{M}_{\pi}^* c^2} \sim 10^{-23} \text{ seg.}$$

A possibilidade de que o E.I. emita outras partículas, além de pions não pode ser excluída, mas o fato de que a distribuição de  $\mathcal{M}_{\gamma}^*$  obtida por simulação, invocando somente  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ , está em bom acôrdo com a distribuição experimental de  $\mathcal{M}_{\gamma}^*$ , indica que a possível contaminação de partículas não piônicas é pequena

(\*) Note-se que, com a distribuição diferencial de momenta dos pions assumida, não é possível se obter exatamente a distribuição energética postulada para os raios-gama; entretanto, ela a descreve satisfatoriamente numa forma aproximada, o que nos permite utilizá-la para conveniência de cálculo.

## II - 6 - Análise através de $\pi^0$ .

A partir dos diagramas de alvo apresentados nas Fig. 9-1 a 9-23, é possível determinar os acoplamentos mais prováveis  $2\gamma \rightarrow \pi^0$  e consequentemente ângulos e energias de emissão dos  $\pi^0$ .

Através de simulação por Método de Monte Carlo (cf Ap. I), verificou-se que o seguinte procedimento permite obter, para as condições experimentais dêsse trabalho, cerca de 80% de acoplamentos corretos:

1) determinam-se tôdas as distâncias relativas  $d_{ij}$  (no d.a.) entre os raios-gama da mesma interação, dois a dois.

2) determinam-se tôdas as alturas correspondentes à relação cinemática: 
$$H_{ij} = d_{ij} \frac{\sqrt{E_i E_j}}{m_{\pi^0} c^2}$$
. Essa relação cinemática é con

sequência da desintegração  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

3) excluem-se tôdas as alturas que não correspondam a interações no alvo de asfalto, com tolerância de  $\pm 20\%$ .

4) selecionam-se as soluções que correspondem ao máximo número de acoplamentos, e calcula-se a altura média e o desvio quadrático médio para cada solução.

5) escolhe-se a solução que corresponde à altura média mínima, e as que estiverem compreendidas numa faixa de 30% acima dessa solução.

6) seleciona-se como solução mais provável, a que apresenta menor desvio quadrático médio.

7) caso não exista solução que satisfaça as condições acima, repete-se a rotina, diminuindo o número de acoplamentos exigidos, de uma unidade, até que se encontre a solução.

Num caso comum, entre os 23 C-jatos apresentados, como por exemplo para  $N\gamma = 8$ , o número de alturas a serem calculadas é de 28, sendo o número de soluções 105. Por êste motivo, para a determinação das alturas mais prováveis, utilizou-se o computador IBM 1130 da U.C.

Os acoplamentos escolhidos, energia e posição dos  $\pi^0$ , são apresentados nos próprios diagramas de alvo das Fig. 9-1 a 9-23.

O espectro integral de energia é apresentado na Fig. 33 e a distribuição angular dos  $\pi^0$  é apresentada na Fig. 34 sob forma de gráfico de Duller-Walker. Através dêsse gráfico obtêm-se um valor de massa:

$m_{\pi^0}^* = (1,0 \pm 0,2) \text{ Gev}/c^2$ , que é consistente com os valores obtidos para

FIGURA 33

Espectro Integral de Energia Fracionária dos  $\pi^0$  normalizado para um evento.

(C-jatos apresentados nos diagramas de alvo das Fig. 9-1 a 23)

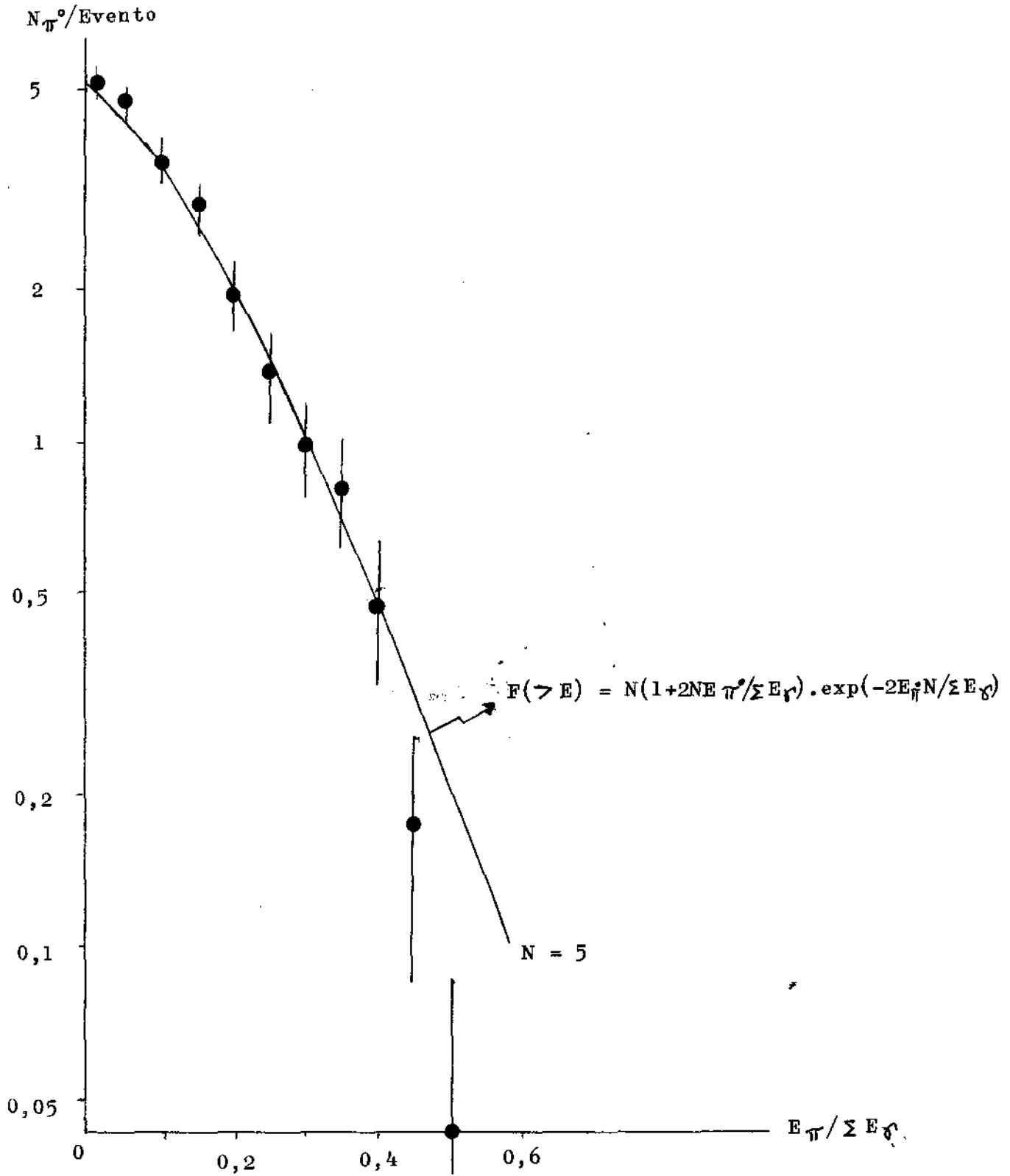


FIGURA 34

Diagrama de Duller-Walker para os  $\pi^0$  dos C-jatos apresentados nos diagramas de alvo das Fig. 9-1 a 9-23

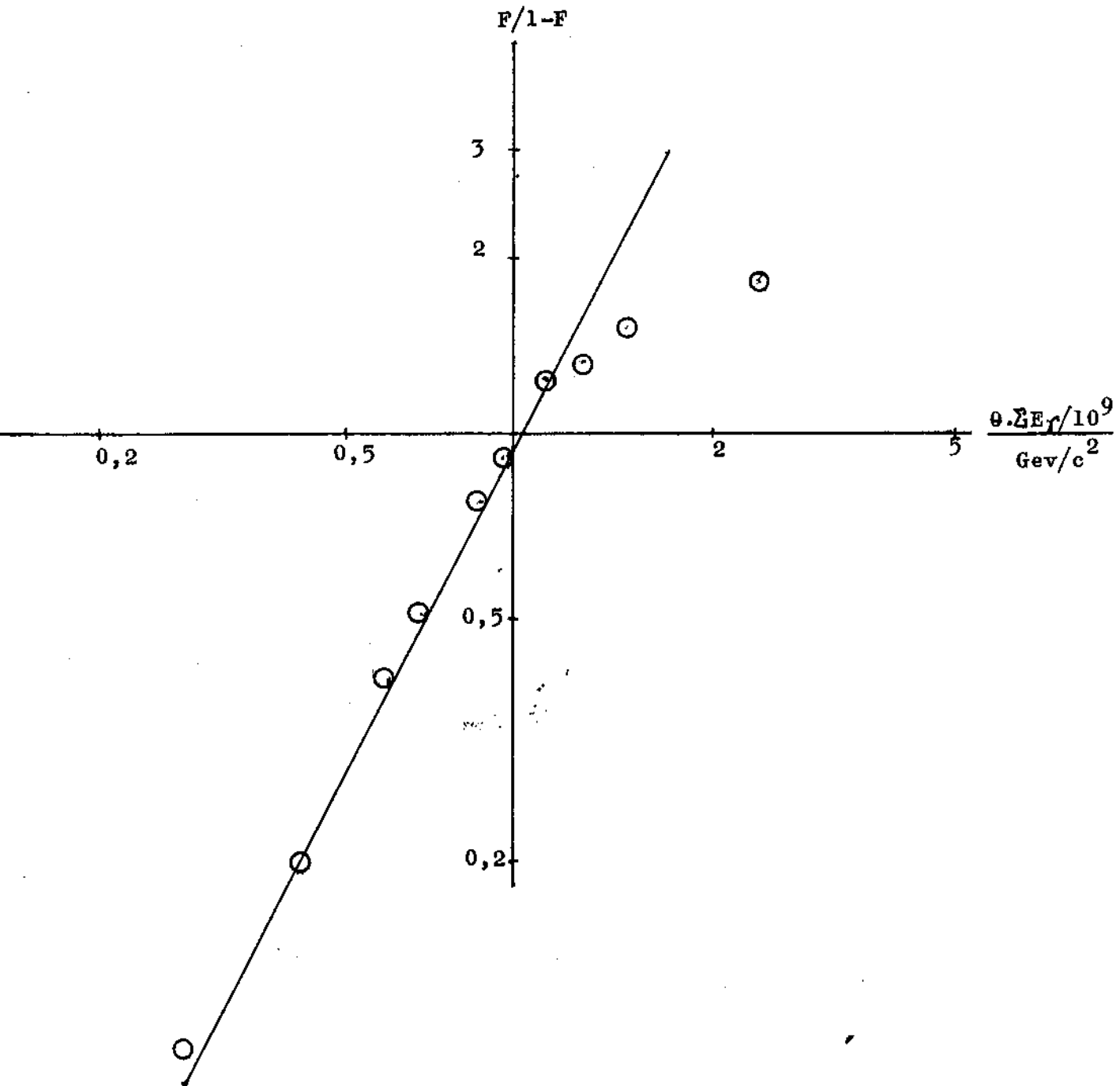
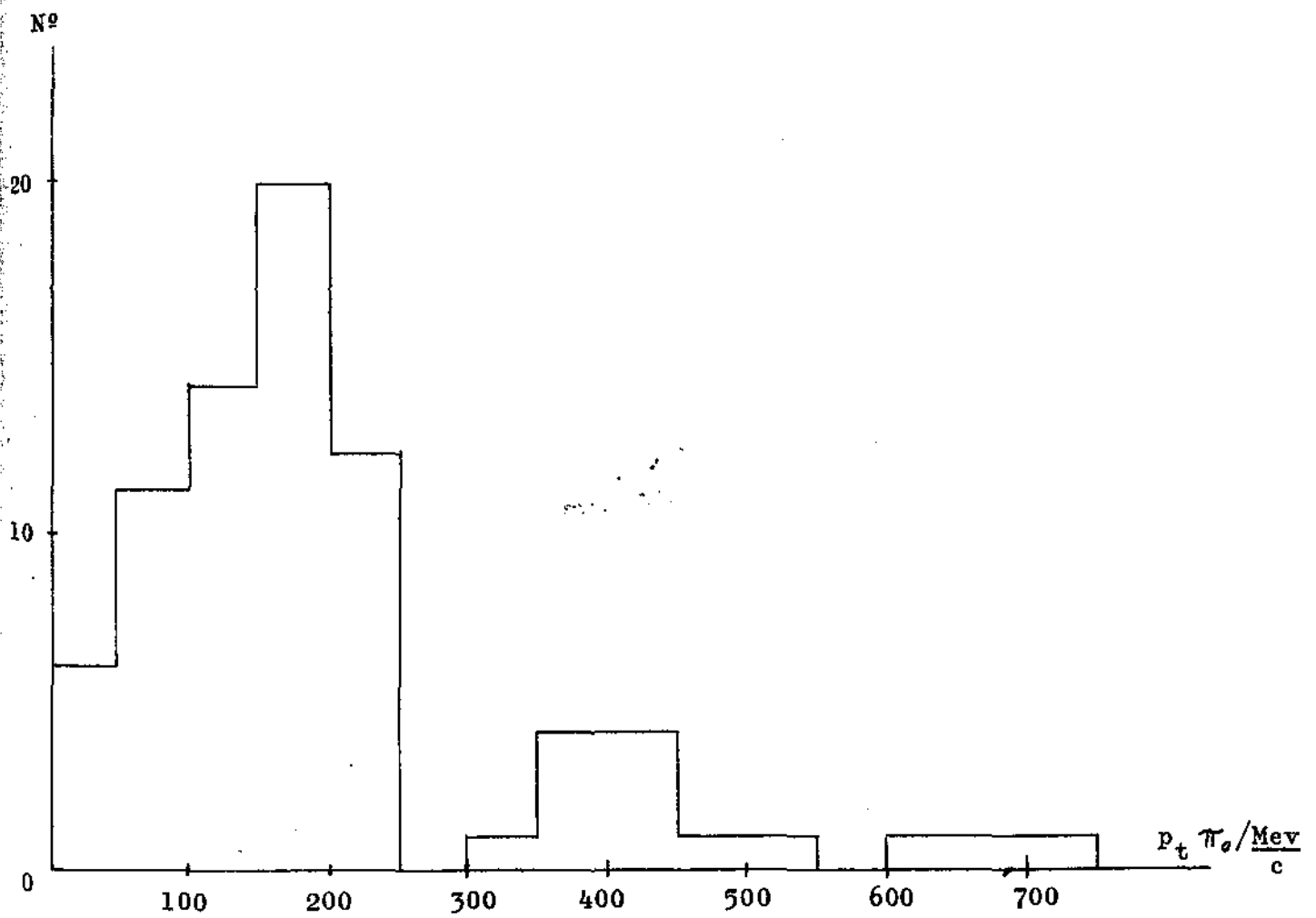


FIGURA 35

Distribuição Diferencial dos momenta transversais dos  $\pi^0$

$$\langle P_t \rangle_{\pi^0} = (200 \pm 17) \text{ Mev/c}$$



$M_{\pi}^*$  através da análise anterior com Raios-gama.

Na Fig. 35 se encontra a distribuição dos momenta transversais dos pions, considerando-se como centro do E.I., o centro de massa calculado para os Raios-gama localizado no próprio diagrama de alvo; obtem-se, para o valor médio,  $\langle P_{T\pi^*} \rangle = (200 \pm 17)$  Mev/c. Para uma distribuição energética do tipo correspondente a

$$dN = 4N \frac{p^*}{\langle p^* \rangle^2} \exp\left\{-\frac{2 p^*}{\langle p^* \rangle}\right\} dp^*$$

esse valor de  $\langle P_{T\pi^*} \rangle$  corresponde a uma energia cinética média, no referencial E.I.

$$\langle T^* \rangle = 153 \text{ Mev}$$

## II - 7 - Resumo

As análises do presente capítulo, permitiram observar uma boa consistência entre os resultados dos 23 C-jatos apresentados nos d. a. das Fig. 9-1 a 9-23, e todos C-jatos, da ordem de 100, da C.B.J.

Com os resultados mencionados, verificou-se a existência de um Estado Intermediário Isotrópico cuja massa invariante detectada sob forma de raios- $\gamma$  é:

$$M_{\gamma}^* = (1,3 \pm 0,4) \text{ Gev}/c^2$$

O espectro energético dos raios- $\gamma$  no referencial do Estado Intermediário é consistente com a distribuição.

$$\int N = N_0 \frac{4E^*}{\langle E^* \rangle^2} \exp\left(-\frac{2E^*}{\langle E^* \rangle}\right) dE^* \frac{d(\cos \theta^*)}{2}$$

com  $N_0 = 8,5 e$        $\langle E^* \rangle = 160 \text{ Mev}/c^2$

O momento transversal médio obtido para os 23 C-jatos mencionados resultou

$$\langle P_{T\gamma} \rangle = (135 \pm 7) \frac{\text{Mev}}{c}$$

e

$$\langle P_{T\pi^*} \rangle = (200 \pm 17) \frac{\text{Mev}}{c}$$

A distribuição de massas  $M_{\gamma}^*$  é consistente com a desintegração, com independência de carga, de um E.I. de massa  $2,6 \frac{\text{Gev}}{c^2}$



em pions sòmente, com energia cinética média, no referencial do E.I.

$$\langle T^* \rangle \approx 153 \text{ Mev}$$

o que corresponde à uma multiplicidade média da ordem de 9 pions.

### III - Comparação com os resultados de jatos atmosféricos e com análises de resultados de Bombay e Bristol

No que segue é feita uma comparação entre os resultados apresentados no cap. II e aqueles obtidos através do estudo de jatos atmosféricos (C.B.J.) assim como resultados sobre jatos localizados publicados pela Colaboração Bristol-Bombay e pelo grupo de Bristol. A análise desses novos resultados confirma a existência do estado intermediário isotrópico de  $m_{\gamma}^* = 1,3 \text{ Gev}/c^2$ ; entretanto verifica-se que a evidência experimental contida nos trabalhos acima mencionados demonstra também a existência de estados isotrópicos de massa maior.

#### III-1 - A-jatos

No decorrer da CBJ foram detetadas e analisadas, até o presente, 58 interações atmosféricas compreendidas na faixa energética:

$$4 < \sum E_{\gamma} / 10^{12} \text{ e.v.} < 200$$

que satisfazem aos seguintes critérios:

- altura de interação  $h < 1.200$  metros.
- não há evidência de interações sucessivas.

Na análise desses eventos a altura foi estimada através da existência de acoplamentos cinemáticos consistentes, de pares  $2\gamma \rightarrow \pi^0(21)$ . Não sendo essa estimativa livre de ambigüidade, os resultados obtidos através da análise de A-jatos devem ser tratados com mais reserva do que aqueles obtidos com C-jatos.

Supondo que os eventos detetados como A-jatos são produzidos através de E.I.I., pode-se aplicar a análise individual descrita no II-5 para cada evento detetado. A Fig. 36 mostra o histograma dos valores das massas obtidas para os A-jatos. Nota-se que além dos E.I. de massas agrupadas em torno de  $m_{\gamma}^* = 1,3 \text{ Gev}/c^2$  aparece nitidamente um novo grupo em torno de  $m_{\gamma}^* = 7,7 \text{ Gev}/c^2$ .

A existência de dois grupos de  $m_{\gamma}^*$  pode ser vista também na Fig. 37 que dá o valor do fator de Lorentz do E.I. em função de  $\sum E_{\gamma}$ ; nessa figura, Estados Intermediários de igual massa devem ocorrer sobre uma reta de coeficiente angular = 1. Pode-se notar que, para cada faixa, não há variação aparente de  $m_{\gamma}^*$  com  $\sum E_{\gamma}$  e vale salientar que, para  $\sum E_{\gamma} > 50 \text{ Tev}$  os eventos de  $m_{\gamma}^* \approx 7,7 \text{ Gev}/c^2$  aparecem com maior frequência do

FIGURA 36

Histograma das massas  $m_{\gamma}^*$  dos A-jatos (C.B.J.)

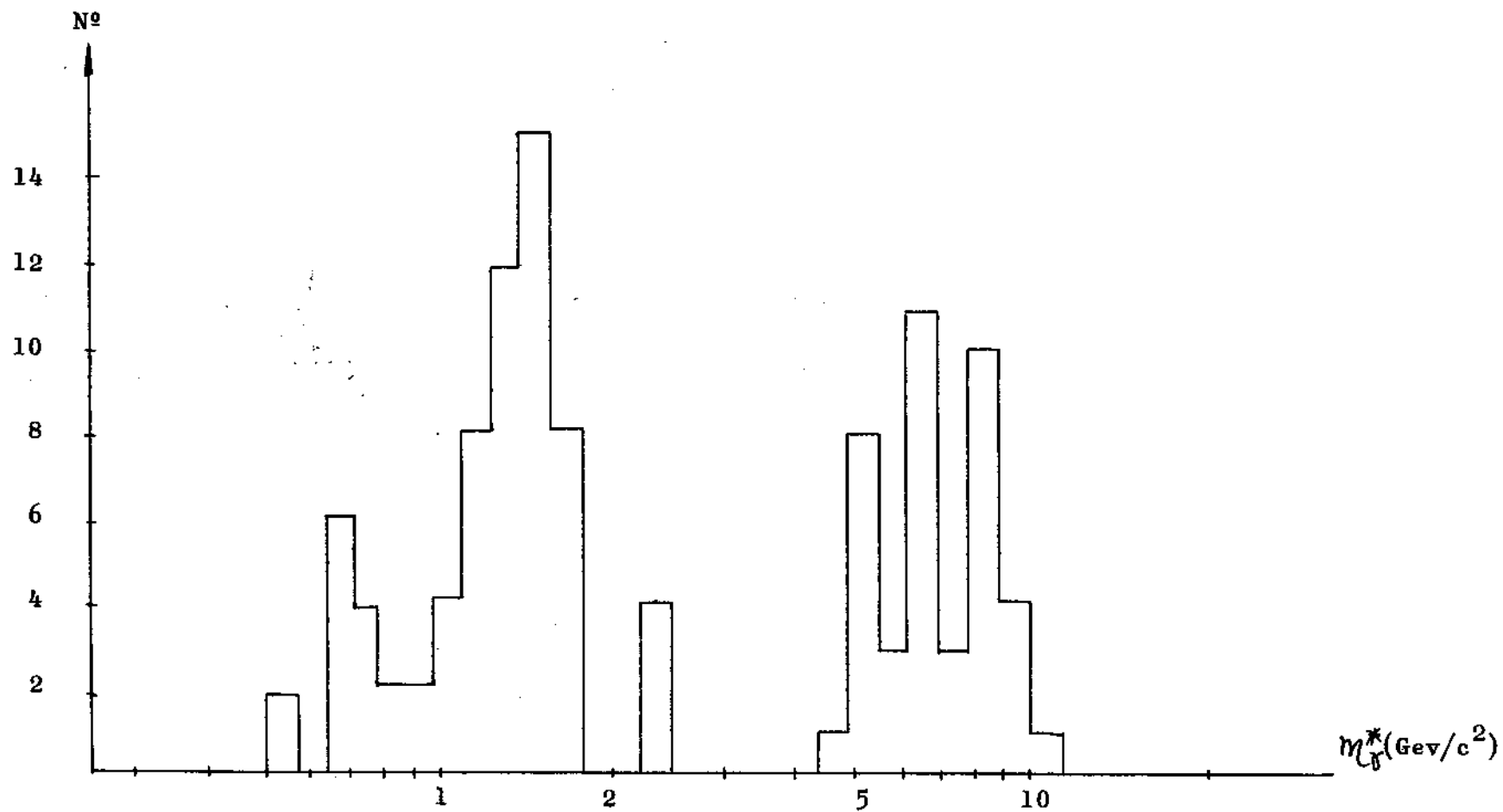


FIGURA 37

Correlação  $\Gamma_{BF}$  vs  $\Sigma E_{\gamma}$  dos A-jatos (C.B.J.)

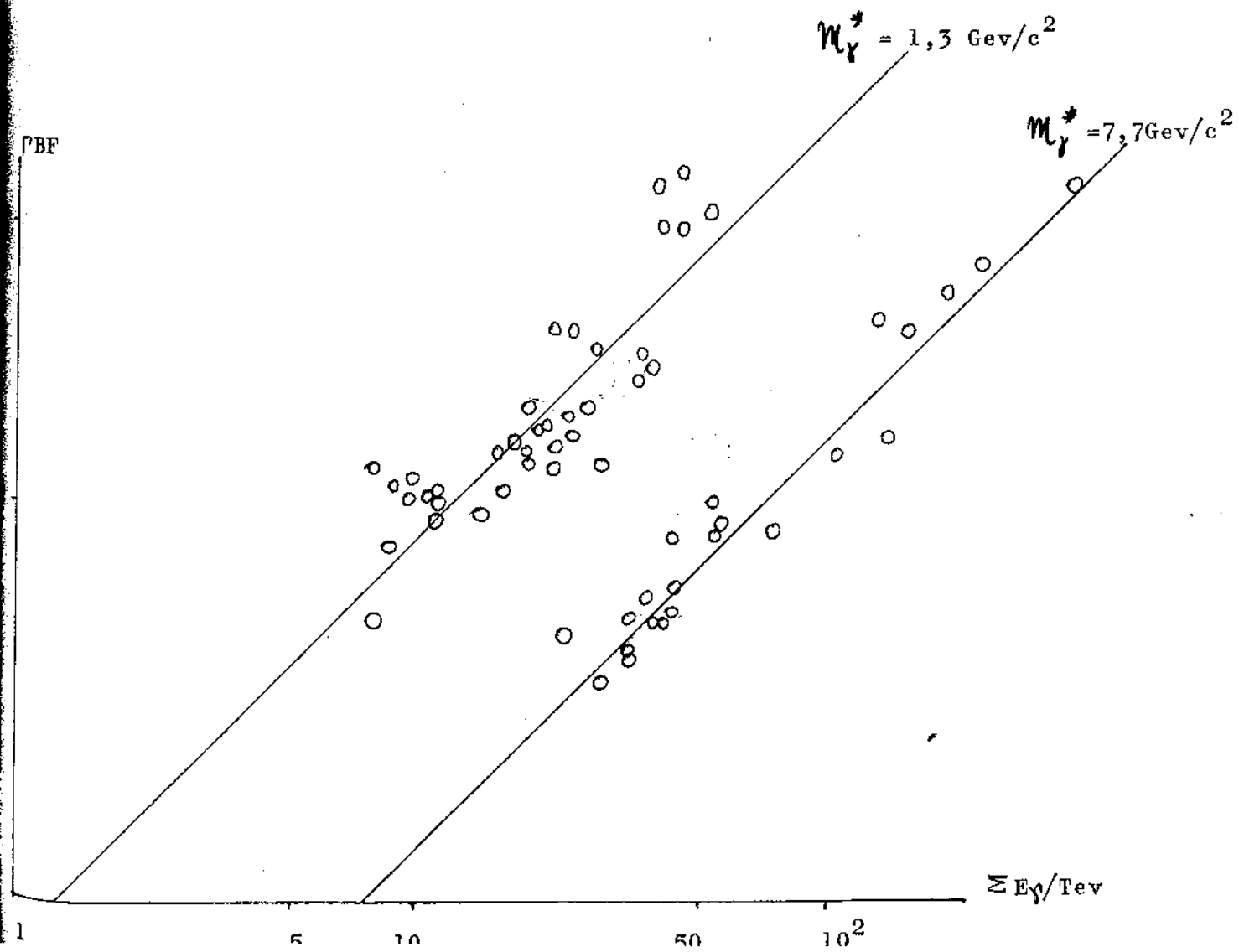


FIGURA 38

Espectro Fracionário de Energia dos A-jatos, normalizado  
para um evento

- 19 eventos com  $\Sigma P_{t\gamma} > 2,5 \text{ GeV}/c$  ( $\langle m_{t\gamma}^* \rangle \simeq 7,7 \text{ GeV}/c^2$ )
- 29 eventos com  $\Sigma P_{t\gamma} < 2,5 \text{ GeV}/c$  ( $\langle m_{t\gamma}^* \rangle \simeq 1,3 \text{ GeV}/c^2$ )

$4,8 \leq \Sigma E_{\gamma}/\text{TeV} < 200$

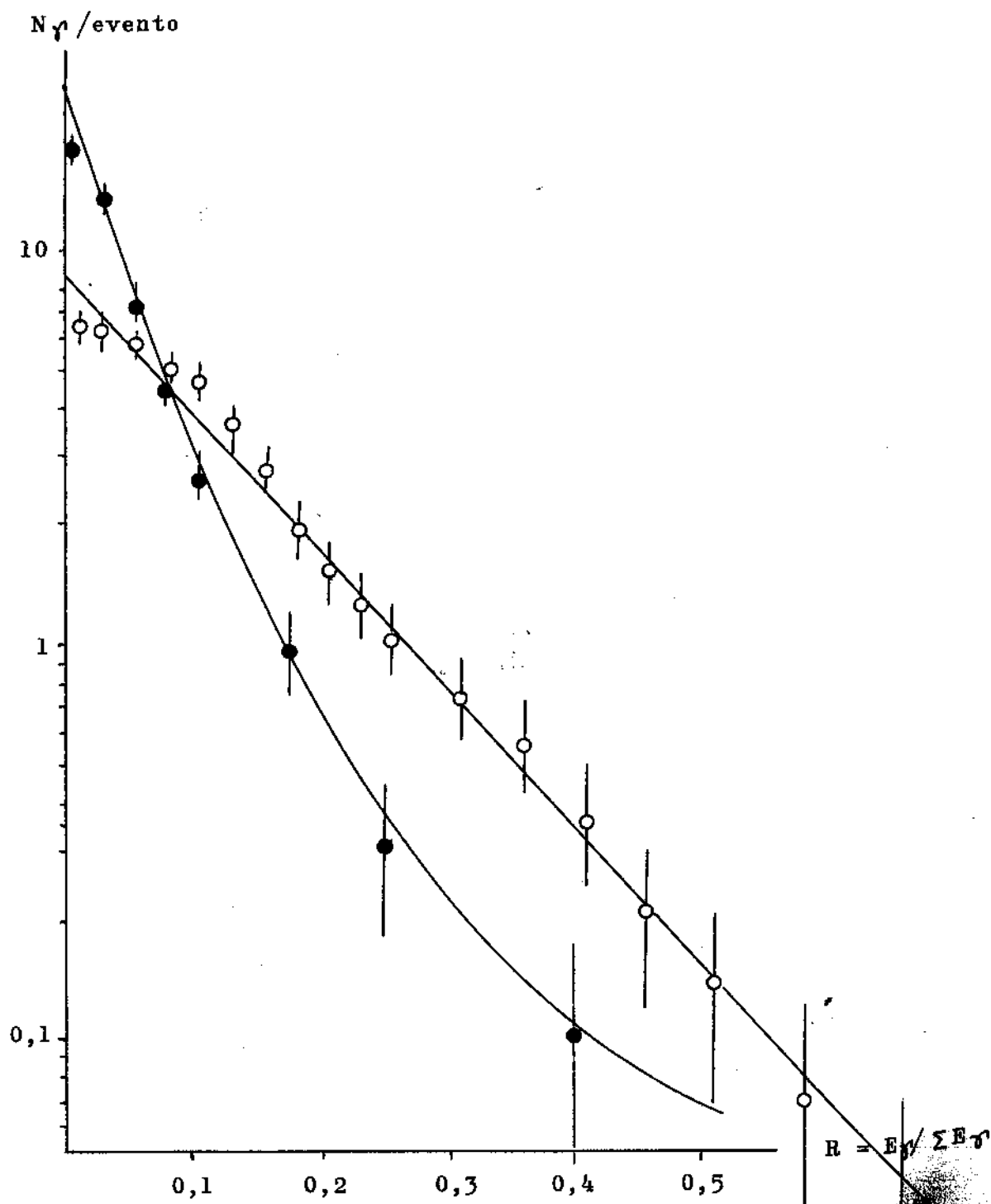


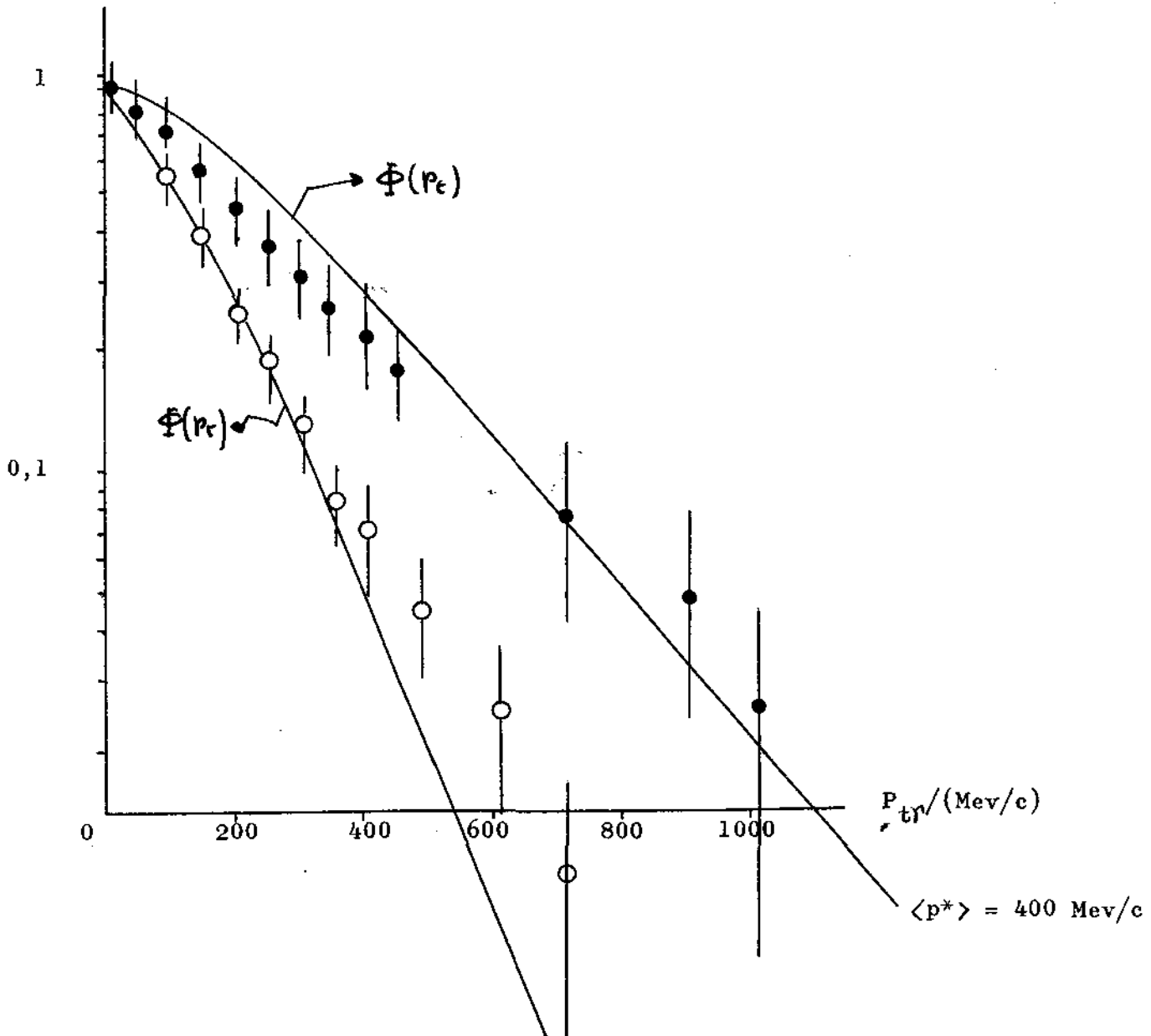
FIGURA 39

Distribuição Integral dos  $P_{t\gamma}$  dos A-jatos (C.B.J.)

- 19 eventos com  $\sum P_{t\gamma} > 2,5 \text{ GeV}/c$  ( $\langle \eta/\gamma \rangle \geq 7,7 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ )
- 29 eventos com  $\sum P_{t\gamma} > 2,5 \text{ GeV}/c$  ( $\langle \eta/\gamma \rangle \geq 1,3 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ )

$4,8 \leq E/\text{TeV} < 200$

N/unidade arbitrária



que os de  $m_{\gamma}^* = 1,3 \text{ Gev}/c^2$ . Os EI de  $m_{\gamma}^* = 7,7 \text{ Gev}/c^2$  aparecem, na Fig. 37, somente para  $\sum E_{\gamma} > 20 \text{ Tev}$ ; isso não significa que 20 Tev seja a energia limiar de produção, pois pode tratar-se de energia limiar de detecção.

Para os EI de  $m_{\gamma}^* \sim 7,7 \text{ Gev}/c^2$ , também foi testada a isotropia através do gráfico de Duller-Walker e da superposição das correlações  $\sum_{\theta} E_{\gamma}(\theta)$  vs  $\theta$  e  $\sum_{\theta} Pt_{\gamma}(\theta)$  vs  $\theta$ . Ambos os casos, apresentaram consistência com a hipótese de emissão isotrópica de raios-gama a partir de um centro comum.

Nas Fig. 38 e 39 comparam-se os espectros energéticos fracionários e os espectros de momenta transversais para os dois grupos de E.I. Pode-se ver que há uma diferença marcante entre os dois casos. Em particular pode-se comparar a multiplicidade (extrapolada) de raios-gama e o momento transversal médio:

$$N_{0,1,3} = 8,5 \qquad \langle N_0 \rangle_{7,7} \approx 20$$

$$\langle Pt \rangle_{1,3} = (170 \pm 10) \text{ Mev}/c \qquad \langle Pt \rangle_{7,7} \approx (300 \pm 20) \text{ Mev}/c$$

A maior multiplicidade e o maior momento transversal médio dos E.I. de  $m_{\gamma}^* \sim 7,7 \text{ Gev}/c^2$  traduzem-se na elevação do limiar de detecção, para esses eventos, em relação aos de

$$m_{\gamma}^* \approx 1,3 \text{ Gev}/c^2$$

Por outro lado, é importante observar que os resultados obtidos com C-jatos: multiplicidade de raios-gama, espectro energético e espectro de momenta transversais, estão em bom acôrdo com os resultados obtidos com A-jatos de  $m_{\gamma}^* \approx 1,3 \text{ Gev}/c^2$ .

### III - 2 - Resultados da Colaboração Bristol-Bombay

No presente parágrafo é feita a análise de dados experimentais da Colaboração Bristol-Bombay, apresentados em 1963 na Conferência Internacional sôbre Raios Cômicos<sup>(5)</sup> (em Jaipur-India), e posteriormente publicados no N. Cimento<sup>(22)</sup>.

Os dados experimentais publicados, foram obtidos através da observação de cascatas eletromagnéticas devidas a famílias de raios-gama, produzidas pelas interações de nucleons primários numa camada de grafite de 2,5 cm. de espessura. A Câmara utilizada (com produtor-grafite), foi exposta à radiação cômica em um vôo de balão, a 30 Km. s.n.m.

As análises publicadas no citado trabalho, contém apenas as distribuições angulares, energéticas e de momento transversais, excluindo qualquer tipo de seleção ou interpretação dos eventos em estudo.

As vantagens dos dados da Colaboração Bristol-Bombay relativamente aquêles da C.B.J. são:

1) a espessura reduzida da camada de alvo de grafite, que torna desprezível a possível contaminação devida a interações sucessivas. A possibilidade de se observarem interações sucessivas, de um mesmo hadron incidente, existia no caso das Câmaras nº 12 e 13 da CBJ, onde a camada de alvo leve utilizada apresentava uma espessura de aproximadamente 2 u.c. (1 livre caminho médio de interação), situada logo abaixo de 16 u.c. de Pb, cf. § I-1. Entretanto verificou-se através de uma simulação pelo método de Monte Carlo, cf. Ap. 3, que devido à distribuição de inelasticidade, ao espectro de energia dos primários e limiares de detecção, a maior contribuição é proporcionada pela interação de maior energia sob forma de raios- $\gamma$ , sendo a contribuição das interações sucessivas, da ordem do erro estatístico; os dados de Bristol-Bombay confirmam êsse resultado.

2) Nas condições de exposição da câmara citada, à radiação Cós mica, a radiação de fundo é bem menor do que aquela que se observa em câmaras expostas a altitudes de montanhas. Êste fato permite observar energias limiares, de raios-gama individuais, até 50 Gev., que é a proximadamente seis vêzes inferior à  $E_{lim}$  observada nas CENCs nº 12 e 13.

A análise que utiliza os dados da colaboração Bristol-Bombay, foi feita pelo autor, de maneira análoga àquela apresentada no Cap. II do presente trabalho.

Os dados citados, apresentam um total de 44 eventos. Para cada raio-gama pertencente a cada evento, é fornecido o valor da energia  $E_{\gamma}$  e do ângulo  $\theta_{\gamma}$  relativo ao centro do evento. A posição do centro do evento havia sido determinada anteriormente através das relações:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i E_i^2 x_i}{\sum_i E_i^2}, \quad \bar{y} = \frac{\sum_i E_i^2 y_i}{\sum_i E_i^2}$$

A mencionada análise foi iniciada calculando-se o valor do momentum transversal  $P_t$  para cada Raio- $\gamma$ . Supondo que os eventos detectados são produzidos através de E.I., aplicou-se a análise individual descrita no § II-5 para 43<sup>(\*)</sup> eventos. Dentre êstes:

(\*) Um evento foi excluído da análise por ter somente dois



a) 20 apresentaram evidência da existência de um Estado Intermediário Isotrópico com um valor de massa  $0,8 < \frac{m_{\gamma}^*}{\text{Gev}/c^2} < 3,2$  ;

dois exemplos típicos se encontram nas Fig. 40 e 41. Seis dos 20 casos, mostram claramente uma estrutura de emissão dupla de "Bola de Fogo"; nas Fig. 42 e 43 estão representados dois casos típicos de emissão de duas Bolas de Fogo.

Para os 6 eventos de estrutura dupla foi impossível a análise completa, uma vez que entre os dados experimentais, não é fornecido o diagrama de alvo para cada evento. Entretanto, após a eliminação dos Raios- $\gamma$  pertencentes à Bola de Fogo de menor energia, a análise dos restantes se apresenta como os demais 15 casos pertencentes à esse grupo.

b) 15 apresentaram evidência da existência de um Estado Intermediário Isotrópico com um valor de massa  $5,0 < \frac{m_{\gamma}^*}{\text{Gev}/c^2} < 14,0$  ;

nas Fig. 44 e 45 são mostrados dois exemplos típicos.

c) Os oito restantes, apresentaram uma distribuição

$$\sum_{\theta} P_t \gamma(\theta) = f_{p_t}(\theta) \text{ anômala, e especialmente a}$$

distribuição  $\sum_{\theta} E_{\gamma}(\theta) = f_e(\theta)$  completamente anômala comparada com os outros 36 eventos. Nas Fig. 46 e 47 tem-se dois exemplos anômalos. Estes 8 casos, após a extração do primeiro ou dos dois primeiros Raios-gama de maior energia, podem ser descritos como uma emissão isotrópica a partir de um centro comum, correspondendo em 4 casos ao grupo descrito em (a) e em dois casos ao grupo em (b). Os três casos restantes não foram analisados devido ao pequeno número de raios-gama remanescentes. Nas Fig. 48 e 49 estão representados dois exemplos de casos anômalos mencionados, após a extração dos raios-gama mais energéticos:

Os eventos anômalos poderiam ser atribuídos à existência de um estado anterior aos Estados Intermediários Isotrópicos: identificados nos dois casos anteriores (a e b), que emitiria um pion neutro de alta energia "para frente" alinhado com a direção de movimento da Bola de Fogo.

Uma segunda possível interpretação, seria a emissão do mencionado pion por barion residual excitado, neste caso, deveria-se observar, em geral, a existência de um momento transversal entre a partícula emitida e o EII. Para poder distinguir entre as duas hipóteses será

FIGURA 40

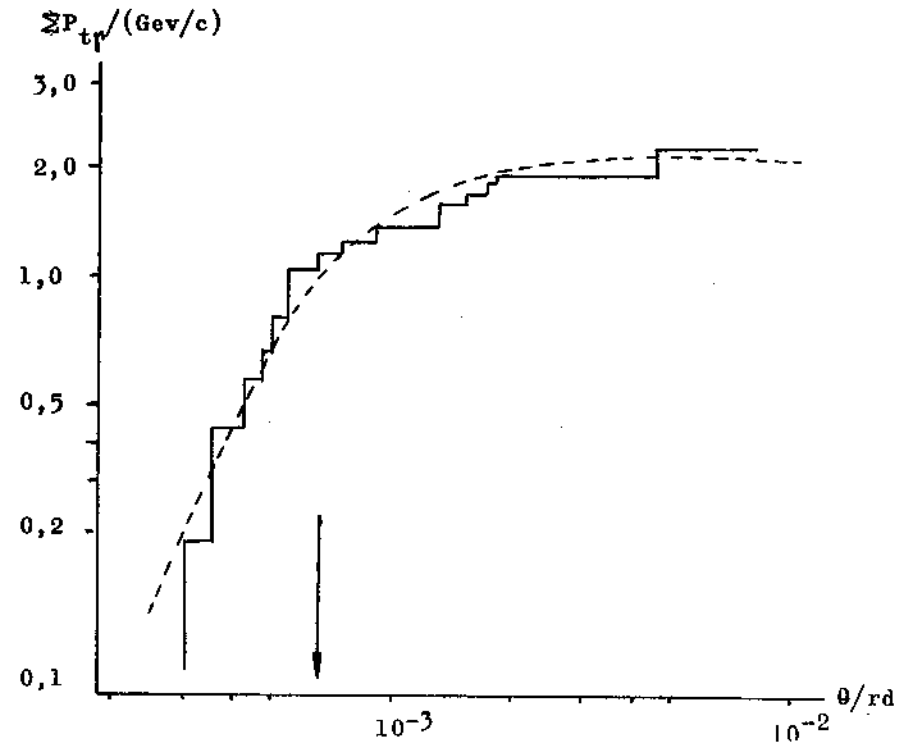
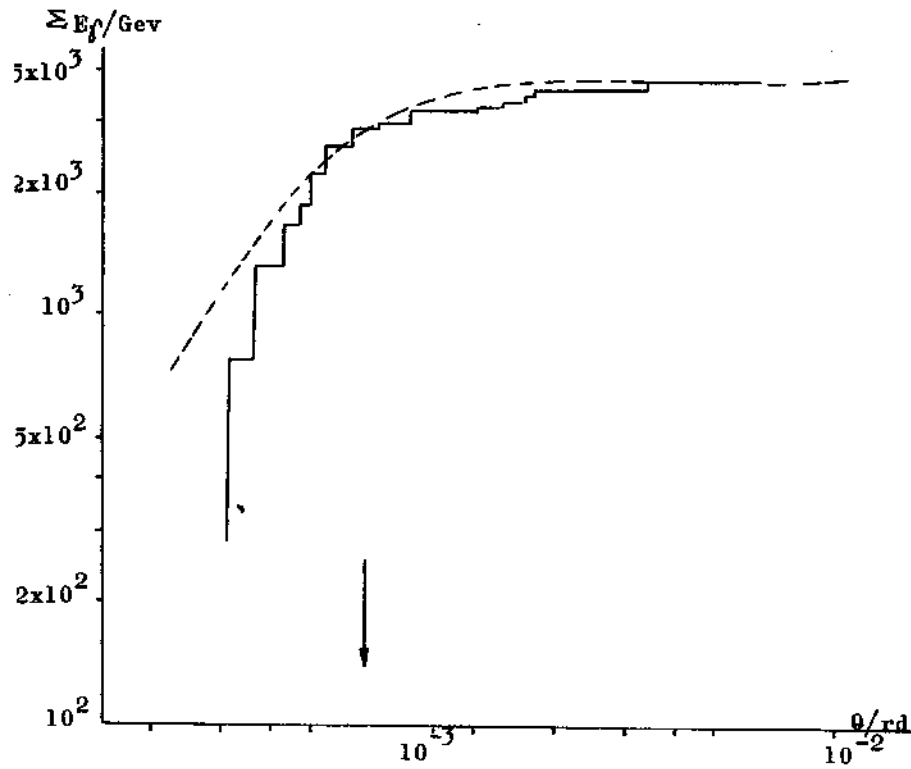
Correlações angulares para o evento BrE13; (grupo a)

$$m_{\rho}^* = 2,5 \text{ Gev}/c^2$$

$$\Gamma = 1.430$$

$$m_{\rho}^* = 2,5 \text{ Gev}/c^2$$

$$\Gamma = 1.520$$



Correlações angulares para o evento Bo597; (grupo a)

$$m_{\pi^+} = 1,92 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma = 1.040$$

$$m_{\pi^+} = 2,40 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma = 1.040$$

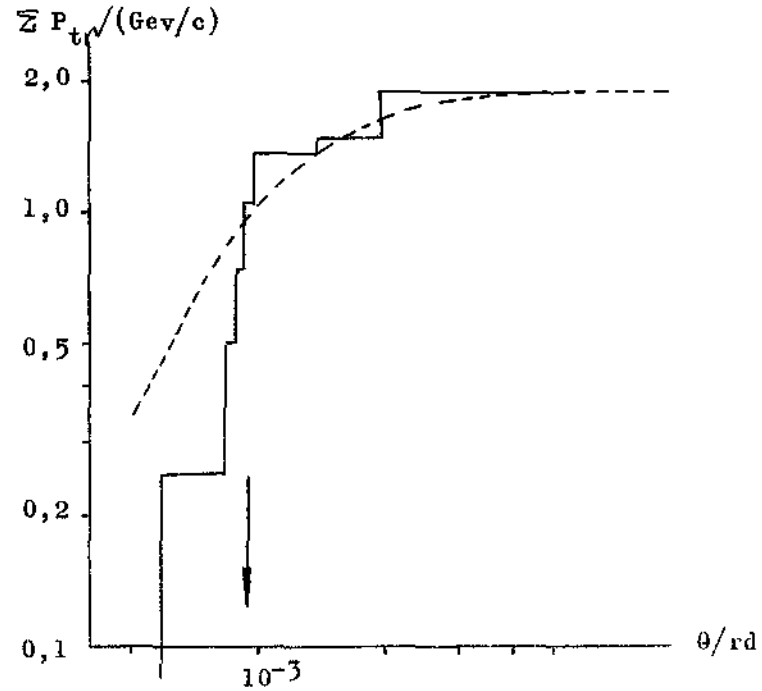
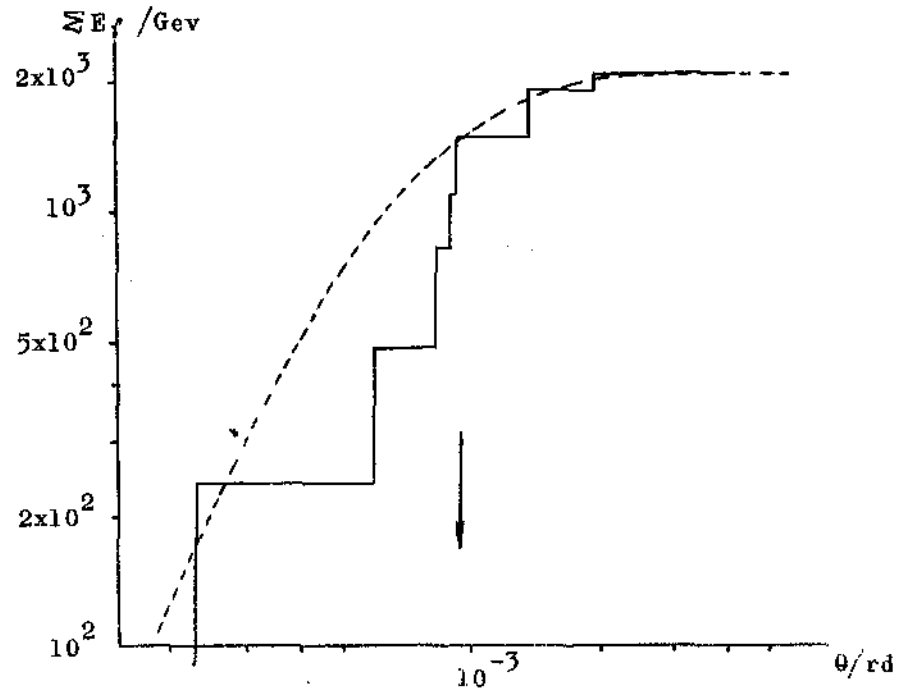


FIGURA 42

Correlações angulares para o evento BrK48; emissão de duas Bolas de Fogo

$$m_{\rho}^* = 1,20 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma = 10.000$$

$$m_{\rho}^* = 1,27 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma = 10.000$$

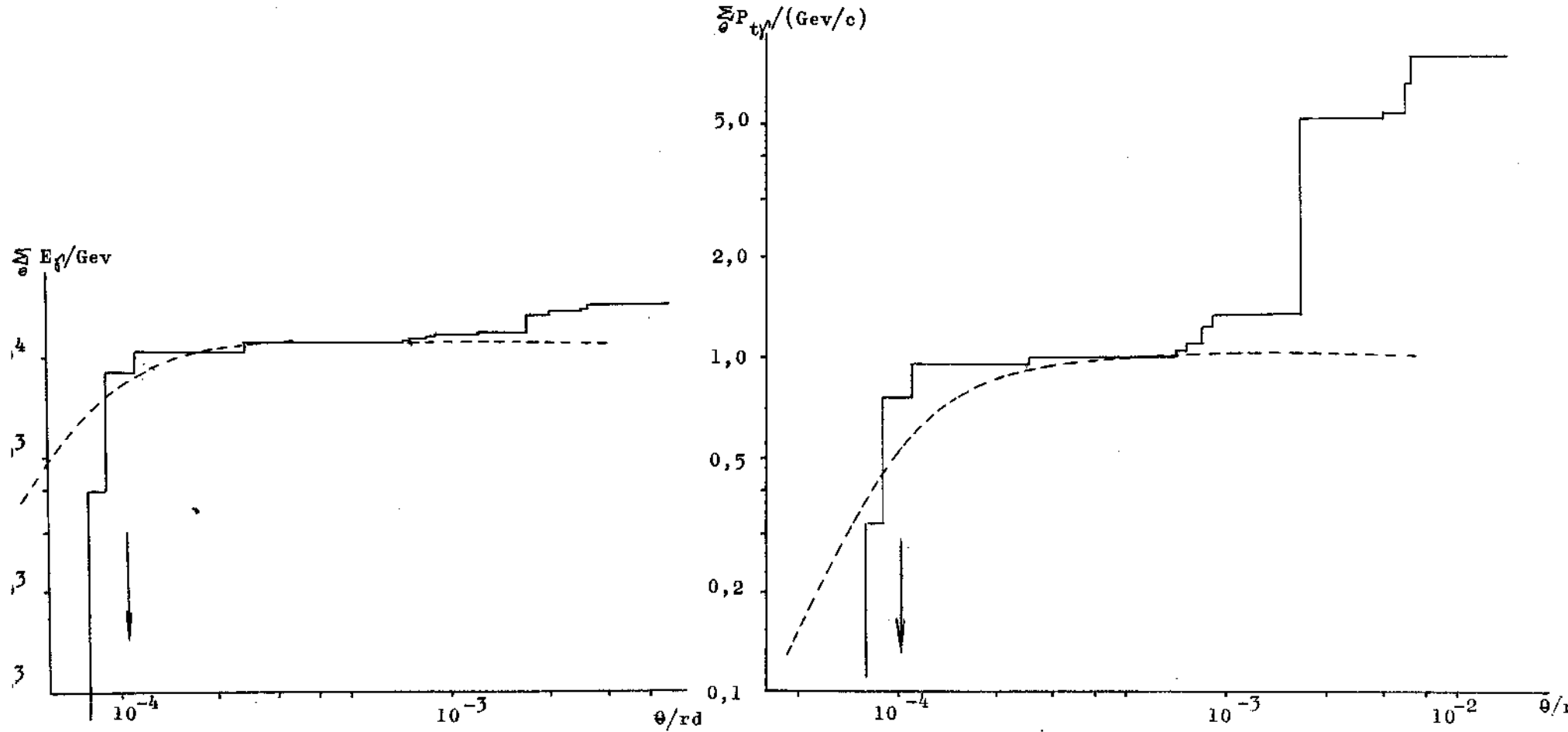


FIGURA 43

Correlações angulares para o evento BrK168; emissão de duas Bolas de Fogo.

$$w_{\gamma^*}^* = 1,49 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma = 5.550$$

$$w_{\gamma^*}^* = 1,65 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma = 5.550$$

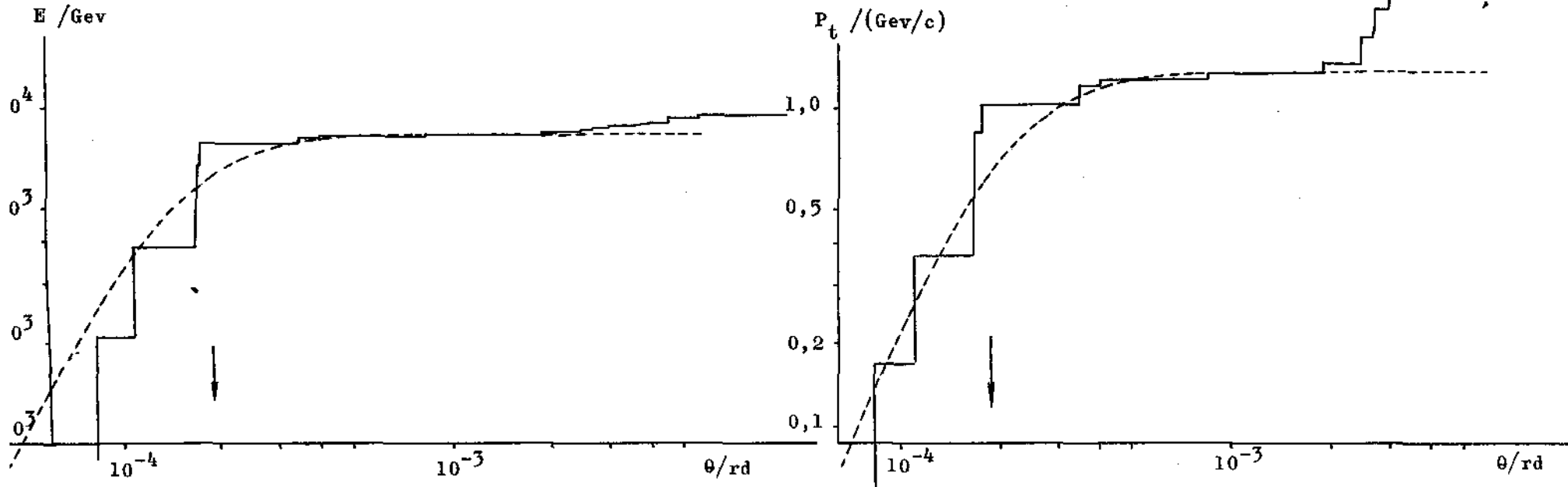


FIGURA 44

Correlações angulares para o evento Bo494; (grupo b)

$$W_{\gamma}^* = 7,4 \text{ GeV}/c^2$$

$$n = 313$$

$$W_{\gamma}^* = 6,0 \text{ GeV}/c^2$$

$$n = 313$$

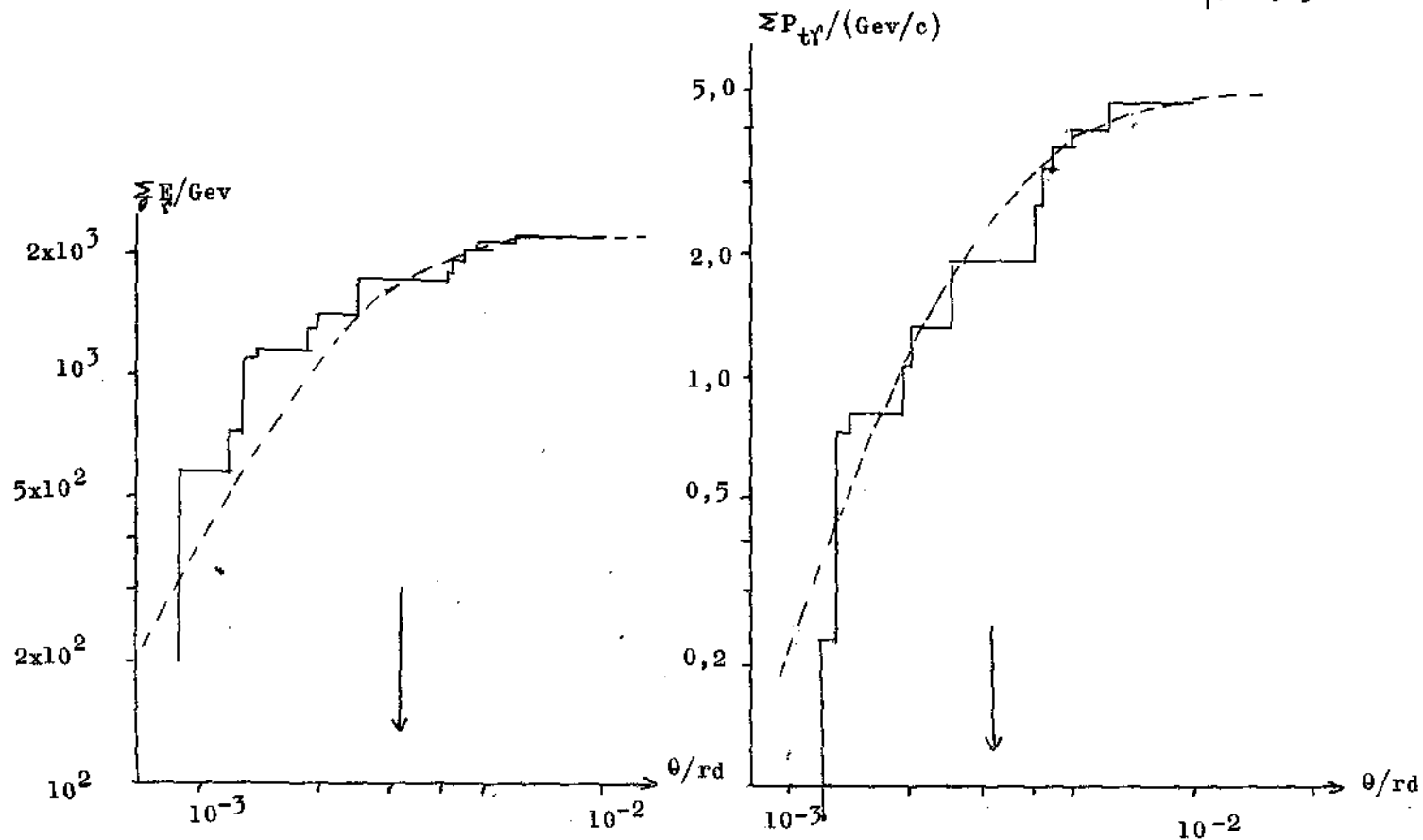


FIGURA 45

Correlações angulares para o evento BrK14; (grupo b)

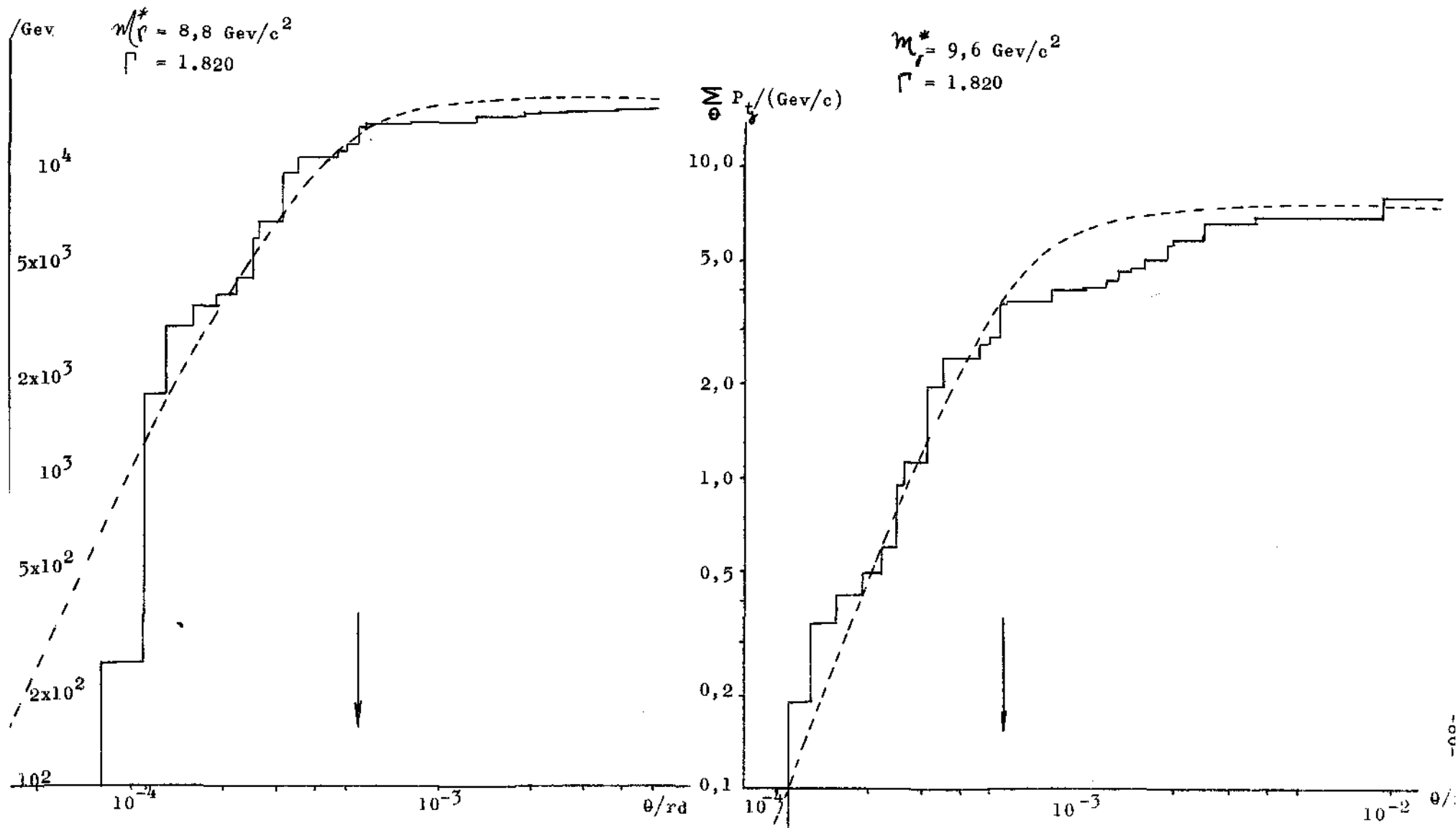


FIGURA 46

Correlações angulares para o evento Bo607, anômalo.

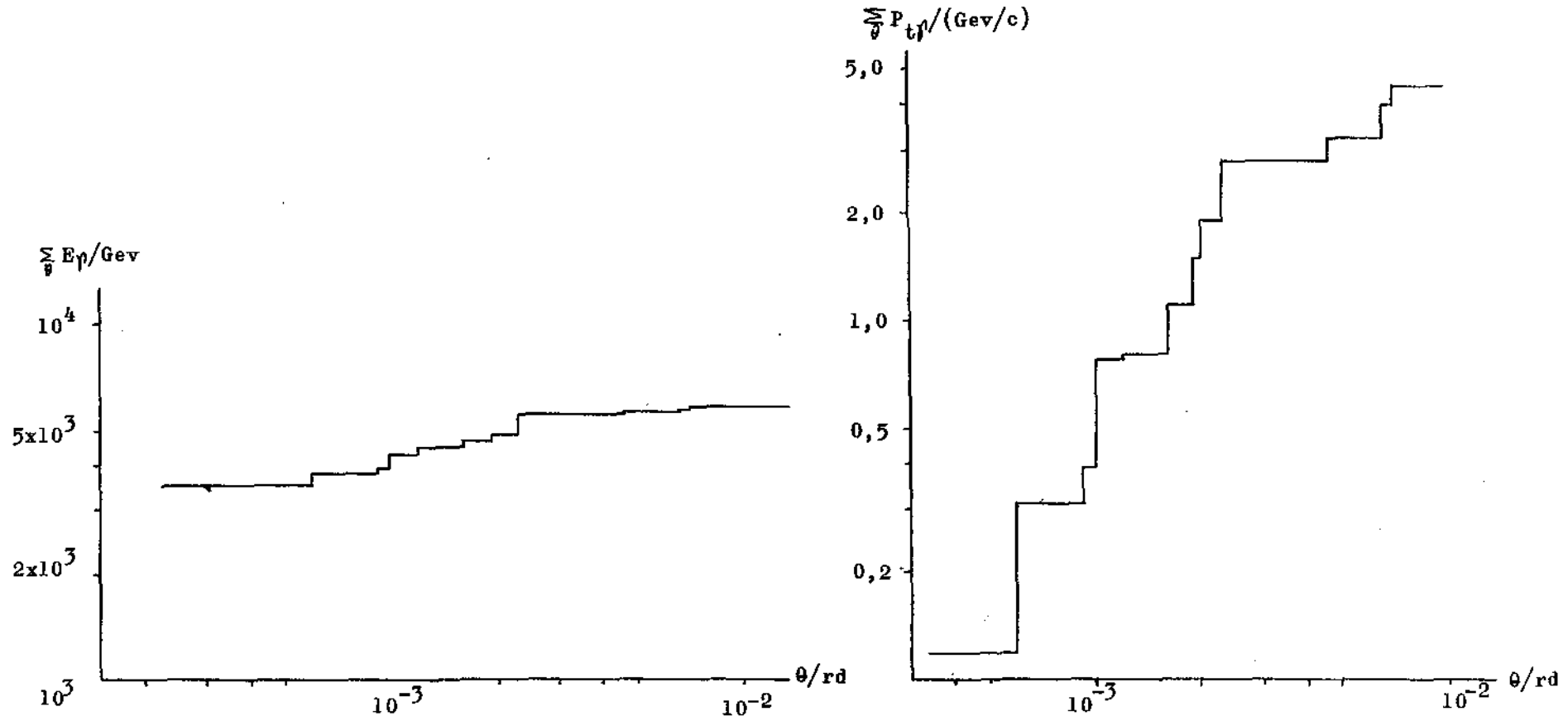




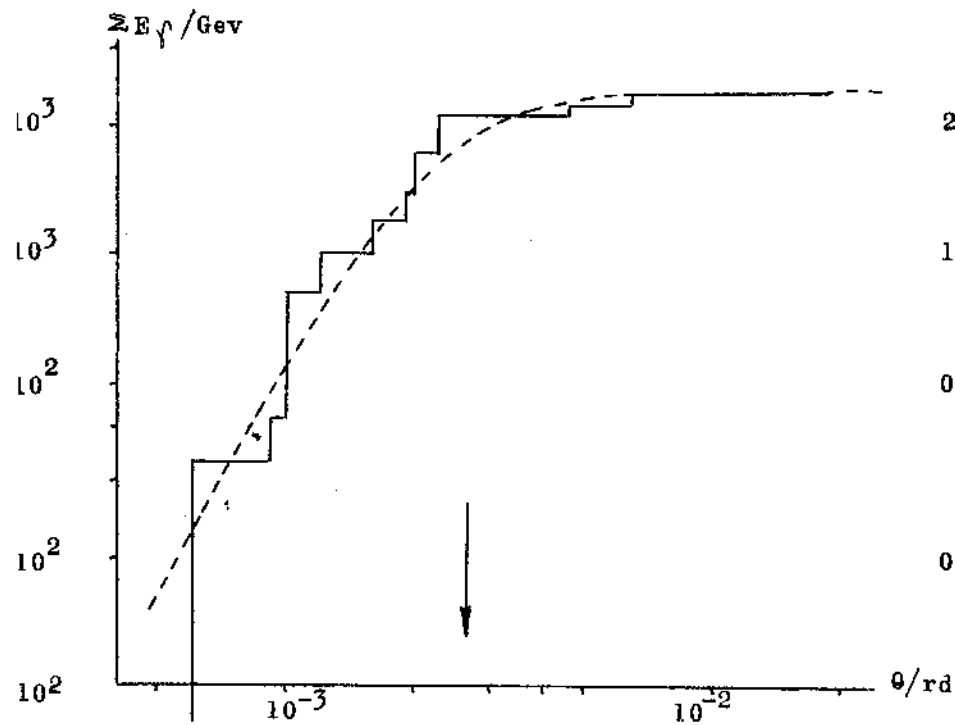


FIGURA 48

Correlações angulares para o evento Bo607, anômalo, após eliminação do pion mais energético.

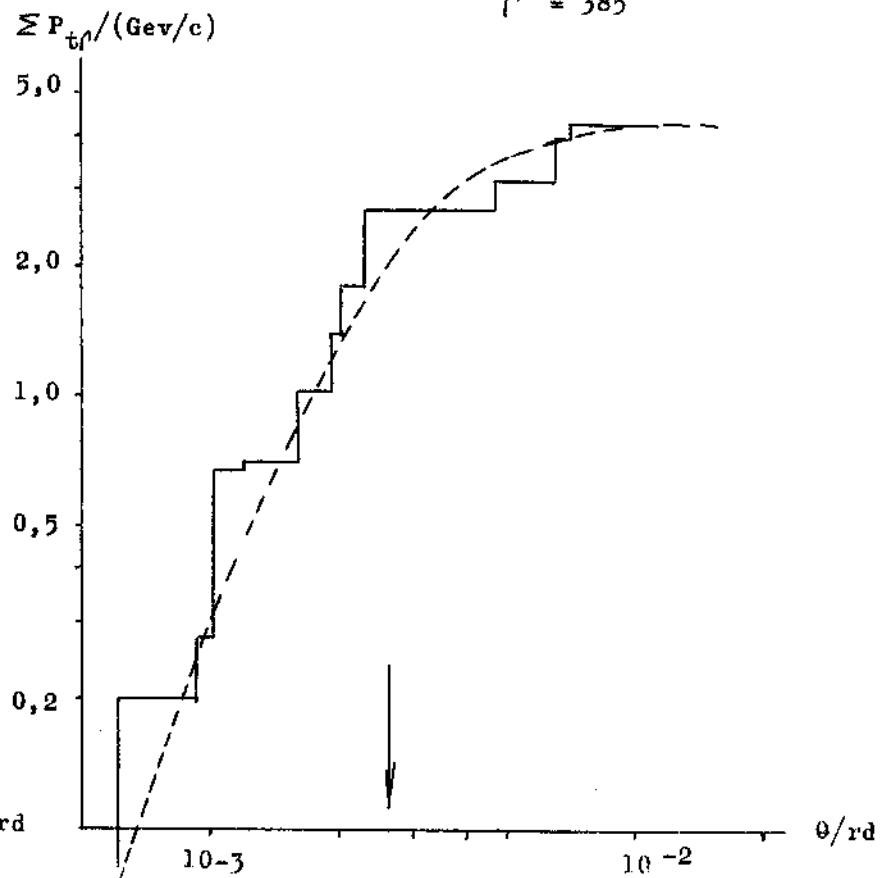
$$M^* = 6,0 \text{ GeV}/c^2$$

$$P = 385$$

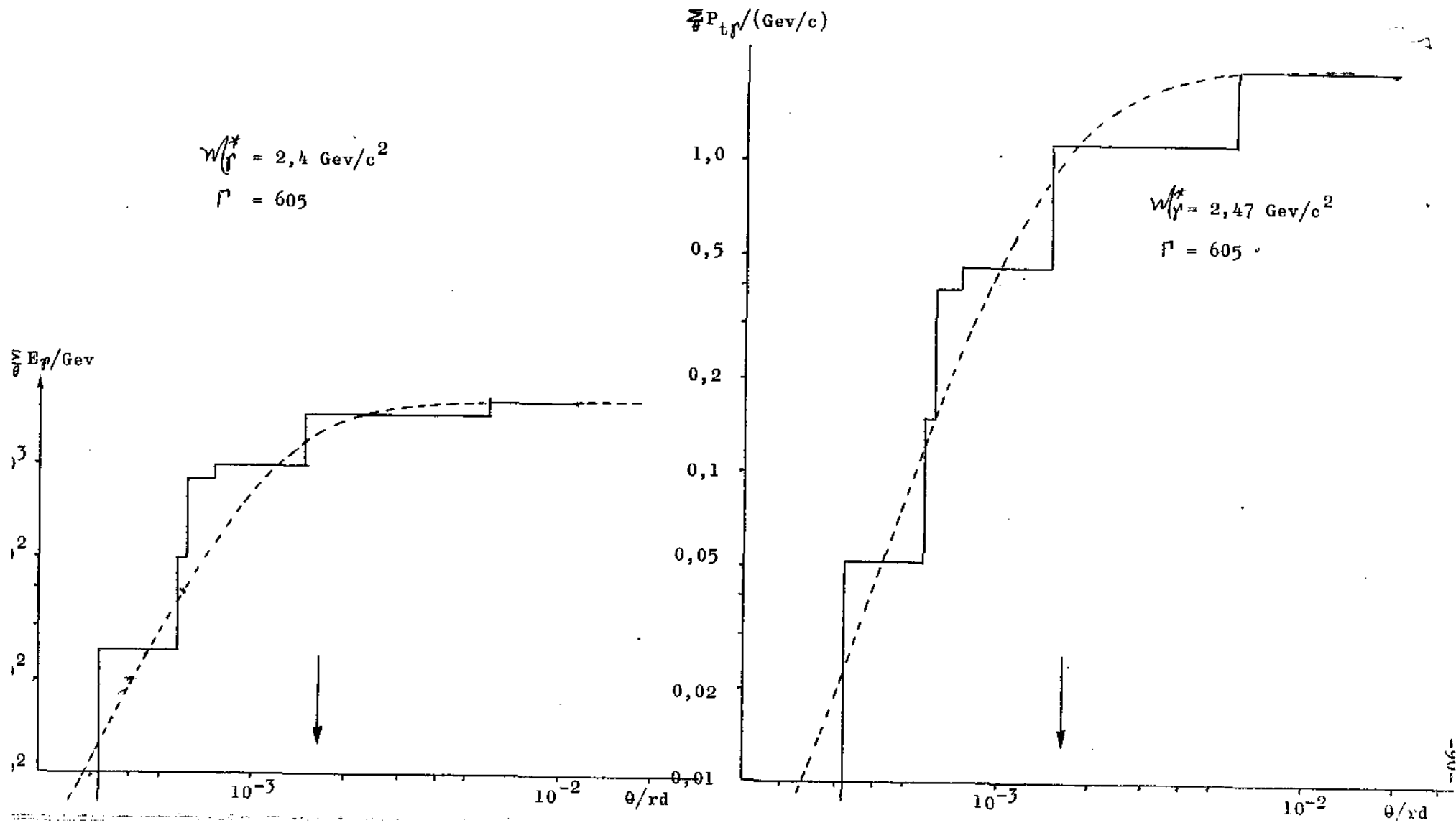


$$M^* = 5,5 \text{ GeV}/c^2$$

$$P = 385$$



Correlações angulares para o evento BrF2, anômalo, após eliminação do pion mais energético.



necessário dispor dos diagramas de alvo dos eventos em questão.

Na Fig. 50 está representada a correlação do fator de Lorentz no SL vs  $\sum E_{\gamma}$ , que evidencia claramente os dois grupos (a) e (b). Os pontos correspondentes aos 6 casos anômalos analisados, após a extração dos raios-gama mais energéticos, estão diferenciados dos demais.

Os valores médios de massa sob forma de Raios- $\gamma$  resultam para cada grupo respectivamente:

$$\langle m_{\gamma}^* \rangle = (1,6 \pm 0,2) \text{ Gev}/c^2$$

e

$$\langle m_{\gamma}^* \rangle = (7,7 \pm 0,7) \text{ Gev}/c^2$$

A distribuição das massas individuais dos eventos da Colaboração Bristol-Bombay, se encontra representada na Fig. 51; verifica-se haver boa concordância com o espectro de massa obtido para jatos atmosféricos pela C.B.J., conforme Fig. 36. Na Fig. 52, dá-se a distribuição de massa dos eventos que correspondem aos A-jatos da CBJ e aos C-jatos da Colaboração BB.

Para os 44 eventos em discussão, foi feita também uma análise estatística, análoga àquela apresentada nos parágrafos II-2,3,4. Na Fig. 53, tem-se o espectro integral de energia fracionária para o grupo (a); verificou-se que esta distribuição é consistente com aquela apresentada no § II-2, sendo:

$$N_0 = 8 \pm 1$$

$$R_0 = 0,15$$

Na Fig. 54 é apresentado o espectro integral de energia fracionária para o grupo (b); verifica-se ser a distribuição do mesmo tipo daquela obtida para os eventos de massa correspondente na análise de A-jatos. É impossível entretanto fazer uma comparação direta, devido à grande diferença na região de energia considerada em cada experiência, (Bristol-Bombay:

$$1 \leq \frac{\sum E_{\gamma}}{\text{Tev}} \leq 12 ; \text{ CBJ: } 20 \leq \frac{\sum E_{\gamma}}{\text{Tev}} \leq 200).$$

A extrapolação do espectro energético mencionado permite obter o valor  $N_0 = 20 \pm 5$ , que é consistente com aquele obtido através da análise de A-jatos. (grupo b).

Nas Figs. 55 e 56, estão representados os gráficos de Duller-Walker para os dois grupos separadamente. Verifica-se que a inclina-

FIGURA 50

Correlação  $\Gamma$  vs  $\sum E_{\gamma}$  para os C-jatos da  
Colaboração Bristol-Hombay

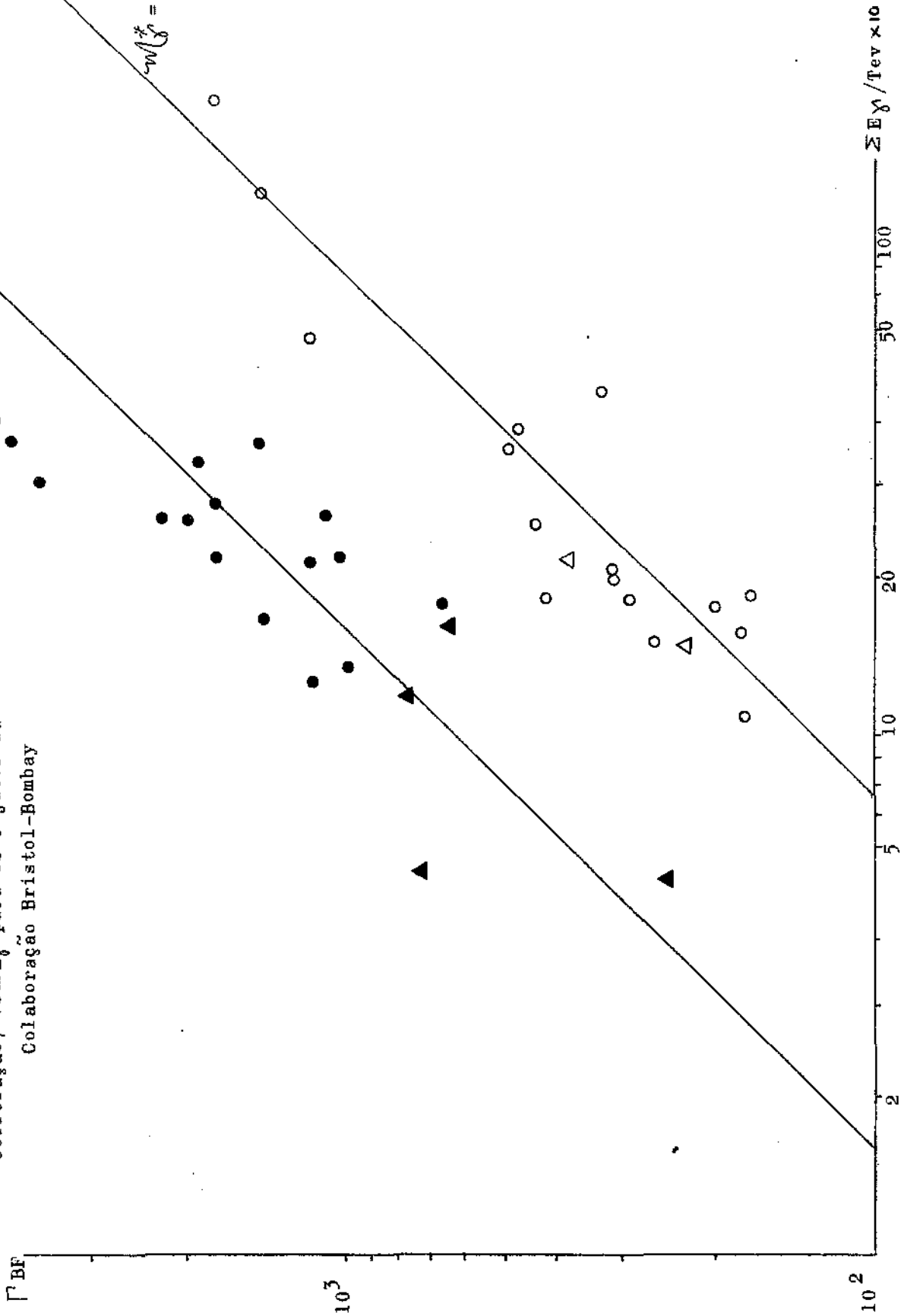


FIGURA 51

Histograma de valores de massas de E.I.I.  
(C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay)

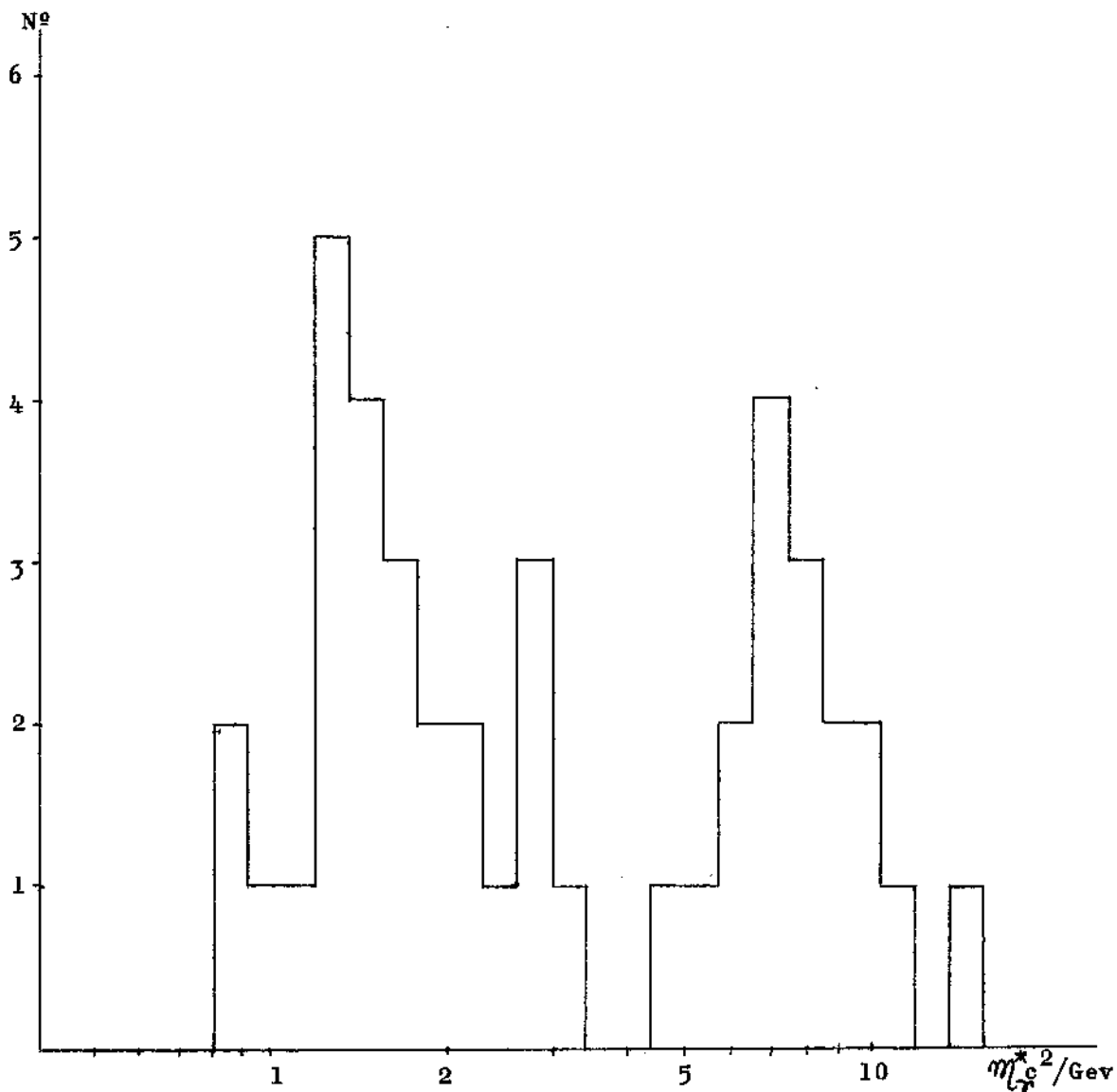


FIGURA 52

Distribuição de massas dos A-jatos (CBJ) + C-jatos (Br-Bo)

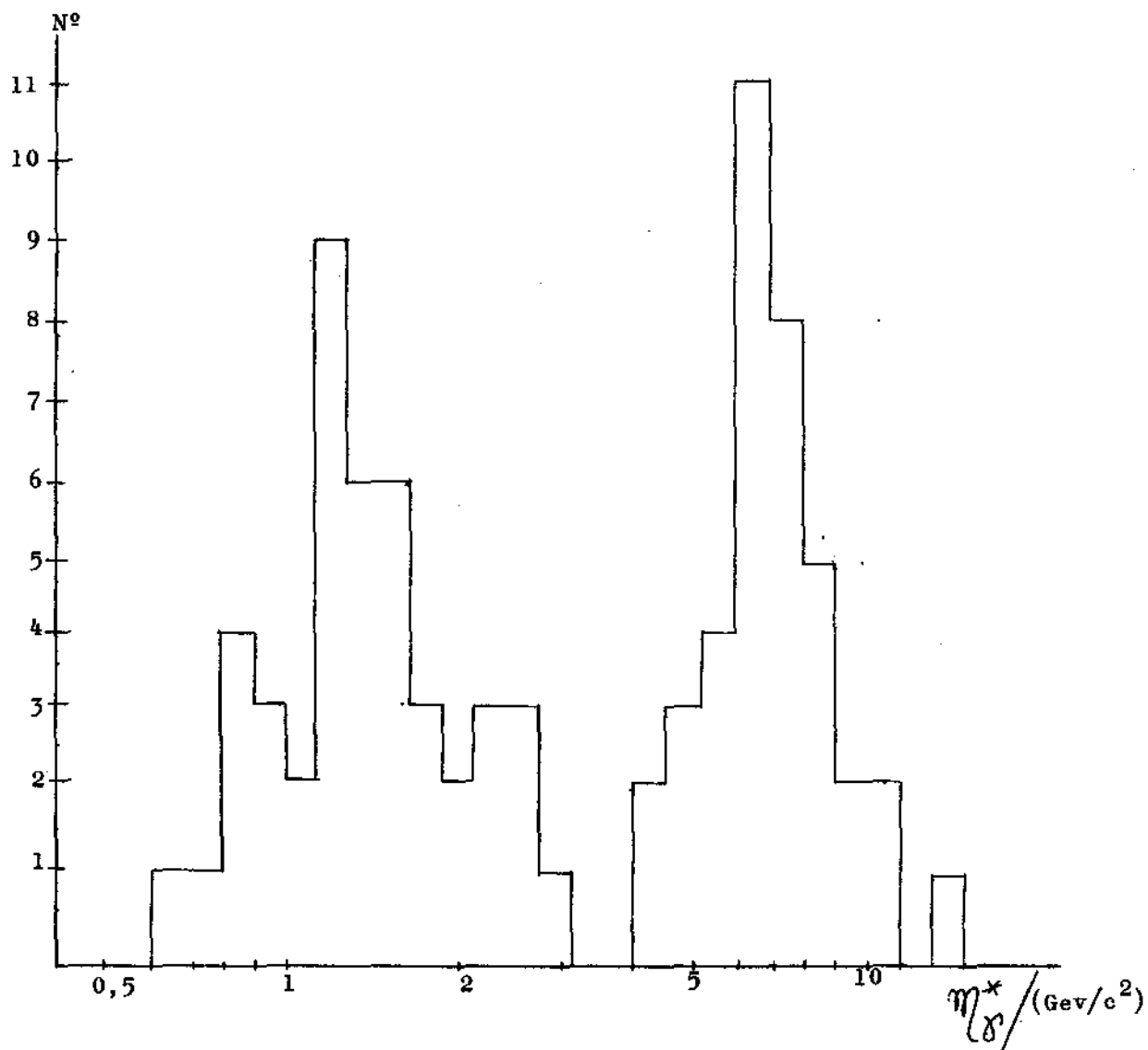


FIGURA 53

Espectro integral de energia fracionária normalizado  
para um evento- C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay

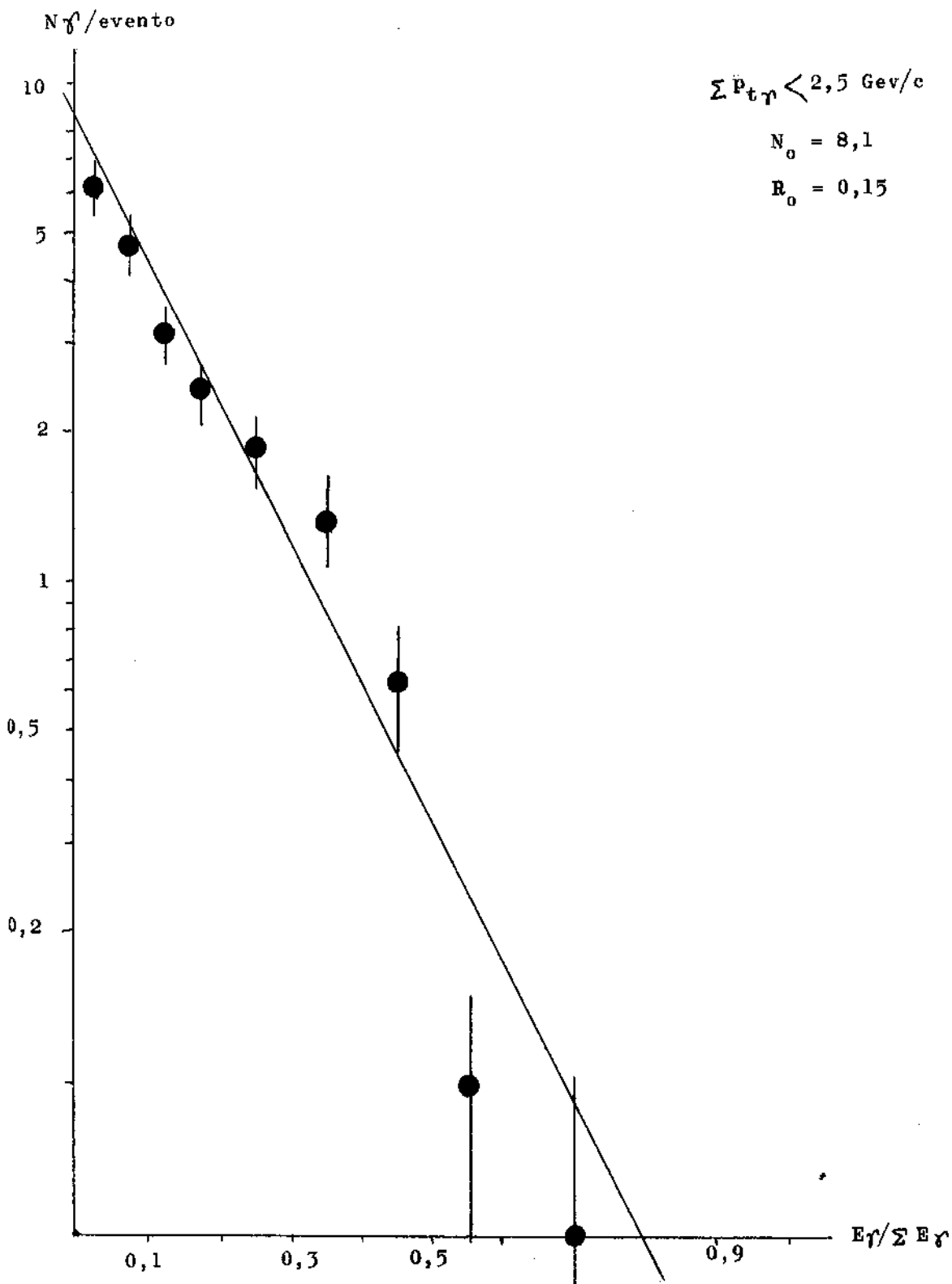




FIGURA 54

Espectro integral de energia fracionária normalizado para um evento - C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay

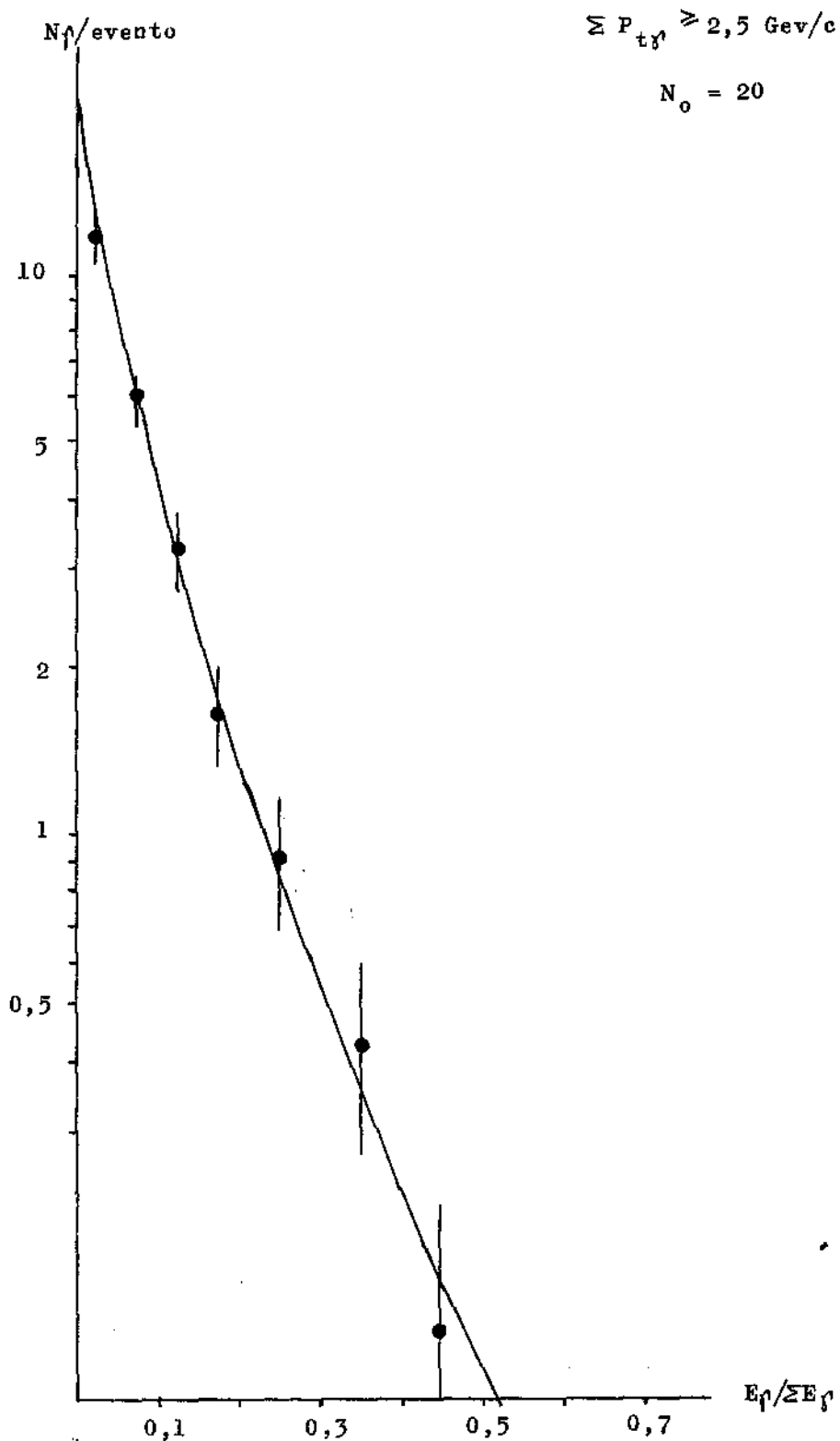
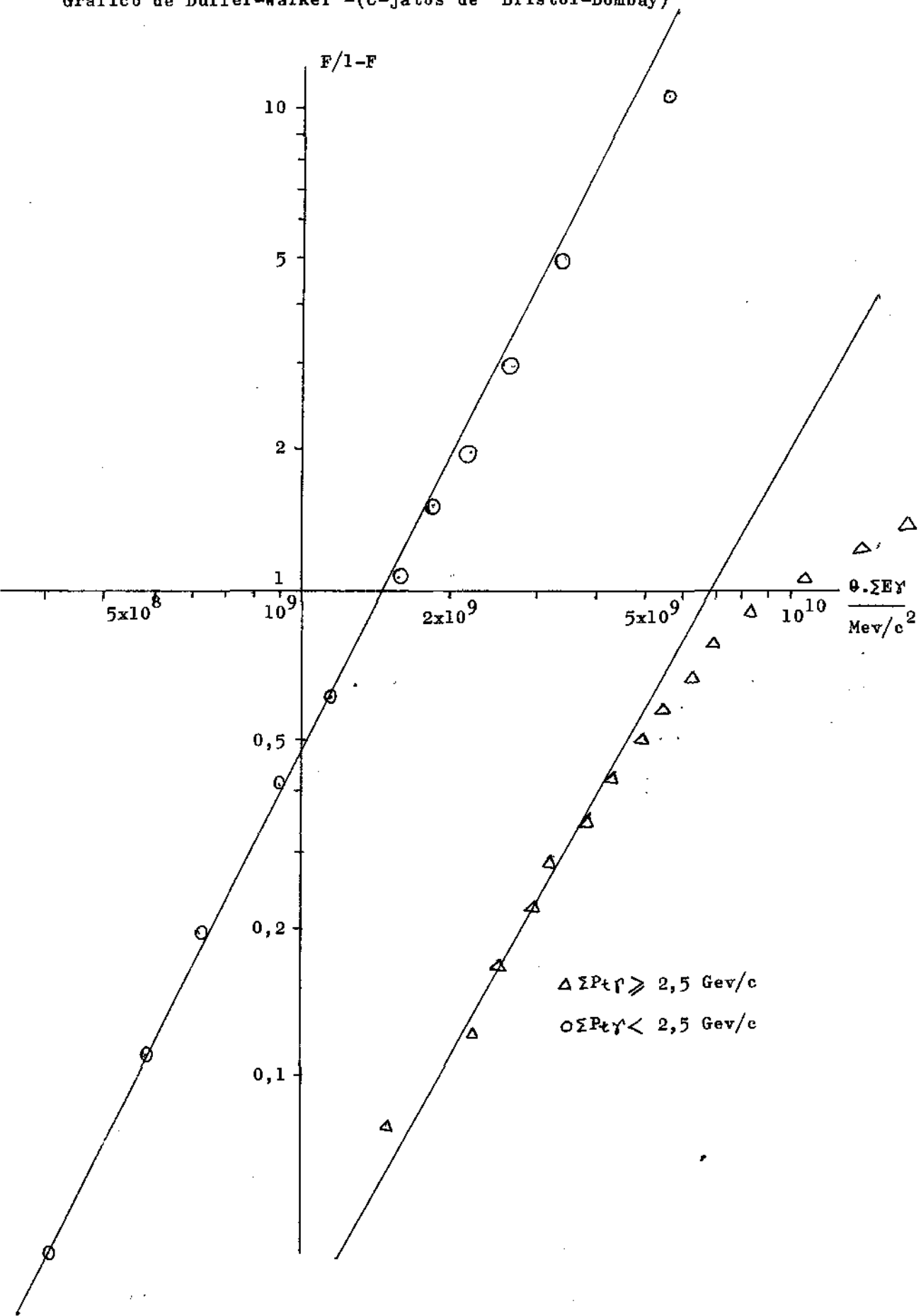


Gráfico de Duller-Walker -(C-jatos de Bristol-Bombay)



ção da reta que corresponde ao hemisfério "para a frente" é consistente com emissão isotrópica de um centro emissor comum. Tal fato, já havia sido constatado para cada evento separadamente, ao se fazer a análise individual, através das correlações  $\sum E \gamma(\theta)$  e  $\sum P_t \gamma(\theta)$ ; nas Fig. 57 a 60 apresenta-se a superposição das correlações incluindo todos os eventos, para cada grupo. Nas Fig. 61 a 62 estão representadas as distribuições dos momenta transversais dos raios-gama cujos valores médios resultam respectivamente:

$$\langle P_t \gamma \rangle \quad (a) = (202 \pm 13) \quad \text{Mev}/c$$

$$\langle P_t \gamma \rangle \quad (b) = (380 \pm 21) \quad \text{Mev}/c$$

que são aproximadamente 25 ~ 30% maiores dos valores correspondentes obtidos através dos dados experimentais da CBJ. Este fato, pode ser explicado como sendo devido à diferença dos métodos utilizados para a determinação e calibração da energia dos raios-gama individuais.

Nas Fig. 63 e 64 estão representadas as distribuições integrais dos  $P_t \gamma$  para cada grupo. Estes resultados, dentro do erro sistemático acima mencionado, também estão de acordo com os obtidos através da análise de C-jatos e A-jatos da CBJ.

Os resultados do presente parágrafo, comprovam que a observação de E.I.I. de massa  $m_{\gamma}^* = 7,7 \text{ Gev}/c^2$  não foi possível, para regiões de energia inferiores a  $\sum E \gamma = 20 \text{ Tev}$ , nos A-jatos da CBJ, apenas devido à energia limiar de detecção. A existência dos eventos do tipo anômalo (c) não foi detetada pela C.B.J., até ter sido verificada, através das análises dos dados de Bristol-Bombay; este fato pode ser explicado se novamente fôr levado em conta o alto valor de energia limiar de detecção da experiência da C.B.J., e a eliminação dos eventos de baixa multiplicidade, nas análises dos eventos da C.B.J. apresentados.

FIGURA 57

Correlações  $\sum E_{\gamma}$  vs.  $\theta$  normalizadas pelo Fator de Lorentz e superpostas; dados de Bristol-Bombay 1963 - grupo a.

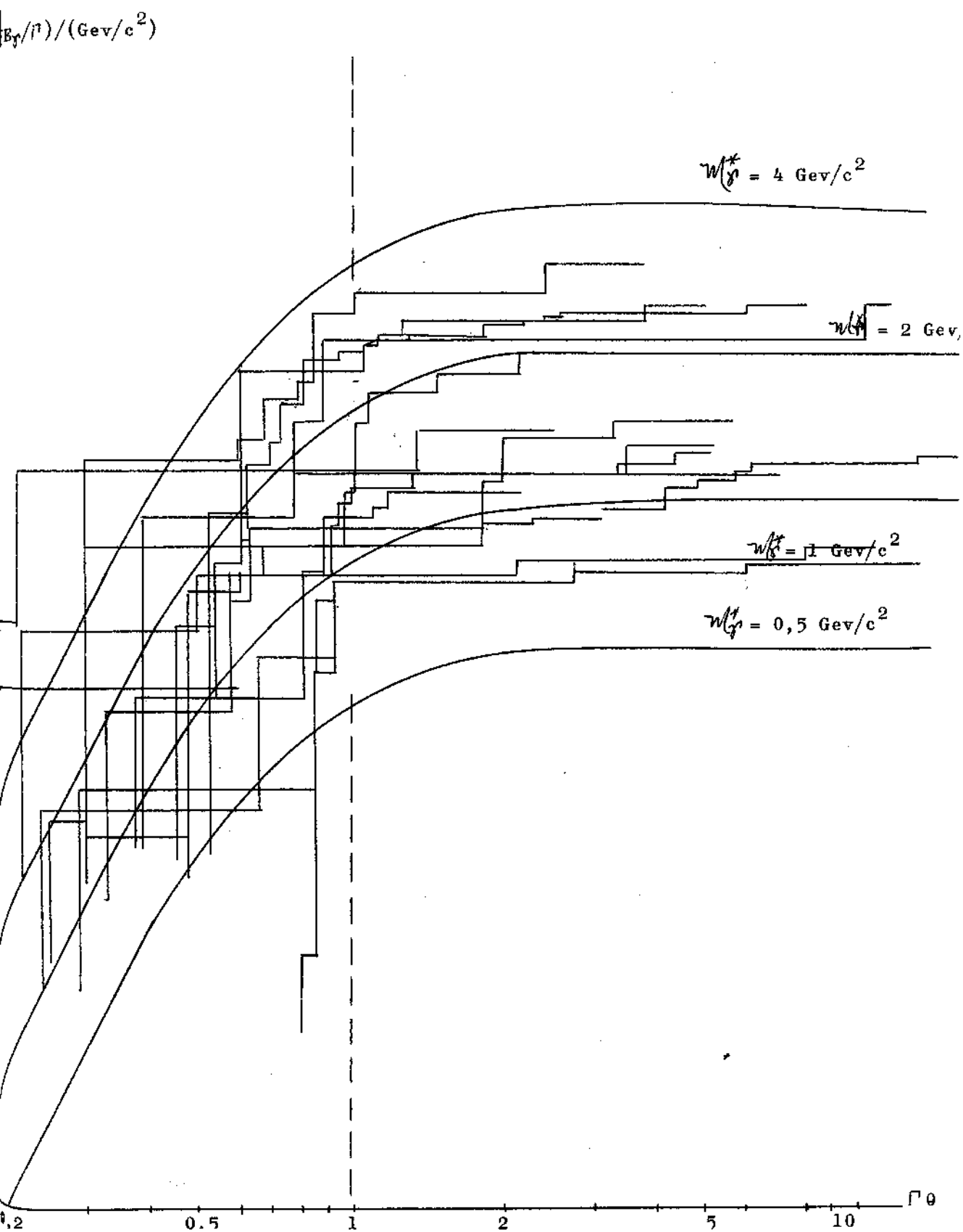
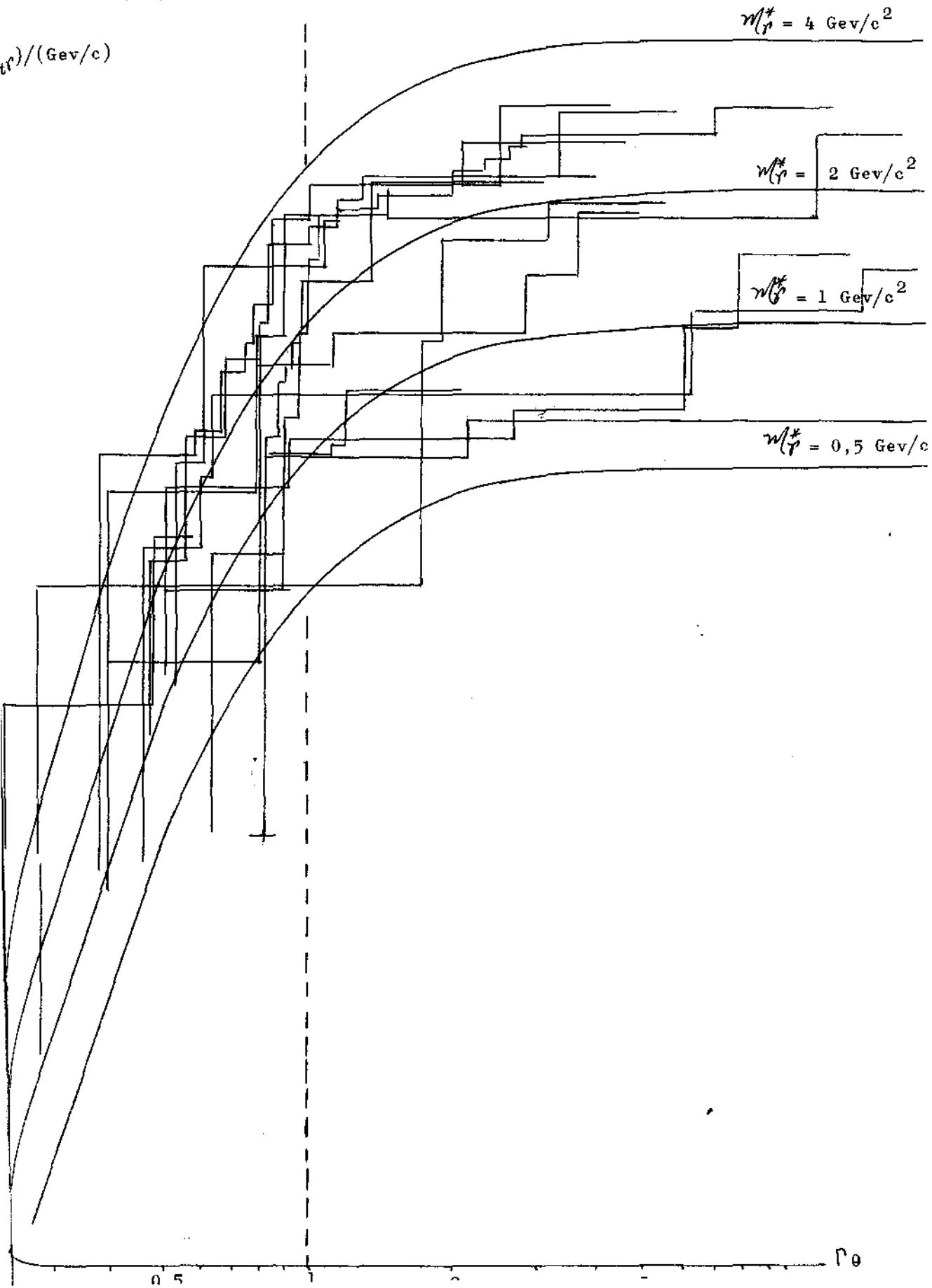


FIGURA 58

Correlações  $\sum_{\theta} P_t$  vs.  $\theta$  normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas: dados de Bristol-Bombay 1963 - grupo a



Correlações  $\sum E_{\gamma}$  vs.  $\theta$  normalizadas pelo Fator de Lorentz e superpostas; Dados de Bristol-Bombay 1963 - grupo b.

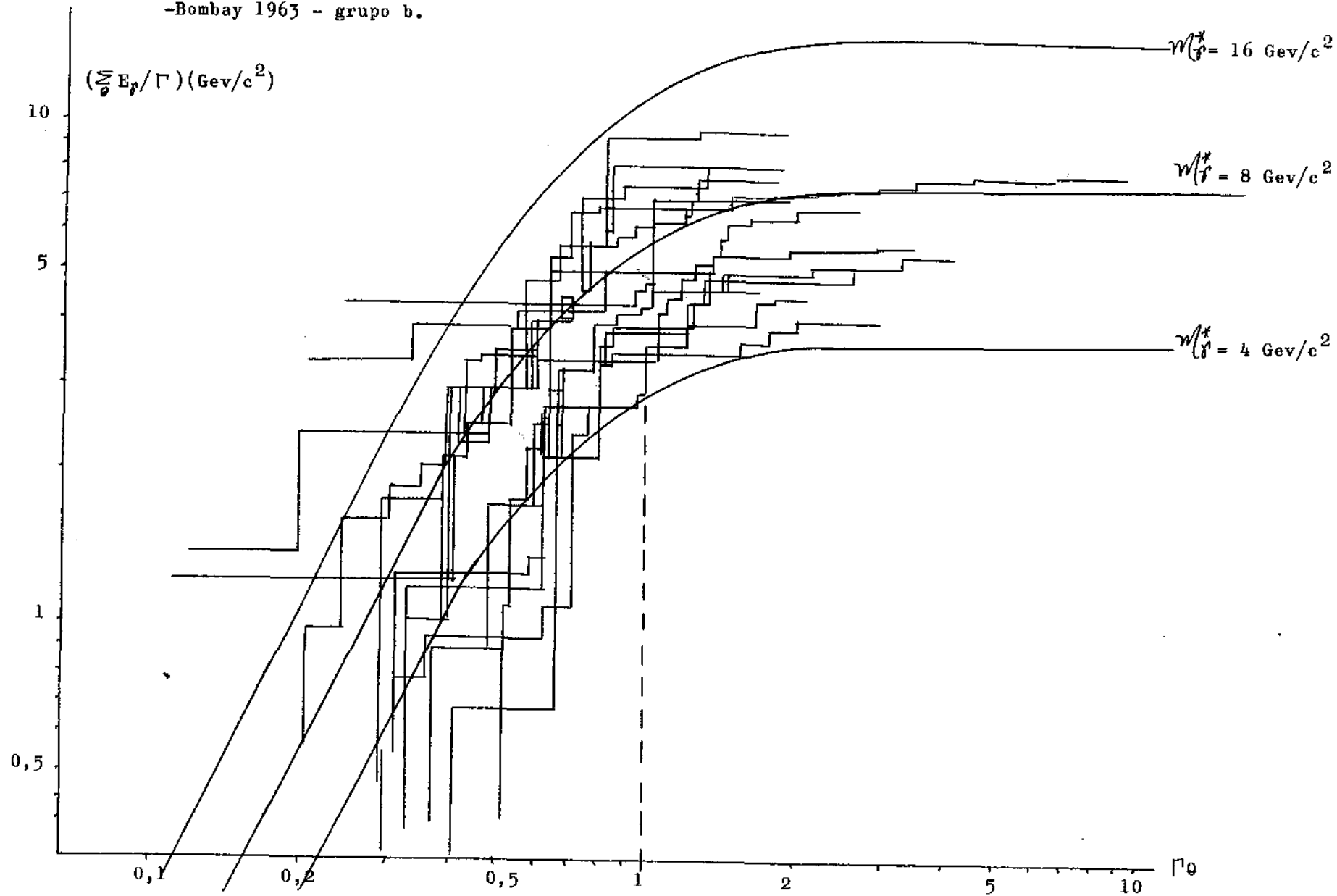


FIGURA 60

Correlações  $\sum_{i=1}^n P_{ti}$  vs.  $\theta$  normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas; dados de Bristol-Bombay 1963 - grupo b.

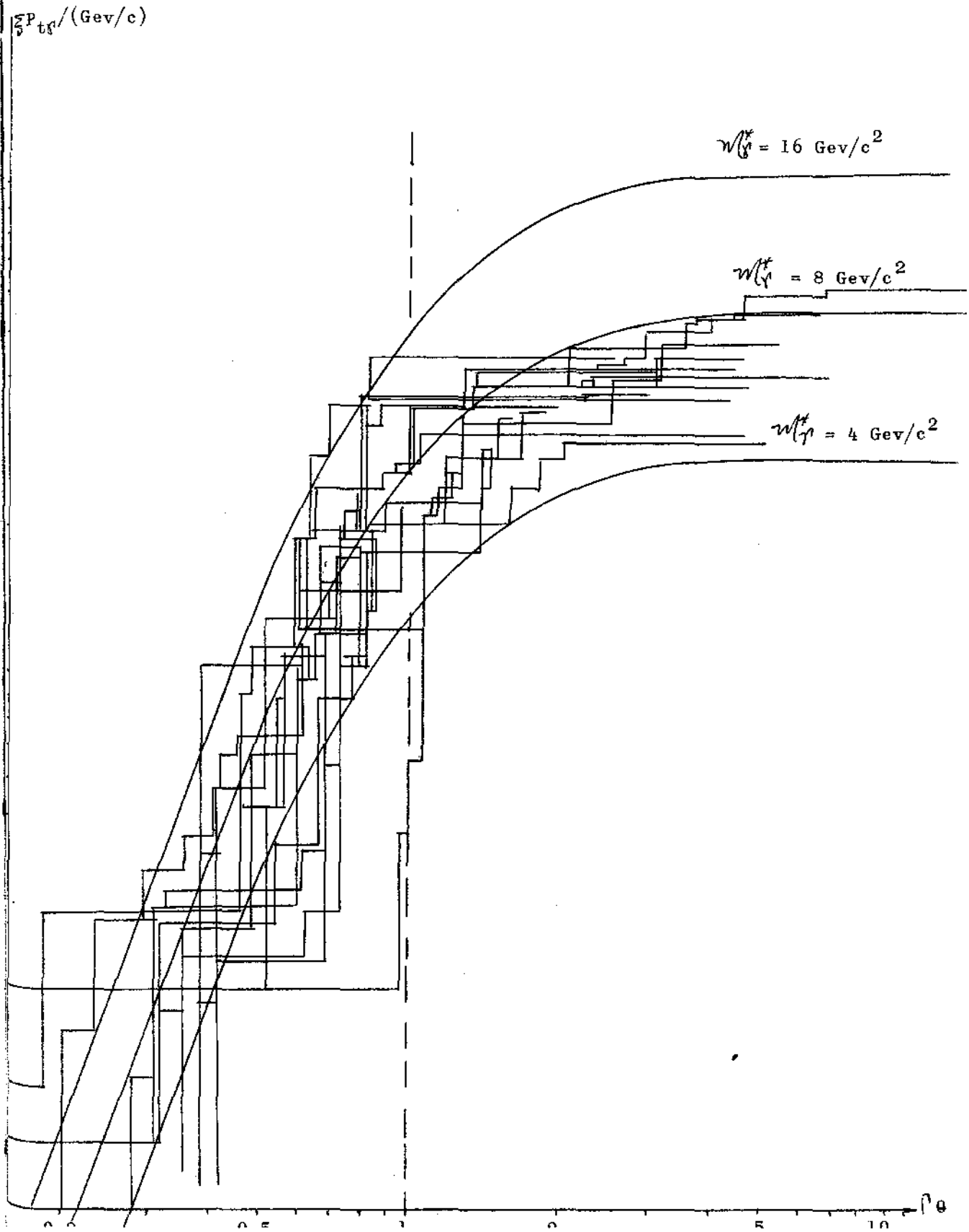


FIGURA 61

Distribuição diferencial dos momenta transversais dos E.I.I. correspondentes ao grupo (a) - C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay

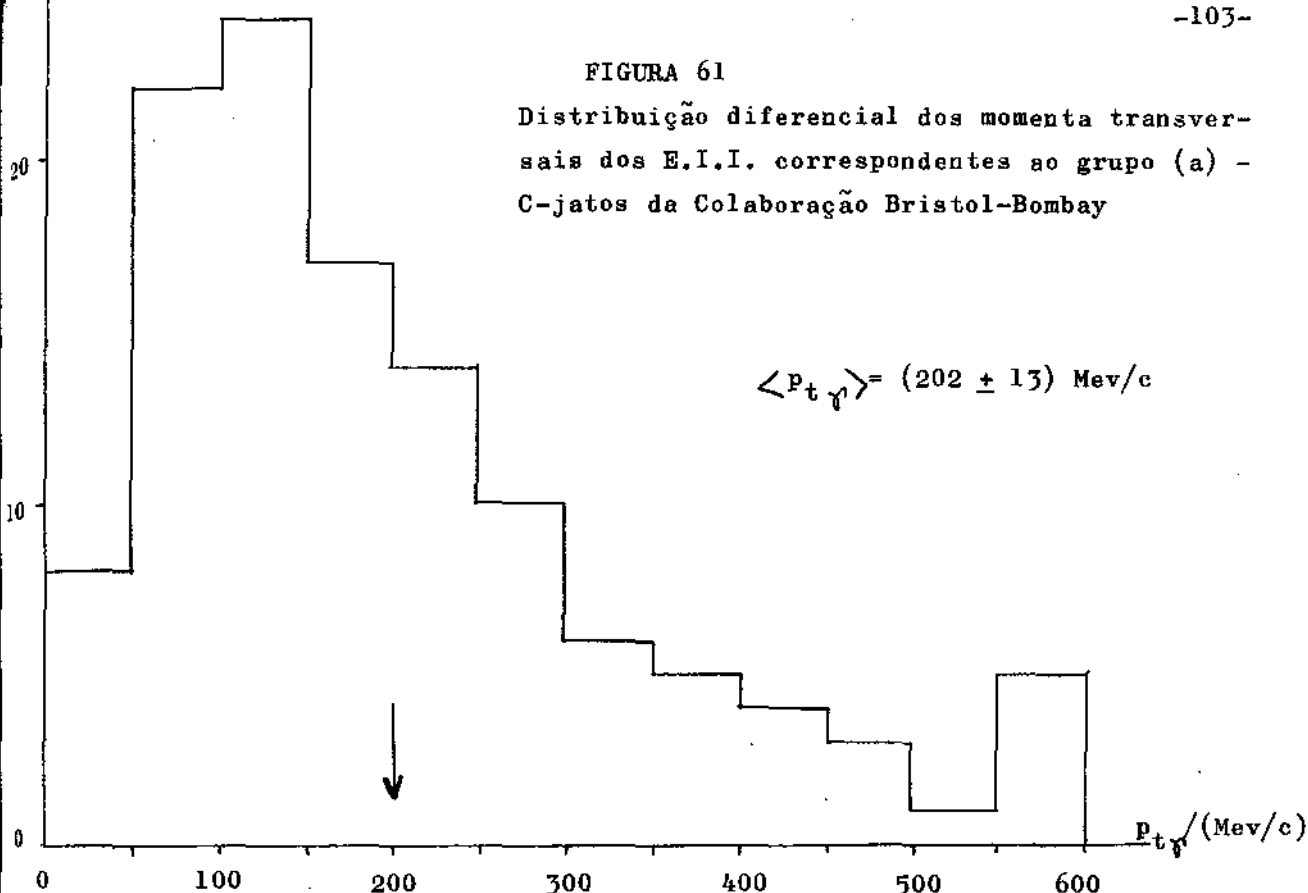


FIGURA 62

Distribuição diferencial dos momenta transversais dos E.I.I., correspondentes ao grupo (b) - C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay.

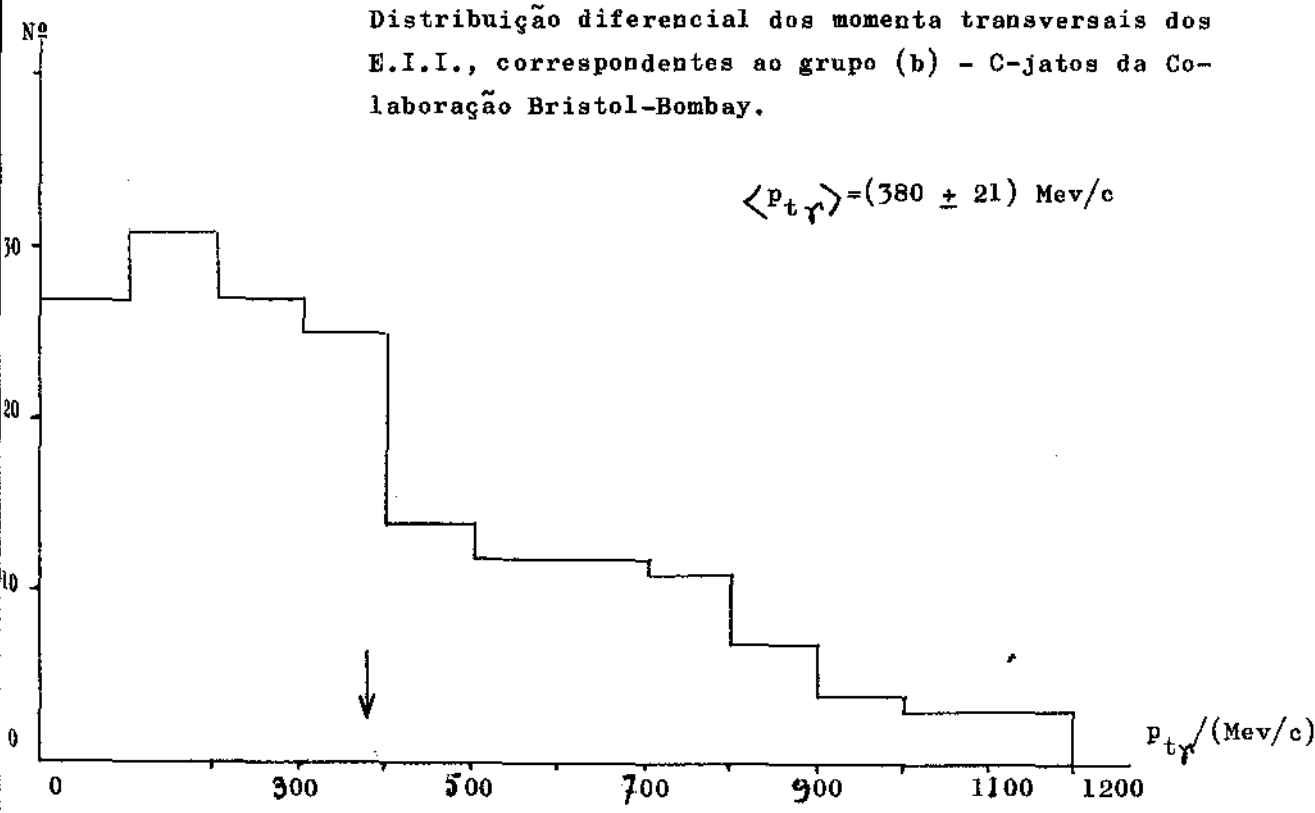




FIGURA 63

Distribuição Integral dos Momenta Transversais dos raios-gama dos C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay com  $\sum p_{t\gamma} < 2,5 \text{ Gev/c}$

(20 eventos)

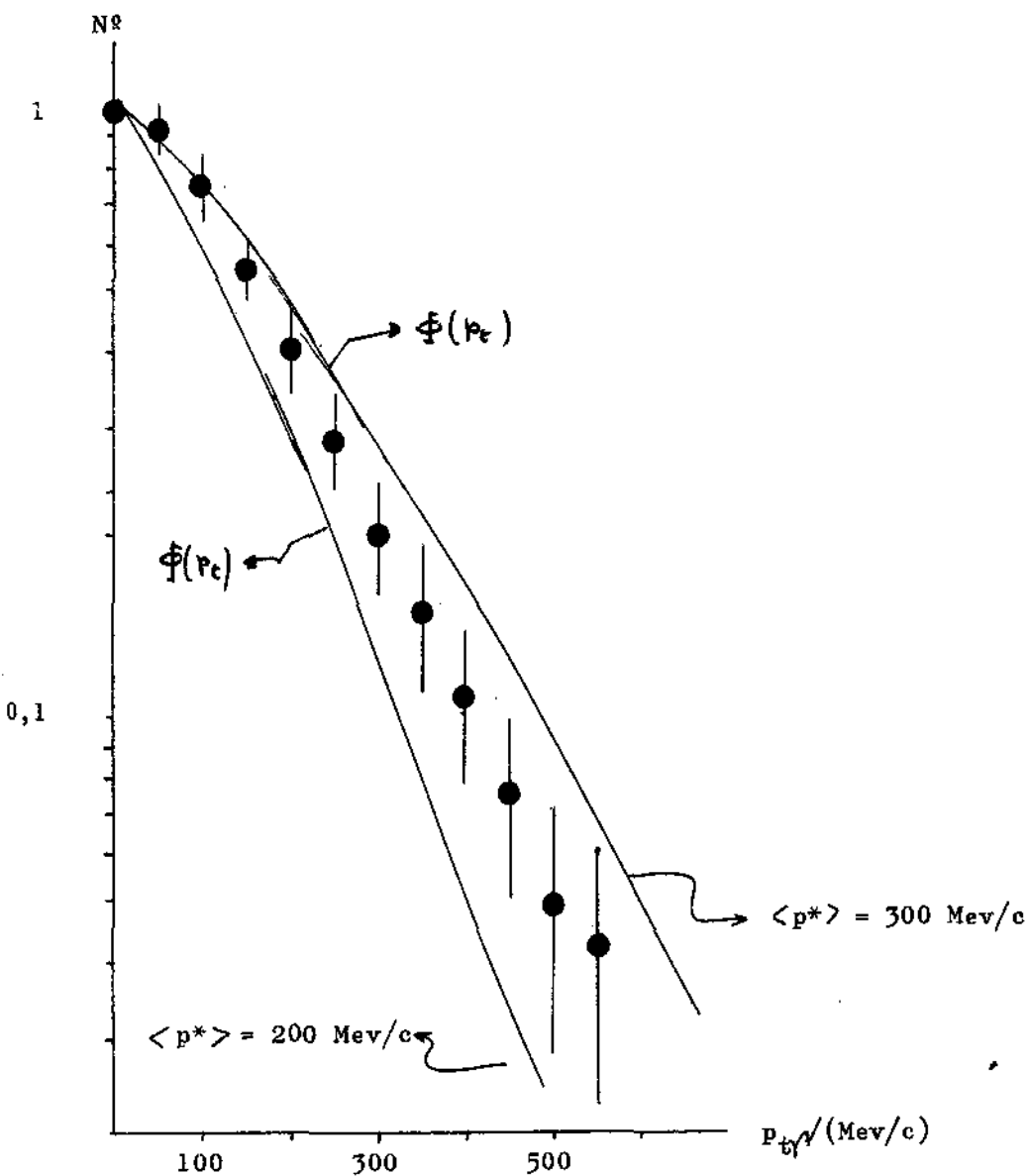
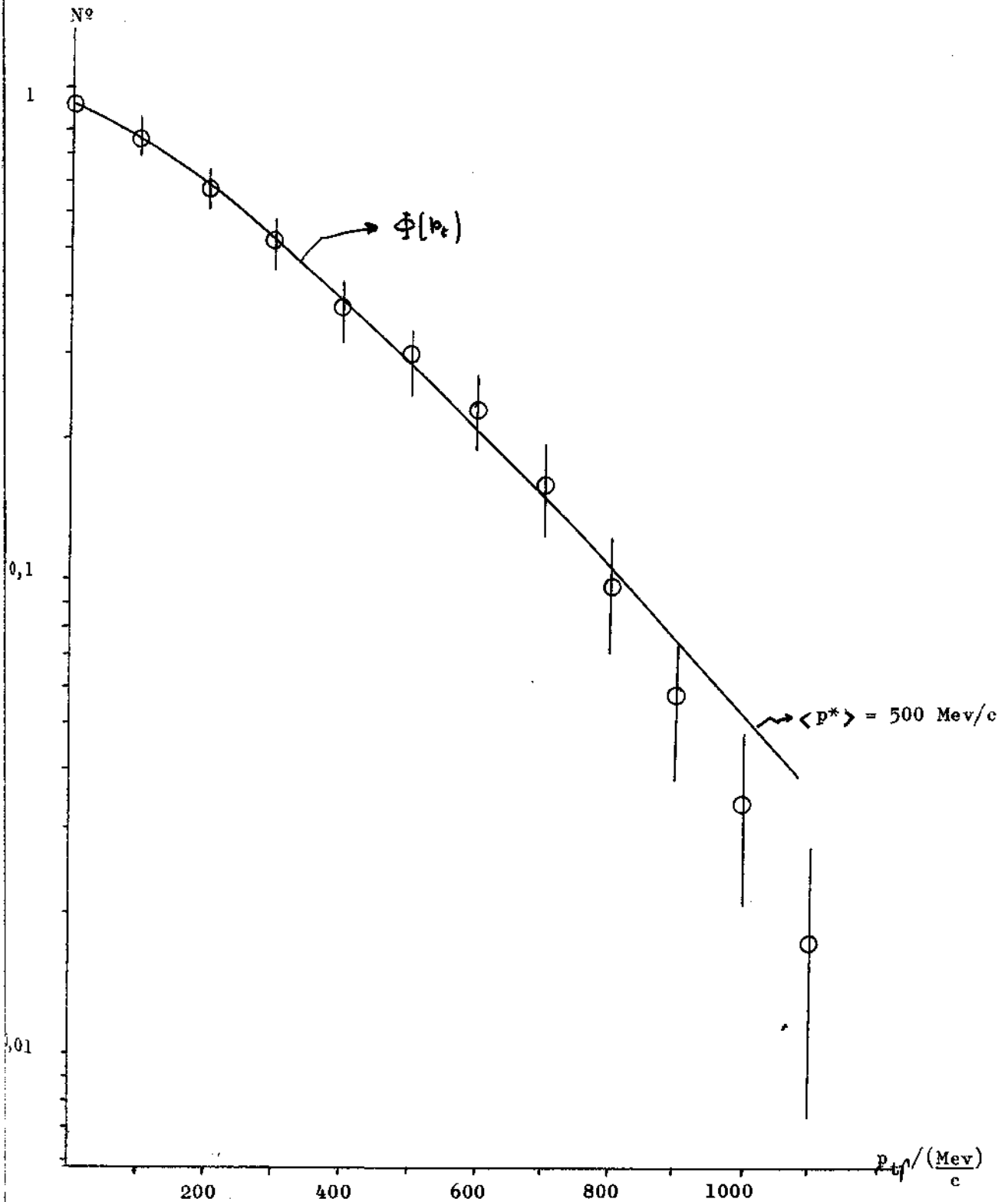


FIGURA 64

Distribuição Integral dos Momenta Transversais dos C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay, com  $\sum p_{t\gamma} > 2,5 \text{ Gev/c}$ .

(15 eventos)



III - 3 - Estrêla Solitária do Texas

Na Conferência Internacional sôbre Raios CósMICOS em Jaipur (1963), foram apresentados também, pelo grupo de Bristol, dados experimentais de um evento de grande energia ( $\sum E_{\gamma} \sim 230$  Tev) e de grande multiplicidade ( $N_{\gamma} > 100$ ); êste evento é resultado de uma interação ocorrida a  $\sim 35$  cm de uma câmara de emulsões puras exposta à Radiação CósMica num vôo de Balão. Nos Proceedings of Royal Society (23), são apresentados os dados experimentais sob forma de gráfico de Peyrou, que fornece os valores de  $P_t$  e  $P_{//}$  relativos ao Sistema C.M. para cada R- $\gamma$ , tendo sido considerado o valor:

$$\Gamma_{CM} = 700.$$

Entre os resultados publicados, entretanto, não foram apresentadas outras análises, além das distribuições dos momenta transversais  $p_t$  e longitudinais  $p_{//}$ , e a distribuição energética dos raios- $\gamma$ .

No presente parágrafo faz-se uma nova análise do citado evento, supondo-se a emissão de pions a partir de um centro único, conforme já foi descrito no § II-5.

Com os valores de  $P_{//}$  e  $P_t$  fornecidos, e conhecendo-se o fator  $\Gamma_{CM}$  considerado, calculou-se o valor da energia  $E_{\gamma}$  de cada Raio- $\gamma$ , e seu ângulo de emissão  $\theta_{\gamma}$  no S.L.

Nas Fig. 65 e 66 estão representadas as correlações  $\sum E_{\gamma}$  vs  $\theta$  e  $\sum P_t \gamma$  vs  $\theta$ , e sua comparação com as curvas teóricas. Nota-se a boa concordância dos resultados experimentais com a hipótese de emissão de pions por um único estado intermediário isotrópico cujo valor de massa sob forma de raios- $\gamma$  resulta:

$$m_{\gamma}^* E = (70 \pm 9) \text{ Gev}/c^2 \quad e$$

$$m_{\gamma}^* P_t = (86 \pm 10) \text{ Gev}/c^2$$

sendo o valor do fator de Lorentz em relação ao SL.

$$\Gamma_E = 3000 \pm 450 \quad e \quad \Gamma_{P_t} = 3000 \pm 450.$$

Na Fig. 67 está representado o espectro de energia dos raios- $\gamma$ , obtendo-se por extrapolação o valor  $N_0 = 135$ , e na Fig. 68, tem-se a distribuição diferencial dos momenta transversais dos raios- $\gamma$ , cujo valor médio é:

$$\langle P_t \gamma \rangle = (346 \pm 25) \text{ Mev}/c$$

FIGURA 65

Correlação  $\sum E_{\gamma}$  vs  $\theta$  para o evento  
Estrêla Solitária do Texas

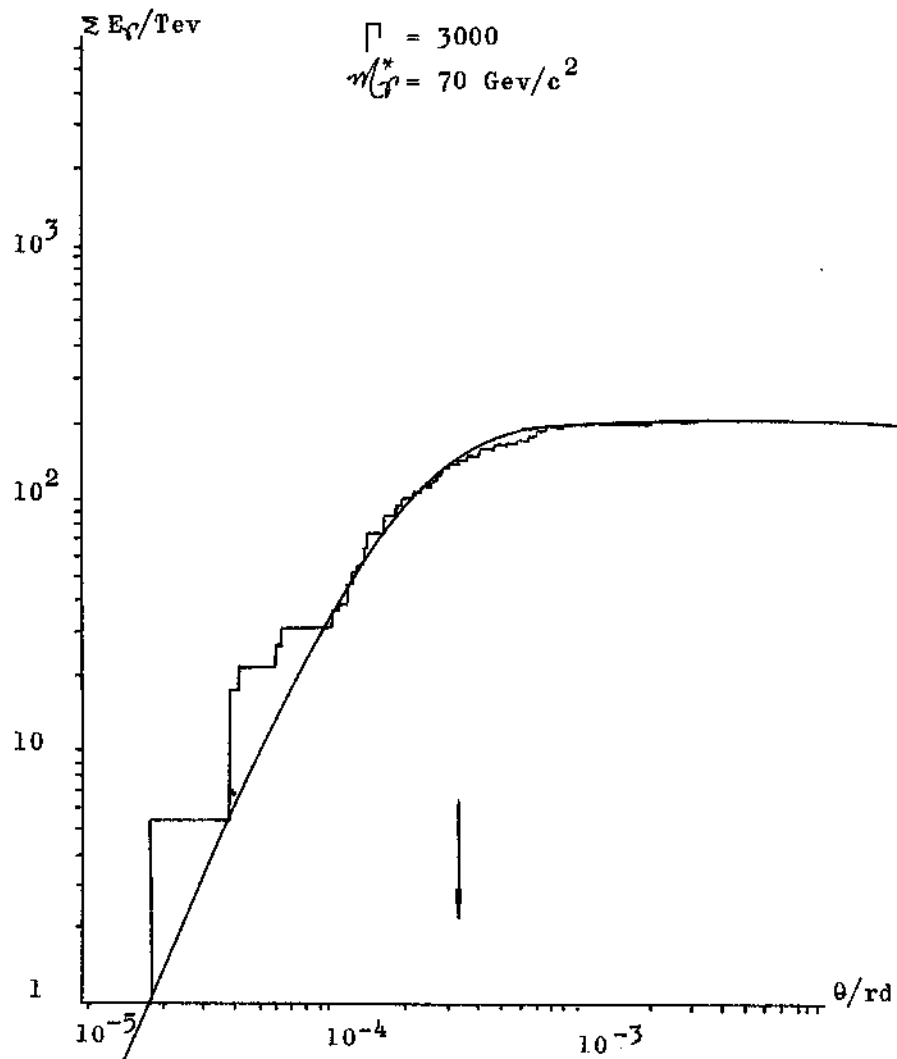


FIGURA 66

Correlação  $\sum P_{t\gamma}$  vs  $\theta$  para o evento  
Estrêla Solitária do Texas

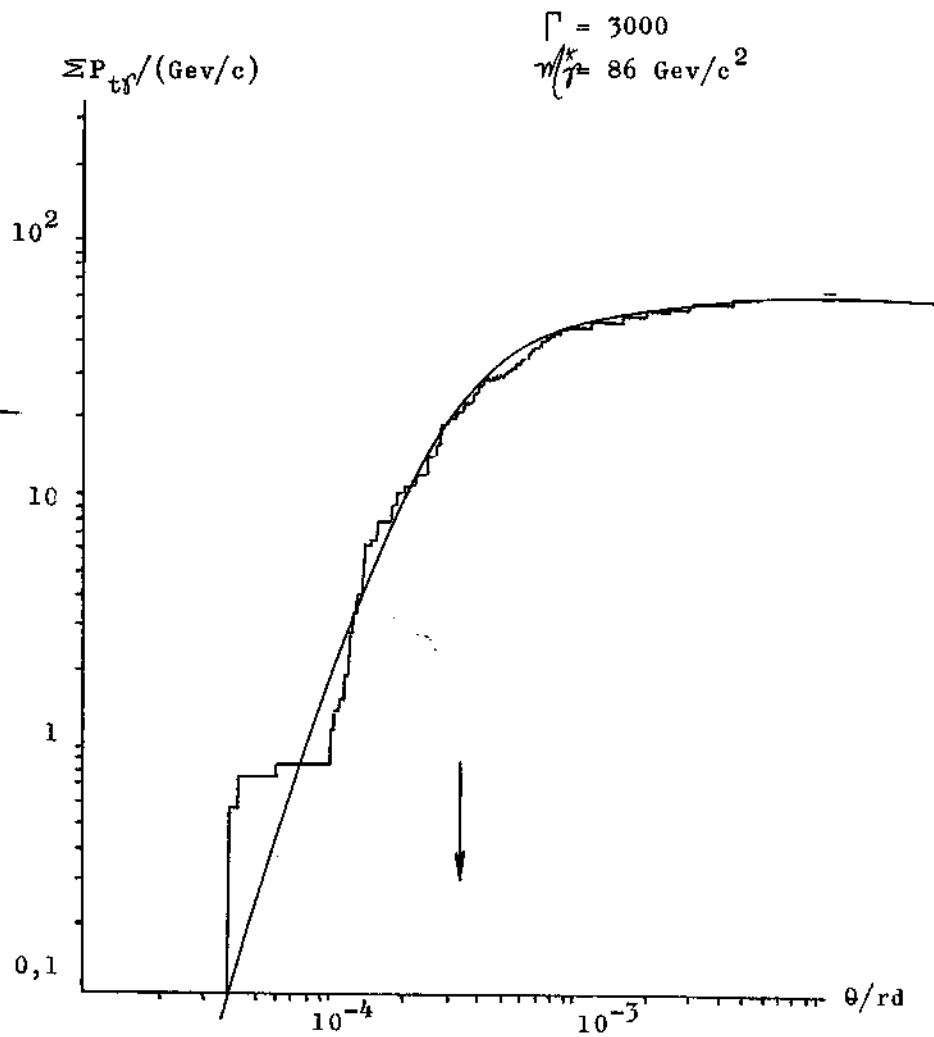
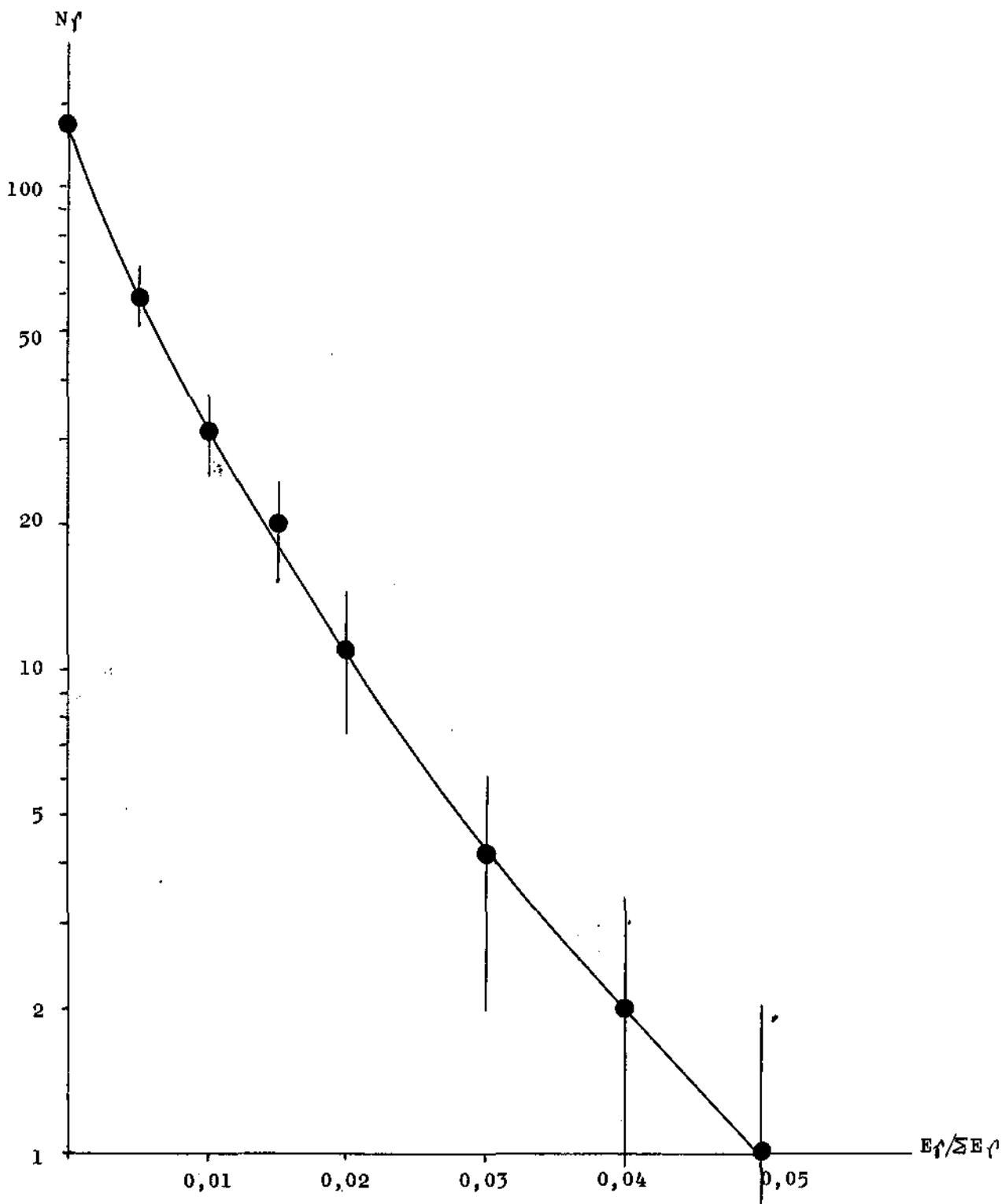


FIGURA 67

Espectro Integral de Energia Fracionária do evento  
Estrêla Solitária do Texas

$N_{\gamma} = 136$



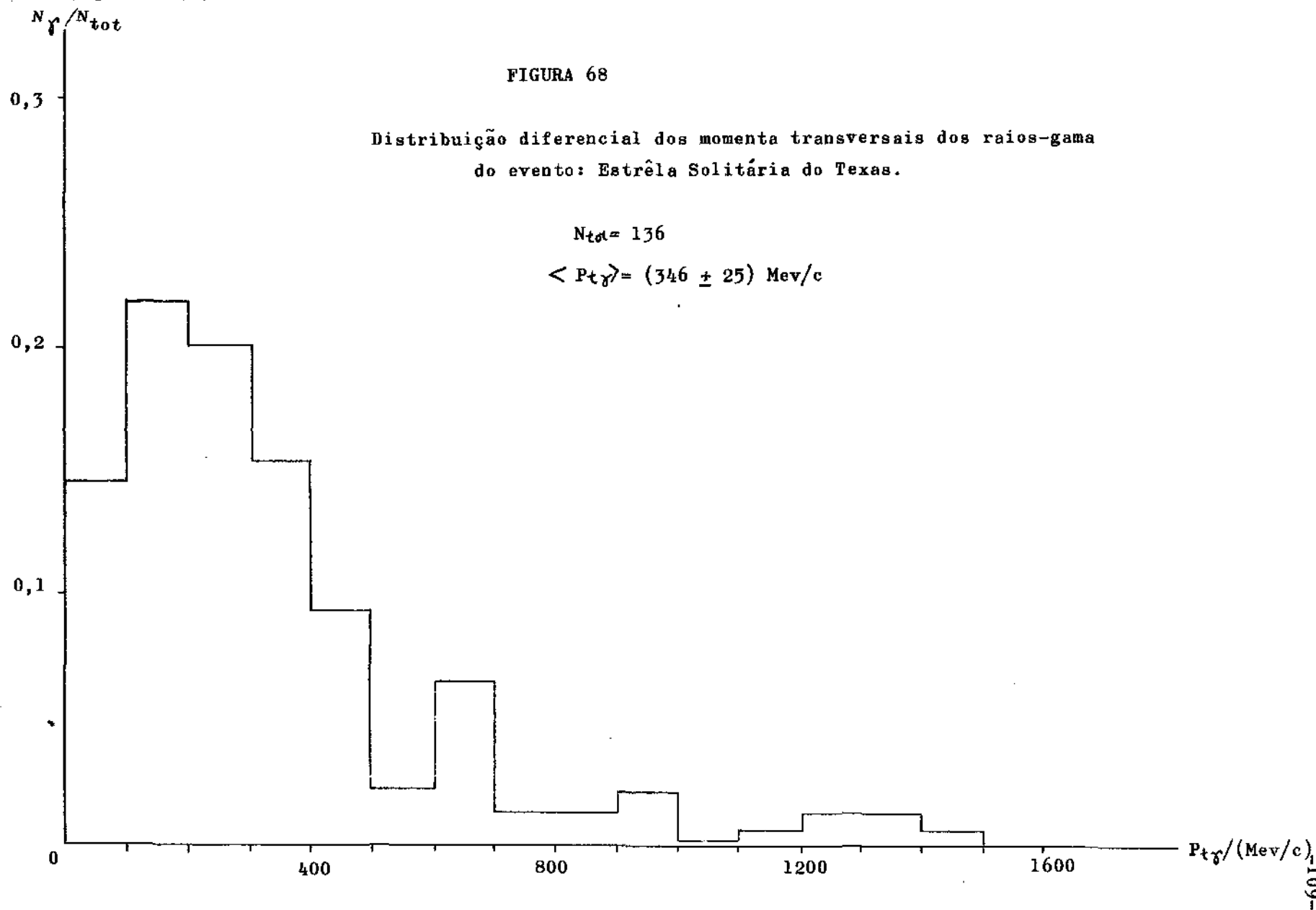
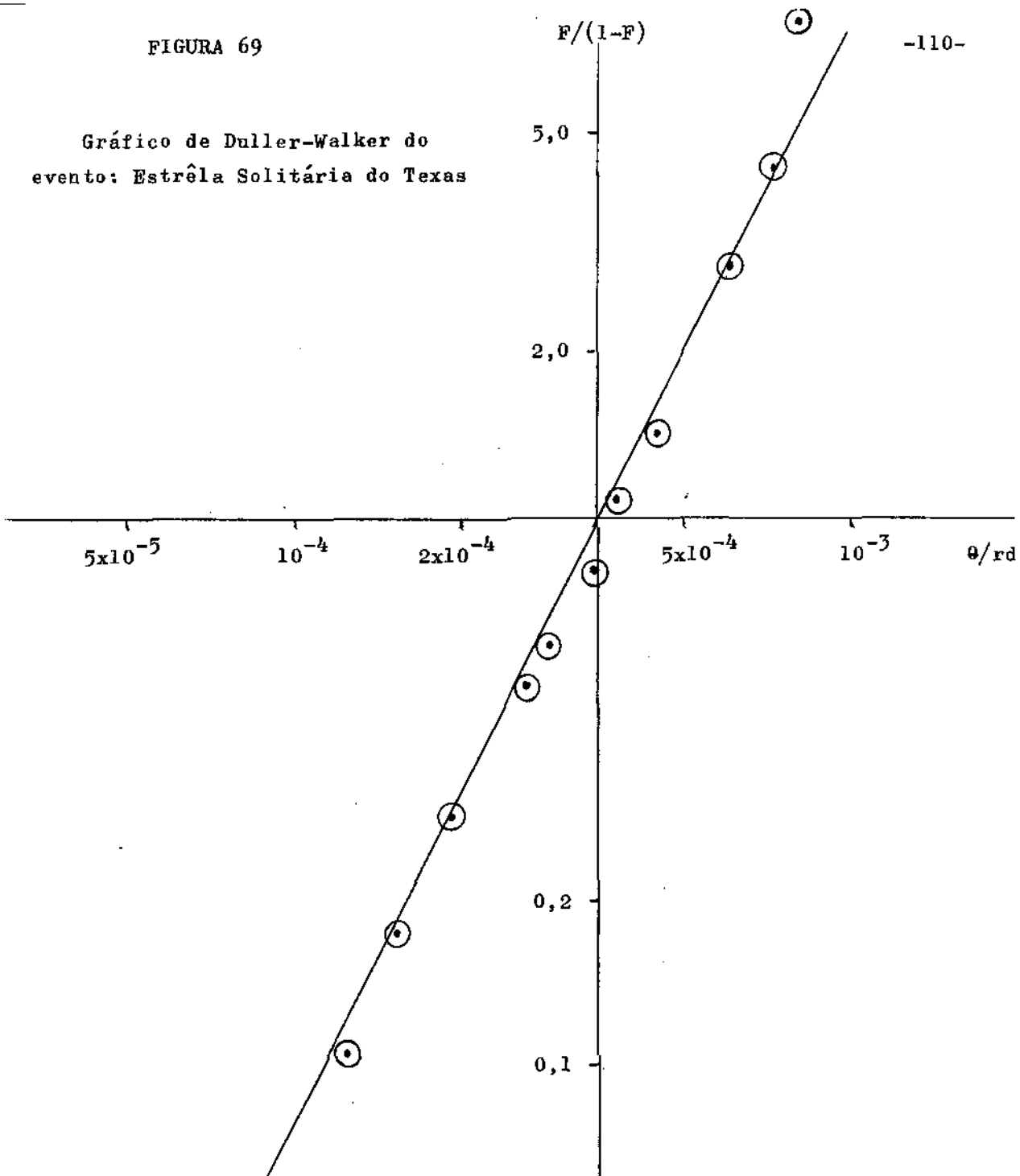


FIGURA 69

Gráfico de Duller-Walker do  
evento: Estrêla Solitária do Texas



Número total de raios-gama:  $N_{\gamma} = 135$

$$[\theta]_{1/2} = 3,5 \times 10^{-4} \text{ rd}$$

$$\Gamma^* = 2.850$$

Na Fig. 69 está representado o gráfico Duller-Walker do evento; nota-se excelente concordância com emissão isotrópica.

O valor de massa de repouso do E.I.I., obtido através da análise dêsse evento, é diferente dos valores que haviam sido mencionados até o presente parágrafo; a multiplicidade de raios- $\gamma$  também se apresenta muito superior da encontrada nos E.I.I. anteriores. Êste fato evidencia a existência de um terceiro tipo de emissão isotrópica a partir de um centro comum.

No decorrer do estudo da Câmara 14 da C.B.J. foi detetado um evento devido a uma interação atmosférica, ocorrida a ~10 km. acima do detetor. A energia detetada sob forma de raios- $\gamma$  é:

$$\Sigma E_{\gamma} \sim 10^{16} \quad \text{a} \quad 10^{17} \quad \text{e.v.}$$

A análise dêsse evento é difícil, devido a interações sucessivas e degradação de cascatas na atmosfera. Os resultados obtidos até o presente indicam que êsse evento, denominado Andromeda, é da mesma natureza da Estrela Solitária do Texas.



IV - Conclusões

## I

Os resultados apresentados no Cap. II permitem concluir que na produção múltipla de mesons por hadrons, na faixa energética

$$0,3 \leq \frac{\sum E_{\gamma}}{\text{TeV}} \leq 15, \text{ intervém um estado interme-}$$

diário de massa invariante  $M_{\pi\gamma}^* = 1,3 \text{ Gev}/c^2$  que emite isotropicamente mesons  $\pi^0$ , e estes, raios-gama. A existência desse estado intermediário é confirmada no Cap. III pela análise dos dados sobre jatos atmosféricos (CBJ) e pela análise de dados referentes a C-jatos publicados pela colaboração Bristol-Bombay<sup>(\*)</sup>; em particular a análise de jatos atmosféricos permite observar a contribuição desse estado intermediário até  $\sum E_{\gamma} \sim 50 \text{ Tev}$ .

Esse estado intermediário de massa  $M_{\pi\gamma}^* = 1,3 \text{ Gev}/c^2$ , que será denominado Bola de Fogo mirim, é caracterizado por uma "temperatura" da ordem da massa de repouso do pion<sup>(\*\*)</sup>.

$$\langle P_{t\gamma} \rangle = (148 \pm 4) \text{ Mev}/c$$

e por uma multiplicidade extrapolada de raios-gama,

$$N_0 = 8,5 \pm 0,3$$

É importante salientar que os parâmetros  $M_{\pi\gamma}^*$ ,  $\langle P_{t\gamma} \rangle$  e  $N_0$  não apresentam dependência energética para todo o intervalo

$$0,3 \leq \frac{\sum E_{\gamma}}{\text{TeV}} \leq 50.$$

Supondo que a Bola de Fogo mirim se desintegra somente em pions e que todos os raios-gama detetados nos C-jatos são devidos à desintegração  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  obtém-se, através de simulação pelo método de Monte Carlo, a massa piônica ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ )

$$M_{\pi\gamma}^* = 2,6 \text{ Gev}/c^2$$

Levando em conta os erros estatísticos e sistemáticos que

(\*) Os valores dados neste parágrafo são aqueles obtidos pela C.B.J.; os valores da Colaboração Bristol-Bombay apresentam uma diferença sistemática de + 30%.

(\*\*)  $\langle p_{\gamma}^* \rangle = \frac{4}{\pi} \langle p_{t\gamma} \rangle$  = momentum médio no referencial da Bola de Fogo.

$$\langle T_{\pi}^* \rangle = 2 c \langle p_{\gamma}^* \rangle - m_{\pi} c^2 = 185 \text{ Mev}$$

foram mencionados no texto estima-se que o valor acima possa apresentar um erro total da ordem de 40%.

Convém salientar que recentemente foram apresentados por vários grupos resultados que confirmam a existência de um estado intermediário isotrópico de massa piônica da ordem de  $3 \text{ Gev}/c^2$ , tanto utilizando a Radiação Cósmica como aceleradores artificiais.

Smorodin et al. <sup>(24)</sup> observaram aproximadamente 10 interações atmosféricas de  $\sum E \gamma \sim 5 \text{ Tev}$  detetados em câmaras de Emulsão e Chumbo expostas em avião ( $M_{\pi}^* \sim 1 \text{ Gev}/c^2$ )

Dobrotin et al. <sup>(25)</sup> observaram "Bolas de Fogo" em seu estudo de interações de pions que produzem "Jatos assimétricos" da ordem de 100 Gev em câmaras de Wilson dotadas de um alvo de Hidreto de Lítio (LiH) ( $M_{\pi}^* \pm \sim 2,5 \text{ Gev}/c^2$ )

O grupo de Lebedev Institute <sup>(\*)</sup> estudando interações de protons de 24 Gev com núcleos de emulsão nuclear exposta em campo magnético pulsante obteve evidência de produção de Bolas de Fogo de massa piônica total

$$(M_{\pi}^*)_{\text{tot}} = (2,7 \pm 0,2) \text{ Gev}/c^2$$

Com referência aos resultados de Dobrotin et al. e do grupo do Lebedev Institute convém frizar que nessas experiências, ao contrário das apresentadas neste trabalho e das de Smorodin et al., foram detetados os pions carregados.

## II

No § III foi apresentada evidência conclusiva a favor da existência de um segundo Estado Intermediário Isotrópico que será denominado Bola de Fogo assú, caracterizado por:

$$M_{\pi}^* = 7,7 \text{ Gev}/c^2 \quad (**)$$

$$\langle P_{tr} \rangle = (303 \pm 20) \text{ Mev}/c$$

$$N_0 = 20$$

A Bola de Fogo assú é detetada no intervalo energético

$1 \ll \frac{\sum E \gamma}{\text{Tev}} \ll 15$  nos dados da Colaboração Bristol-Bombay e no intervalo  $20 \ll \frac{\sum E}{\text{Tev}} \ll 200$  nas interações atmosféricas da Colaboração Brasil-Japão.

A Bola de Fogo assú difere da mirim não só pela sua massa invariante sob forma de raios-gama  $M_{\pi}^*$  e multiplicidade extrapolada  $N_0$ , mas também pela sua maior temperatura (aproximadamente  $\times 3,5$  da Bola de Fogo mirim) e pela forma do espectro energético fracionário e do espectro de momenta transversais.

De acôrdo com os resultados preliminares com interações atmosféricas, a produção da Bola de Fogo assú torna-se maior que a da Bola de Fogo mirim para interações de  $\sum E \gamma > 50 \text{ Tev}$ .

(\*) Dobrotin - comunicação particular

(\*\*\*) / T\* \ \dots

Não foi procurado obter-se o valor da massa piônica da Bola de Fogo assú devido ao fato de não ser possível, com os dados estatísticos atuais, conhecer o seu mecanismo de desintegração. É de se esperar, devido à maior <sup>H</sup>temperatura da Bola de Fogo assú, que a contribuição de Kaons ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$ ) seja considerável e possa inclusive contribuir de maneira dominante para a produção dos kaons observados em e-mulsões puras.

### III

O evento denominado Estrêla Solitária de Texas analisado no §-III indica a existência de um terceiro Estado Intermediário caracterizado por

$$\begin{aligned} m_{\text{Gr}}^* &= 78 \text{ Gev}/c^2 \\ \langle P_{t\gamma} \rangle &= (346 \pm 25) \text{ Mev}/c \\ N_0 &= 136 \end{aligned}$$

### IV

Verifica-se portanto que a produção múltipla de pions na faixa energética analisada no presente trabalho procede predominantemente através de Estados Intermediários Isotrópicos que apresentam um espectro definido de massas.

As características dos Estados Intermediários Isotrópicos diferem marcadamente daquelas dos barions excitados ou das ressonâncias detetados na região de aceleradores de partículas de alta energia.

Para o caso da Bola de Fogo mirim, devido ao fato de sua massa ser próxima da faixa em que se encontram os barions excitados e as ressonâncias, Smorodin <sup>(24)</sup> lançou a hipótese de que se trate de um barion que se desintegra estatisticamente em pions. Por outro lado, M. Koshiba <sup>(26)</sup> considera a Bola de Fogo mirim como sendo evidência de que um barion hipotético (Aleph) é produzido e se desintegra num meson  $\eta'_+$  nucleon.

As hipóteses de Smorodin e Koshiba estão sendo testadas através de medida do momento transversal da Bola de Fogo mirim relativamente ao hadron residual; resultados parciais, Y. Fujimoto e K. Sujimoto <sup>(27)</sup>, baseados em 7 C-jatos para os quais foi possível observar o hadron residual dão um valor médio  $\frac{\langle P_t \rangle}{\text{Gev}/c} = 1,8 \pm 0,3$

para o momento transversal acima mencionado. Esse resultado exclui

a possibilidade proposta por Smorodin e o modelo Aleph de Koshiba.

O modelo Aleph de Koshiba também é excluído pelos resultados do Ap. III no qual se mostra que interações sucessivas, ou plurais, nos C-jatos contribuem muito pouco para a multiplicidade extrapolada de raios-gama a qual por sua vez é bem maior do que a que se poderia esperar da desintegração do meson  $\eta'$ .

## V

Nos C-jatos da CBJ foram observados 6 diagramas de alvo (em 84) cuja análise indica a emissão de duas Bolas de Fogo mirim. Nos C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay a proporção é de 6 em 20. Obviamente a probabilidade de detecção de uma Bola de Fogo mirim de baixa energia depende do limiar energético de detecção e não é possível se fazer uma comparação direta dos resultados da CBJ (limiar de detecção 3 Tev para  $\Sigma E\gamma$  e 0,3 Tev para  $\gamma$ -simples) com os resultados da Colaboração Bristol-Bombay (limiar de detecção 1 Tev para  $\Sigma E\gamma$  e 0,05 Tev para  $\gamma$ -simples).

O modelo do quantum-H de Hasegawa prevê a produção múltipla de estados intermediários do tipo Bola de Fogo mirim.

Os dados experimentais apresentados neste trabalho não são suficientes para que se possa afirmar com segurança que os casos de emissão de duas Bolas de Fogo mirim detetados nos C-jatos da C.B.J. e da Colaboração Bristol-Bombay, sejam devidos à produção múltipla genuína, isto é, produção de mais de uma Bola de Fogo mirim, "para a frente" no sistema Centro de Massa, em uma única colisão núcleon-núcleon ou pion-núcleon. Isto porque, não se pode excluir, sem um conhecimento preciso da distribuição de inelasticidade, que os casos observados de produção dupla sejam devidos a interações sucessivas ou plurais.

Acaba de ser processada na UNICAMP uma câmara de emulsões nucleares-chumbo, com alvo de asfalto localizado, de aproximadamente metade da espessura do alvo utilizado nas Câmaras nº 12 e 13. A análise dessa nova câmara (nº 15), permitirá chegar à uma conclusão relativamente ao problema da produção múltipla de Bolas de Fogo mirim.

## VI

A análise dos dados da Colaboração Bristol-Bombay revelou a

existência de 8 jatos anômalos para os quais foi detetada uma anisotropia considerável.

Retirando-se de cada um dos eventos acima citados, o  $\pi^0$  (raios- $\gamma$ ) de maior energia verificou-se que os raios- $\gamma$  residuais são consistentes com emissão isotrópica a partir de Bolas de Fogo mirim ou assú. O fator de Lorentz do  $\pi^0$  de maior energia é bem maior do que o fator de Lorentz do estado isotrópico residual, (o fator de Lorentz do  $\pi^0$  relativamente à Bola de Fogo residual varia entre 8 e 50).

Supondo independência de carga o número de C-jatos anômalos pode ser estimado em  $3 \times 8 = 24$  para um total de 44 jatos C.B.B. Supondo-se que o fenômeno de C-jatos anômalos exhibe simetria para frente e para trás, chega-se à conclusão de que a emissão de um pion de alta energia (relativamente à Bola de Fogo residual) é o processo normal de formação de Bolas de Fogo.

Com os dados disponíveis no momento não é possível verificar se o pion de alta energia dos C-jatos anômalos é emitido por um estado intermediário anterior à Bola de Fogo isotrópica ou se se trata de desintegração de bárion excitado residual.

Qualquer que seja a explicação dos C-jatos anômalos a sua existência tem importância para a morfologia da Radiação Cósmica porquanto os pions de alta energia terão um papel importante na determinação dos fluxos e espectros energéticos atmosféricos das componentes secundárias:

$\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ,  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $\nu\mu$ ,  $\bar{\nu}\mu$ ,  $\nu e$ ,  $\bar{\nu}e$ .

APÊNDICE ISimulação de C-jatos pelo método de Monte Carlo

No presente apêndice, dá-se uma descrição sucinta da simulação de C-jatos<sup>(\*\*\*)</sup>, pelo método de Monte Carlo, para o caso de uma só interação em cada C-jato. O efeito de interações sucessivas (ou plurais) é tratado no Ap. III.

A simulação dos C-jatos foi feita com o auxílio do Computador IBM 1130 da Universidade Estadual de Campinas através de um programa baseado no que segue:

1) Hadrons incidentes:- O espectro energético diferencial dos Hadrons incidentes foi suposto da forma  $dN \propto E_0^{-3} dE_0$

2) Estados Intermediários.

a) supôs-se que para cada interação houve criação de um único estado intermediário de massa invariante  $m^*$ , independente da energia do hadron incidente. Tratando  $m^*$  como um parâmetro, cujo valor é determinado comparando os C-jatos simulados com os C-jatos experimentais, verificou-se que  $m^* = 2,6 \text{ Gev}/c^2$  é o valor apropriado para descrever os C-jatos de  $\langle m_{\text{Y}}^* \rangle = 1,3 \text{ Gev}/c^2$ . Todos os resultados apresentados neste apêndice foram obtidos tomando-se

$$m^* = 2,6 \text{ Gev}/c^2$$

b) a desintegração do Estado Intermediário gera somente pions, havendo independência de carga, isto é, mesma probabilidade de emissão de  $\pi^0, \pi^+$  e  $\pi^-$ .

c) no referencial de repouso do Estado Intermediário a distribuição angular dos pions emitidos é isotrópica e a distribuição de momenta dos mesmos pions é do tipo: (\*)

$$dN \propto \frac{p^*}{p_0} e^{-p^*/p_0} \frac{dp^*}{p_0} \quad (**)$$

tendo sido tomado  $p_0 = 135 \text{ Mev}/c$

(\*) A distribuição  $dN \propto p^{*2} (\exp((p^{*2} + m_{\pi}^2/c^2)^{1/2}/p_0) + 1)^{-1} dp^*$  também foi testada mas verificou-se melhor concordância com a distribuição adotada no texto.

(\*\*) êsse valor resulta da análise de momenta transversais.

(\*\*\*) das Câmaras 12 e 13

d) no referencial de repouso dos  $\pi^0$  há desintegração isotrópica  $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$ .

3) Inelasticidade:- A distribuição de probabilidade da inelasticidade  $k$  foi suposta uniforme no intervalo  $0 \leq k \leq 1$ .

4) Diagrama de alvo dos pions:- O diagrama de alvo dos pions emitidos de cada E.I., foi obtido após efetuarem-se os seguintes sorteios:

a) o momento  $p_i^*$  satisfazendo a condição:

$$\sum_i^k (p_i^2 + m_\pi^2 c^2)^{1/2} = m^* c$$

b) ângulos zenital  $\theta_i^*$  e azimutal  $\varphi_i^*$  para cada  $p_i^*$  sorteado.

c)  $E_0$  e  $k$ .

A partir dessas grandezas, foram calculadas as coordenadas de cada pion, no plano do diagrama de alvo, utilizando as seguintes relações:

$$x = \frac{H}{\Gamma} = \frac{p^* (1 - \cos^2 \theta^*)^{1/2}}{(p^{*2} + m_\pi^2 c^2)^{1/2} + p^* \cos \theta^*} \operatorname{sen} \varphi^*$$

$$y = \frac{H}{\Gamma} = \frac{p^* (1 - \cos^2 \theta^*)^{1/2}}{(p^{*2} + m_\pi^2 c^2)^{1/2} + p^* \cos \theta^*} \cos \varphi^*$$

onde  $H$  é a distância entre o ponto de interação e o plano de detecção e

$$\Gamma = \frac{k E_0}{m^*} \quad \text{é o fator de Lorentz do E.I.}$$

A energia  $E_\pi$  de cada pion foi obtida a partir de  $p^*$ ,  $\theta^*$  e  $\Gamma$  utilizando a transformação de Lorentz.

Para cada diagrama de alvo dos pions foi obtido um diagrama de alvo dos  $\pi^0$  sorteando-se a carga elétrica dentro da hipótese de independência de carga.

5) Diagrama de alvo dos  $\gamma$  - A partir de cada diagrama de  $\pi^0$  foi obtido um diagrama de alvo de  $\gamma$  correspondentes à desintegração  $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$  utilizando as expressões:

$$\begin{aligned}
 x_{\gamma'} &= x + \frac{H}{E \pi^0} \sqrt{\frac{1-\xi}{\xi}} \operatorname{sen} \psi \\
 y_{\gamma'} &= y + \frac{H}{E \pi^0} \sqrt{\frac{1-\xi}{\xi}} \cos \psi \\
 x_{\gamma''} &= x + \frac{H}{E \pi^0} \sqrt{\frac{\xi}{1-\xi}} \operatorname{sen} (\psi + \pi) \\
 y_{\gamma''} &= y + \frac{H}{E \pi^0} \sqrt{\frac{\xi}{1-\xi}} \cos (\psi + \pi)
 \end{aligned}$$

onde  $\psi$  é o ângulo azimutal de  $\gamma'$ , e  $\xi$  é a fração de energia  $E_{\gamma'}/E \pi^0$ , sendo que essas duas grandezas foram sorteadas de distribuições uniformes.

Pelo processo acima descrito foram obtidos 1000 diagramas de alvo, entre os quais ~ 50 apresentaram uma energia

$$\{ \sum E_{\gamma'} \} \text{ obs } \geq 3 \text{ Tev.}$$

As distribuições energéticas e de momenta transversais dos Raios- $\gamma'$ , comparadas com os resultados experimentais, apresentaram boa concordância. Em particular verificou-se que o efeito de se tomar para centro de interação o centro ponderado das energias dos  $\gamma'$  (o que tende a subestimar  $P_{T \gamma'}$ ) é praticamente compensado pelo limiar de detecção energético para  $\gamma'$  individuais).

Os resultados da simulação foram utilizados para se obter a distribuição de massa sob forma de raios-gama; verifica-se que a distribuição citada, tem a mesma forma daquela obtida com os dados experimentais, o que permite concluir que o E.I. apresenta uma massa total bem determinada ( $\pm \frac{300}{2} \text{ Mev}/c^2$ ).

Utilizando os mesmos diagramas de alvo, com as energias  $E_{\gamma'}$  alteradas por um erro introduzido aleatoriamente, cuja distribuição tem a forma de uma gaussiana com  $\sigma = 0,1$ , foi determinado o processo para a obtenção dos melhores acoplamentos e alturas, descrito no § II-6.

Verificou-se que, considerando-se uma câmara com a camada de produtor de mesma espessura daquela existente nas CENCs 12 e 13, 80% dos acoplamentos selecionados através do método mencionado, correspondem aos reais; e sendo  $\Delta H/H$  o erro da altura média calculada relativo à altura real, as percentagens de alturas corretas obtidas foram:

|     |      |              |             |
|-----|------|--------------|-------------|
| 84% | para | $\Delta H/H$ | $\geq 0,10$ |
| 89% | para | $\Delta H/H$ | $\geq 0,15$ |
| 95% | para | $\Delta H/H$ | $\geq 0,20$ |



## APÊNDICE II

Espectro energético integral dos raios  $\gamma$ .

No referencial de repouso do estado intermediário uma distribuição isotrópica de raios-gama pode ser descrita por:

$$dN = \frac{N_0}{2} f(E^*) d(\cos \theta^*) dE^* \quad (1)$$

onde  $f(E^*)$  deve satisfazer a condição:

$$\int_0^\pi f(E^*) dE^* = 1 \quad (2)$$

Levando em conta que a velocidade do estado intermediário é  $\beta c \ll c$  tem-se, com boa aproximação:

$$E = \Gamma E^* (1 + \cos \theta^*) \quad (3)$$

onde  $\Gamma$  é o fator de Lorentz do E.I. no referencial do Laboratório.

Para energias maiores do que  $E$ , será:

$$E^* > \frac{E}{\Gamma (1 + \cos \theta^*)} \quad (4)$$

existindo, portanto, uma energia mínima

$$E_{\min}^* = E / 2\Gamma \quad (5)$$

é um ângulo máximo dado por

$$[\cos \theta^*]_{\min} = \frac{2 E_{\min}^*}{E^*} - 1 \quad (6)$$

No sistema Laboratório o espectro integral pode ser obtido integrando (1) a partir dos limites (4) e (6):

$$N(E) = - \frac{1}{2} N_0 \int_{E_{\min}^*}^{\infty} \int_{\cos \theta^* = \frac{2 E_{\min}^*}{E^*} - 1}^1 f(E^*) dE^* d(\cos \theta^*) \quad (7)$$

Efetuada a integração sobre  $\cos \theta^*$  e introduzindo a (5) vem:

$$N(E) = - N_0 \int_{\frac{E}{2\Gamma}}^{\infty} f(E^*) \left( 1 - \frac{E}{2\Gamma E^*} \right) dE^* \quad (8)$$

Para um espectro energético diferencial do tipo:

$$f(E^*) = \frac{E^*}{E_0^2} e^{-E^*/E_0} \quad (9)$$

a integração de (8) é imediata e vem:

$$N(E) = N_0 e^{-E/2\Gamma E_0} \quad (10)$$

Correlações angulares  $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) = f_1(\theta)$  e  $\sum_{\theta_i < \theta} P_T(\theta) = f_2(\theta)$

No que segue são apresentadas esquematicamente as deduções das expressões:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) \approx \Gamma m_{\gamma}^* \left( 1 - \frac{1}{(1 + \Gamma^2 \theta^2)^2} \right)$$

e

$$\sum_{\theta_i < \theta} P_T(\theta) \approx \frac{m_{\gamma}^*}{2} \left( \arctan \Gamma \theta - \Gamma \theta \frac{1 - \Gamma^2 \theta^2}{(1 + \Gamma^2 \theta^2)^2} \right)$$

utilizadas nas análises individuais nos § II-5 e III-2,3.

Correlação para  $\Sigma E(\theta)$ . No referencial de repouso de uma massa  $m_{\gamma}^*$  que se desintegra isotropicamente em  $N \gamma$  raios- $\gamma$  pode-se escrever:

$$dN = (1/2) g(E^*) d(\cos \theta^*) dE^* \quad (1)$$

onde  $g(E^*)$ , que descreve a distribuição energética, deve satisfazer às condições:

$$\int_0^{\infty} g(E^*) dE^* = N \gamma \quad (2)$$

e

$$\int_0^{\infty} E^* g(E^*) dE^* = m_{\gamma}^* c^2 \quad (3)$$

No referencial Laboratório, a (1) será da forma geral:

$$dN = (1/2) h(E, \theta) d(\cos \theta) dE \quad (4)$$

Utilizando a transformação de Lorentz:

$$E = \Gamma E^* (1 + \beta \cos \theta^*) \quad (5)$$

A expressão:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) = \int_1^{\cos \theta} \int_0^{\infty} (1/2) E h(E, \theta) dE d(\cos \theta) \quad (6)$$

pode ser calculada em função das variáveis no sistema de repouso:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) = \Gamma / 2 \int_1^{\cos \theta^*} \int_0^{\infty} E^* (1 + \beta \cos \theta^*) g(E^*) \cdot dE^* d(\cos \theta^*) \quad (7)$$

onde:

$$\cos \theta^* \approx \frac{1 - \Gamma^2 \theta^2}{1 + \Gamma^2 \theta^2} \quad (8)$$

pois  $\beta \sim 1$   
e  $\theta \ll 1$

Integrando a (7) e fazendo uso da (8) obtém-se:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) \approx \gamma^2 m_0^* c^2 \left( 1 - \frac{1}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \right) \quad (9)$$

que é a fórmula utilizada no texto.

Correlação para  $\sum P_T(\theta)$  A correlação em  $\sum P_T$  pode ser calculada diretamente no Sistema de repouso, pois  $P_T$  é invariante de Lorentz:

$$\begin{aligned} \sum_{\theta_i < \theta} P_T &= \frac{1}{2 v_0} \int_0^\infty \int_1^{\cos \theta^*} E^* \sin \theta^* g(E^*) dE^* d(\cos \theta^*) = \\ &= \frac{m_0^*}{2} \int_1^{\cos \theta^*} \sin \theta^* d(\cos \theta^*) \\ &= \frac{m_0^*}{2} \left[ -\frac{\sin \theta^* \cos \theta^*}{2} + \frac{1}{2} \theta^* \right]_0^{\theta^*} \end{aligned}$$

sendo  $\cos \theta^* \approx \frac{1 - \gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2}$  conforme (8)

vem:  $\sum_{\theta_i < \theta} P_T \approx \frac{m_0^*}{2} \left[ \arctan \theta \gamma - \gamma \theta \frac{1 - \gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} \right]$

que é a fórmula utilizada no texto.

## APÊNDICE III

Nas câmaras nº 12 e 13, utilizadas para o estudo dos C-jatos descritos no Cap. II, a espessura da camada de asfalto que serviu de alvo para os hadrons da Radiação Cósmica foi da ordem de um livre caminho médio de interação Nuclear. Nessas condições o número de hadrons que interage mais de uma vez no alvo é considerável, podendo ser calculado através da expressão:

$$P = \frac{t}{\lambda} \frac{1}{e^{t/\lambda} - 1}$$

que dá a razão entre o número de hadrons que só interagem uma vez no alvo e o número de hadrons que interagem (uma ou mais vezes). Verifica-se que em mais de 50% dos C-jatos deve ter havido interações sucessivas no alvo.

A fim de avaliar o efeito de interações sucessivas foi feita uma simulação pelo método de Monte Carlo para as condições experimentais utilizadas no presente trabalho.

O método utilizado é análogo ao apresentado no Ap. I, sendo que para cada hadron incidente foram sorteadas sucessivamente as profundidades de interação no alvo até verificar-se uma das duas alternativas:

- a) O ponto de interação se situa abaixo da camada de produtor.
- b) A energia do hadron sobrevivente é inferior à energia mínima de detecção:  $E_h < E_{min}$ .

Os diagramas de alvo finais foram obtidos, no caso do sorteio corresponder a interações sucessivas, por simples superposição dos diagramas de alvo parciais (desprezou-se o momento transversal do E.I. em relação aos núcleos residuais).

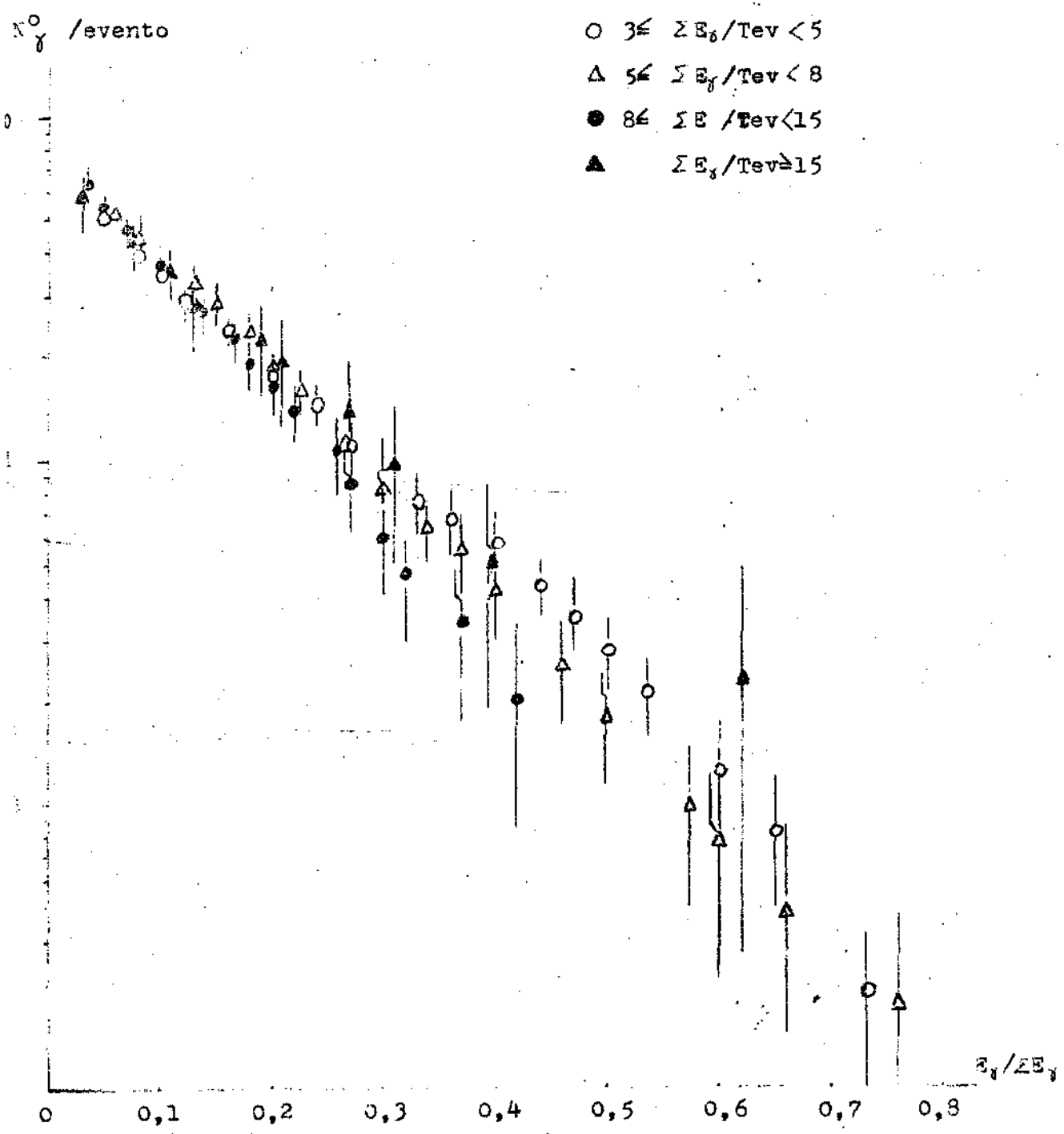
O resultado da simulação de mil diagramas de alvo mostra que a contaminação de interações sucessivas é relativamente pequena; isso pode ser visto nas Fig. A-III-1 e A-III-2 e A-III-3 onde são apresentados os espectros de energia fracionária, para os modelos de interação simples e interações sucessivas.

Pode-se compreender a pequena contribuição das interações sucessivas, apesar de sua elevada frequência, se forem levados em conta:

FIGURA A III - 1

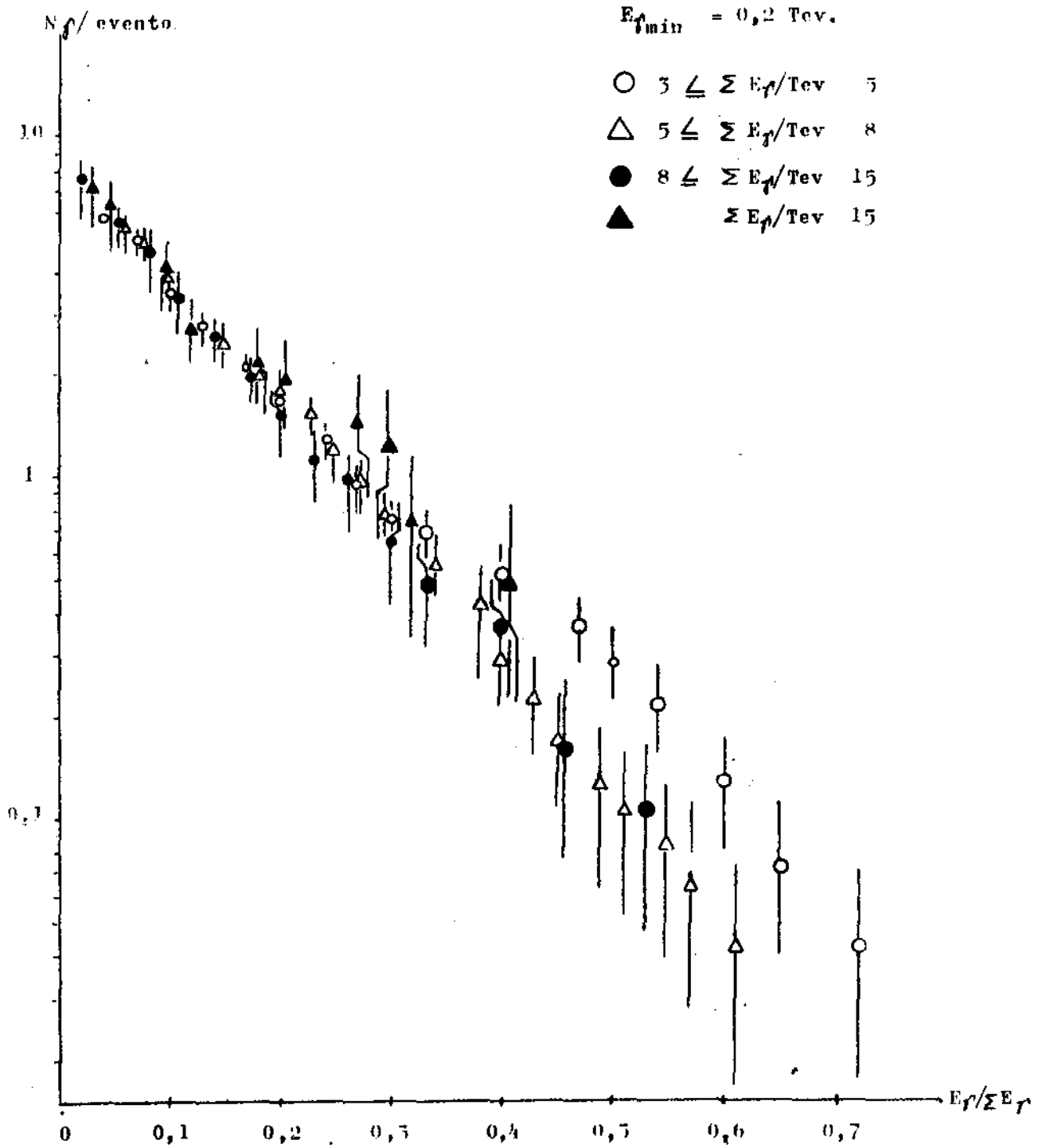
Espectro Integral de Energia Primária  
(Interação Principal)

$$E_{\gamma_{\min}} = 0,2 \text{ Tev.}$$



Espectro Integral de Energia Fracionária

(Interações sucessivas)



E R R A T A

| <u>Página</u> | <u>linha</u> | <u>onde está escrito</u>                         | <u>leia-se</u>   |
|---------------|--------------|--|--|
| 2             | 4            | localizada <sup>(*)</sup> . No...                | localizadas.<br>No presente....  |
| 4             | 14           | estudos  | análise  |
| 6             | 22           | com as características                           | com características  |
| 17            | 13           | ao mesmo   | a cada   |
| 30            | última       | energia do                                       | energia (**) do  |
| 32            | 13           | $\langle N_{\pi} \rangle \propto E_0^{1/4}$      | $\langle N_{\pi} \rangle \propto E_0^{1/4}$  |
| 35            | 2            | C.B.S.   | C.B.J.   |
| 38            | 20,21,24,25  | [4] 1/2  | [9] 1/2  |
| 44            | 2            | anterior,  | anterior, (8,5±0,3),   |
| 44            | 4            | (154±40)   | (154±30)   |
| 49            | fig.         | $\phi(p_t)$                                      | $\phi(p_t) = \frac{2p_t}{\langle p^* \rangle} k_1 \left\{ \frac{2p_t}{p^*} \right\}$               |
| 54            | 21           | considerados                                     | consistente  |
| 61            | 30           | (1,30±0,40)                                      | (1,3±4)  |
| 77            | fig.         | $\phi(p_t)$                                      | $\phi(p_t) = \frac{2p_t}{\langle p^* \rangle} k_1 \left\{ \frac{2p_t}{p^*} \right\}$               |
| 95            | 3            | Bristol-Bombay                                   | Bristol-Bombay - Grupo a   |
| 96            | 3            | Bristol-Bombay                                   | Bristol-Bombay - Grupo b   |
| 97            | fig.         | $\Delta \Sigma P_t \geq 2,5 \text{ GeV}/c$       | $\Delta \Sigma P_t \geq 2,5 \text{ GeV}/c$ - Grupo b   |
| 97            | fig.         | $0 \Sigma P_t \gamma < 2,5 \text{ GeV}/c$        | $0 \Sigma P_t \gamma < 2,5 \text{ GeV}/c$ - Grupo a  |
| 104           | 4            | (20 eventos)                                     | Grupo a - (20 eventos)   |
| 104           | fig.         | $\phi(p_t)$                                      | $\phi(p_t) = \frac{2p_t}{\langle p^* \rangle} k \left\{ \frac{2p_t}{\langle p^* \rangle} \right\}$ |
| 105           | 4            | (15 eventos)                                     | Grupo b - (15 eventos)   |
| 105           | fig.         | $\phi(p_t)$                                      | $\phi(p_t) = \frac{2p_t}{\langle p^* \rangle} k \left\{ \frac{2p_t}{\langle p^* \rangle} \right\}$ |
| 117           | (*) pé       | $\exp((p^{*2} + m_{\pi}^2 c^2)^{1/2} / p_0) + 1$ | $\exp((p^{*2} + m_{\pi}^2 c^2)^{1/2} / p_0) - 1$   |
| 117           | (**) pé      | transversais                                     | transversais (C.B.J.).   |
| 118           | 17           | $p^*_2$  | $p^{*2}$   |
| 119           | 1,2,3,4      | $E \pi^0$  | $E \pi^0$  |
| 119           | 21           | determinada                                      | definida   |
| 121           | última       | (8)  | (*) (8)  |
|               |              |  | (*) aproximação válida para<br>$\Gamma \gg 1$  |
| 137           | 11           | dos C-jatos através dos raios-gama.              | dos C-jatos.   |

FIGURA A III - 1

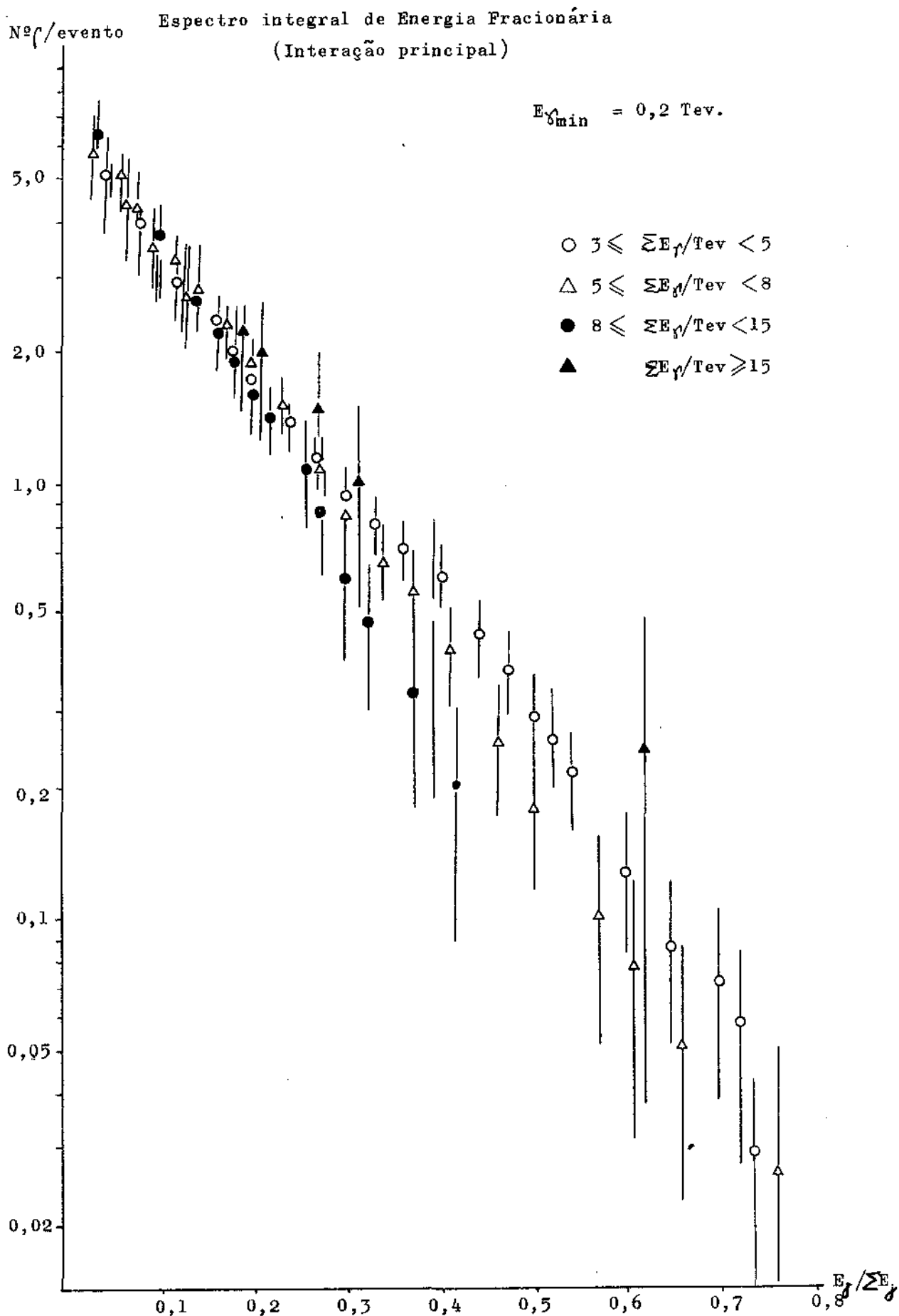




FIGURA A III - 2

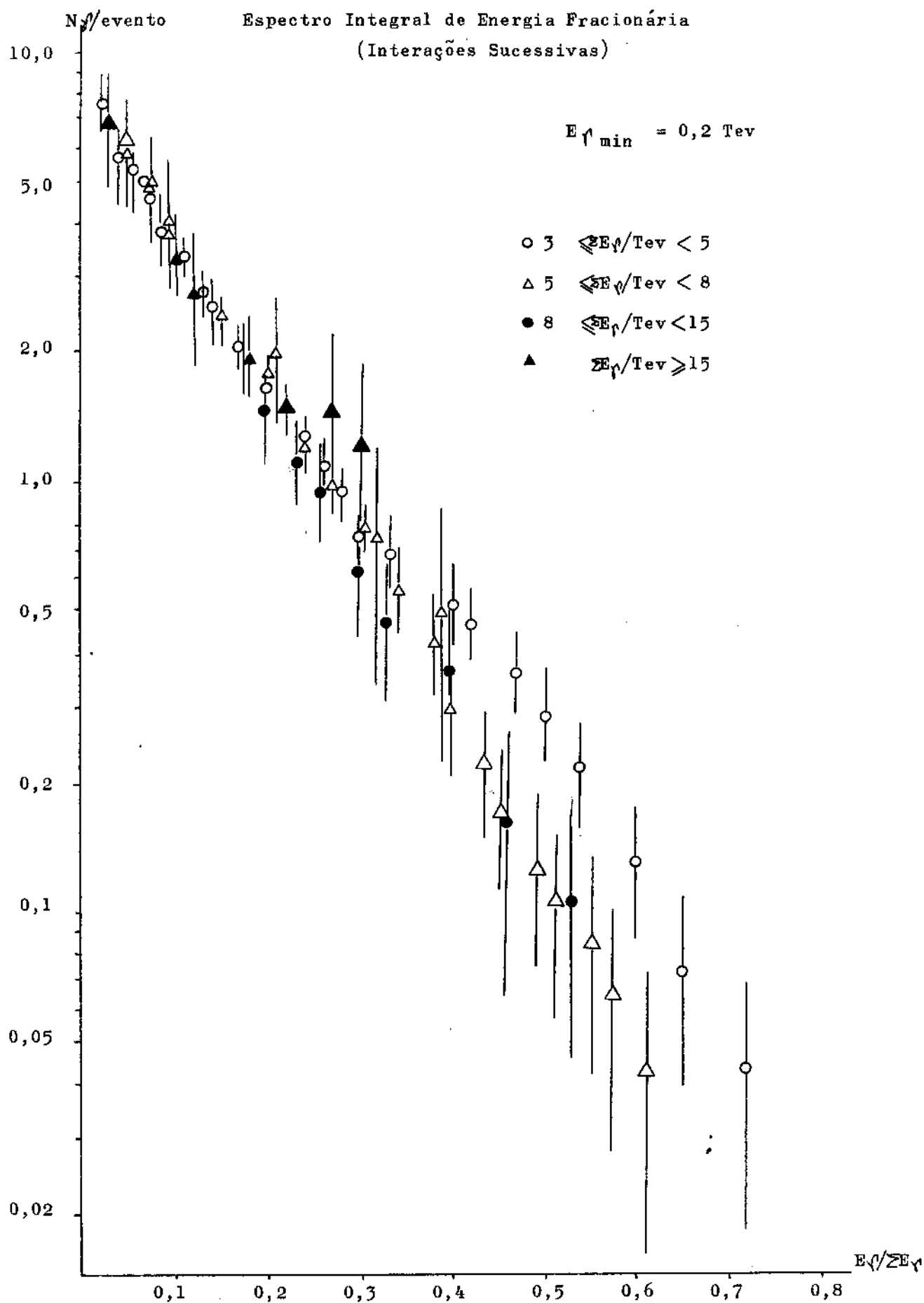
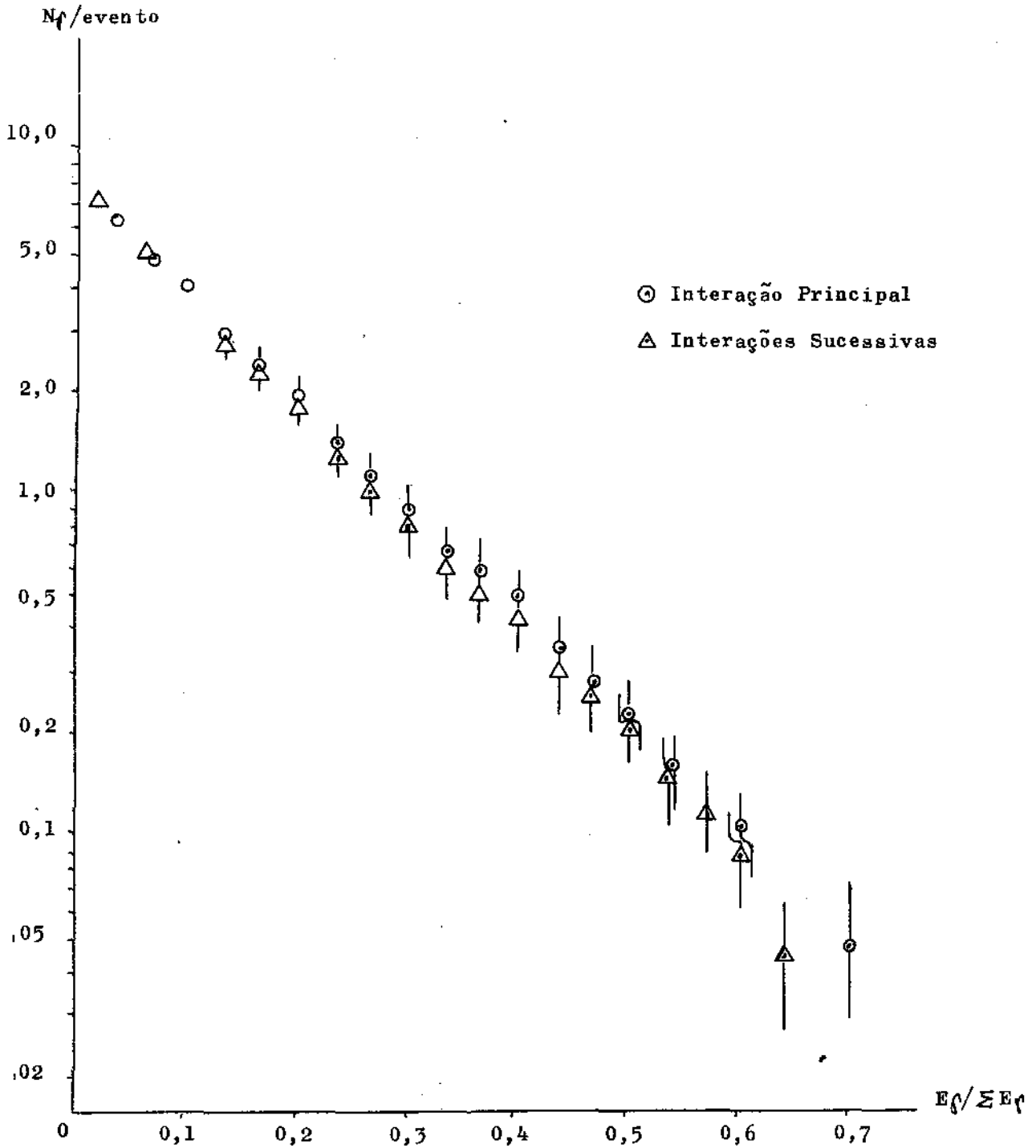


FIGURA A III - 3

Espectro Integral de Energia Fracionária

$E_{\min} = 0,2 \text{ Tev.}$

$\Sigma E_{\gamma} \geq 3 \text{ Tev.}$



- a) espectro energético dos hadrons
- b) distribuição de inelasticidade
- c) flutuação na desintegração do E.I.
- d) limiar energético de detecção,

que fazem com que normalmente apenas uma interação contribua para a maior parte dos raios-gama do diagrama de alvo superposto. (\*)

A boa consistência entre os resultados da Colaboração Bristol-Bombay (alvo fino) e os resultados obtidos com as câmaras 12 e 13 pode ser considerada como uma verificação empírica dos resultados obtidos pela simulação.

\*) Esse resultado vale também para interações plurais no alvo, pois a proporção de interações plurais é menor que a de interações sucessivas.

### Agradecimentos

Quero expressar primeiramente minha sincera gratidão ao Prof. Cesare M.G. Lattes, meu orientador no presente trabalho.

Sou grata a todo o pessoal (científico e técnico) da Colaboração Brasil-Japão por ter tido a possibilidade de utilizar livremente o material e os resultados dessa Colaboração.

Ao Prof. Marcello Damy de Souza Santos, Diretor do Instituto Central de Física da Universidade Estadual de Campinas, meu agradecimento, pelo constante encorajamento e apoio permanente.

Minha gratidão ao Prof. Mario Schönberg pelo constante apoio durante meu estágio na U.S.P.

Agradeço em particular aos Profs. Y. Fujimoto, S. Hasegawa, T. Taira, N. Ogita, A. Ohsawa e T. Shibata do grupo japonês da C.B.J. pelas críticas, discussões e valioso auxílio prestado; e aos colegas E.H. Shibuya e A. Turtelli Jr., pelas informações e resultados de A-jatos fornecidos, ainda não publicados.

Aos membros do Centro de Computação do Instituto de Matemática, Estatística e Ciências da Computação da U.E.C., meus mais sinceros agradecimentos pelo auxílio na programação e processamento dos dados.

Meu especial agradecimento às Srtas. M. Dayse Fávoro, Marli Taccola e Ivonette Bertucci, pelo precioso auxílio na determinação de medidas ao microscópio.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, da qual fui bolsista durante dois anos, minha gratidão.

Sou grata à todo o pessoal do Instituto Central de Física da Universidade Estadual de Campinas, e em especial aos meus colegas do Grupo de Raios Cósmicos e Altas Energias, dêsse Instituto: Professôres C. Santos, M.B. Santos, E.H. Shibuya, T. Shibata, A. Turtelli Jr., A.R. Vasconcellos, e técnicos especializados J.X. de Oliveira, M.A. Bocaletti, M. A. Fávoro, M.C. M. Pretti, M.J. Ribeiro, L.M. Stella, R.Y. Kawaguchi.

Aos Bolsistas Masaki Saito e Hiroshi Okada, agradeço o auxílio na confecção dos gráficos.

- 1 - Brazilian-Japanese emulsion groups - Proceedings of the ninth International Conference on Cosmic Rays - (London) Vol II cap. 9 pg. 878 (1965).
- 2 - Brazilian-Japanese emulsion groups - Proceedings of the tenth International Conference on Cosmic Rays - (Calgary) Canadian Journal of Physics vol. 46 nº 10 part 3 pg. 660 (1968)
- 3 - Brazilian-Japanese emulsion groups - Proceedings of the eleventh International Conference on Cosmic Rays (Budapest) - 1969 (em fase de publicação na Acta Physica Hungarica).
- 4 - P.K. Malhorta et al. - Nuovo Cimento vol. 40 A nº 2 pg. 405 (1965).
- 5 - P.H. Fowler et al. - Proceedings of the Eight International Conference on Cosmic Rays (Jaipur) -vol. 5 section IV pg. 182 (1963).
- 6 - G. Wataghin, M.D. de S. Santos e P.A. Pompéia -Physical Rev. 57, 61, 339 (1940).
- 7 - L. Janossy e G.D. Rochester - Proc. Roy. Soc. (London) A 182, 180 (1943); 183, 181 (1944).
- 8 - D. Broadbent e L. Janossy, Proc. Roy. Soc.(London) A 190, 497 (1947).
- 9 - D. Broadbent e L. Janossy, Proc. Roy. Soc.(London) A 191, 517 (1947).
- 10 - G. Wataghin - Z. Physik 88,92 (1934).
- 11 - W. Heisenberg - Z. Physik 101, 533 (1936).
- 12 - W. Heitler - Proc. Camb. Phil. Soc. 37, 291 (1941).
- 13 - M. Miesovicz et al. - Proceedings of the VI Latin-American Seminar - La Paz 1970 (a ser publicado).
- 14 - S. Hasegawa - Prog. Theor. Phys. 26, 151 (1961).
- 15 - M.S.M. Mantovani et al. - Ciência e Cultura nº 19, nº 2 pg. 464 - (1967).
- 16 - K. Kamata e J. Nishimura - Prog. Theor. Phys.Suppl. nº 6, 93 (1958).
- 17 - Proceedings of the ninth International Conference on Cosmic Rays - (London) vol. II, cap.9 pg.835(1965)
- 18 - Duller-Walker - Phys. Rev. 93, 215, (1954).
- 19 - W. Heisenberg, Z. Physik 113, 61, (1939).

- 20 - T. Shibata - Tese de doutorado apresentada na Universidade de Waseda, Tokyo (1970).
- 21 - M. Akashi et al. - Prog. Theor. Phys. Suppl. nº 32 pg. 3 (1965).
- 22 - P. K. Malhorta et al. - N. Cimento vol. 40 A nº 2 pg. 385 (1965).
- 23 - Proceedings of Royal Society A vol 278 pg. 401-415 (1964).
- 24 - A. V. Apanasenko, L.T. Baradzei, Yu. A. Smorodin, N.V. Soloviev, Report at the Int. Conf. on Cosmic Rays (1969) Budapest, Hungary.
- 25 - Dobrotin - Report at the VI Latin American Seminar - La Paz (1970) - Bolivia.
- 26 - M. Koshiha - Proc. of Int. Conf. on Cosmic Rays (Calgary) 10, 671 (1968).
- 27 - Y. Fujimoto e K. Sujimoto - Proceedings of the VI Latin-American Seminary - La Paz, Bolivia (1970).
- 28 - E. Fermi, Prog. Theor. Phys. 5, 570 (1950) e Phys. Rev. 81, 683 (1951).
- 29 - L. Landau, Dokl. Akad. Nauk SSR 12, 51 (1953)
- 30 - P. Clock et al., N. Cimento 6, 1409 (1957)
- 31 - G. Cocconi, Phys. Rev. 93, 1107 (1954)
- 32 - K. Niu, Nuovo Cimento 10, 994 (1958)
- 33 - J. Nishimura, Handbuch der Physik Bd XLVI/2 pag. 1

Índice das Tabelas

- Tab. I - Características das Câmaras nº 12 e 13
- II-1 - Tempos de processamento das Emulsões nucleares e filmes de Raios-X
- II-2 - Produtos químicos e sua preparação para o processamento
- III - Resultados experimentais da C.B.J. para diferentes faixas energéticas, para a obtenção de  $N_0$  e  $\langle E \rangle$
- IV - Resultados experimentais da C.B.J. para diferentes faixas energéticas, para a obtenção dos valores de  $\tau$  e  $m_{\alpha}^* c^2$ .
- V - Resultados experimentais da C.B.J. para a obtenção de valores médios de  $\tau$  e  $m_{\alpha}^* c^2$
- VI - Resultados experimentais dos 23 C-jatos cujos diagramas de alvo estão representados nas Fig. de 9-1 a 9-23 para 3 diferentes faixas energéticas.
- VII - Resultados da análise individual dos C-jatos apresentados nos diagramas de alvo das Fig. 9-1 a 9-23.

Índice das figuras

- Fig. 1 - Corte vertical da Câmara de Emulsões Nucleares Chumbo nº12
- 2 - Corte vertical da Câmara de Emulsões Nucleares Chumbo nº13
- 3 - Disposição das camadas fotosensíveis num bloco dos CENCs
- 4 - Mapa do Bloco 8 inferior, câmara 13
- 5 - Desenho facsímile de um C-jato visto ao microscópio
- 6 - Esquema do Aparelho Fotodensitométrico e detalhe da fotomultiplicadora 6292
- 7 - Curva de calibração de medidas de energia por fotometria
- 8a - Exemplo de curva de transição com  $m = 0$
- 8b - Exemplo de curva de transição com  $m = 0,5$
- 9-1 a 9-23 - Diagramas de alvo dos 23 C-jatos em discussão
- 10 - Espectro energético integral dos Raios-gama, normalizado para uma desintegração (C-jatos - Colaboração Brasil-Japão).
- 11 - Correlação  $y = \frac{N(E\gamma / \Sigma E\gamma)}{N_0 \exp(-N_0 E\gamma / \Sigma E\gamma)}$  vs  $E\gamma / \Sigma E\gamma$  para os C-jatos apresentados nos diagramas de alvo das figuras 9-1 a 9-23
- 12 - Espectro energético diferencial evento por evento dos C-jatos cujos diagramas de alvo estão representados nas Figuras 9-1 a 9-23
- 13 - Espectro energético fracionário (23 C-jatos apresentados nos diagramas de alvo 9-1 a 9-23)
- 14 - Distribuição angular dos C-jatos da Colaboração Brasil-Japão na representação de Duller-Walker
- 15 - Correlação  $V'_{BF}$  vs  $\Sigma E\gamma$
- 16 - Diagrama de Duller-Walker para os C-jatos apresentados nos diagramas de alvo das Fig. de 9-1 a 9-23, normalizados para uma mesma energia.
- 17 - Distribuição angular diferencial evento por evento dos C-jatos representados nos diagramas de alvo das Fig. 9-1 a 9-23, considerando-se uma altura média de interação.



- Fig. 18 - Correlações  $E_{\gamma}$  vs  $\theta$  e  $E_{\gamma}$  vs  $\theta$  dos raios-gama pertencentes aos C-jatos da Câmara nº 12, apresentados nas Fig. 9-1 a 9-23
- 19 - Correlações  $E_{\gamma}$  vs  $\theta$  e  $E_{\gamma}$  vs  $\theta$  dos raios-gama pertencentes aos C-jatos da Câmara nº 13, apresentados nas Fig. 9-1 a 9-23
- 20 - Distribuição diferencial dos momenta transversais dos C-jatos apresentados nos diagramas de alvo das figuras 9-1 a 9-23
- 21 - Distribuição Integral dos momenta transversais dos Raios-gama dos C-jatos apresentados nos diagramas de alvo de 9-1 a 9-23
- 22 - Distribuição integral dos momenta transversais dos Raios-gama dos C-jatos da Colaboração Brasil-Japão
- 23a - Correlação  $P_t$  vs  $\theta$ .  $\sum E_{\gamma}$  dos raios gama emitidos no cone "para frente" no S.R.B.F., utilizando os C-jatos apresentados nas Fig. 9-1 a 9-23
- 23b - Correlação  $P_t$  vs  $\theta$ .  $\sum E_{\gamma}$  dos raios-gama emitidos no cone "para frente" no S.R.B.F.", utilizando todos os C-jatos da Colaboração Brasil-Japão
- 24 - Correlação  $\sum_{\theta} E_{\gamma}$  vs  $\theta$
- 25 - Correlação  $\sum_{\theta} P_t$  vs  $\theta$
- 26 - Correlações angulares para o evento 609/8/13
- 27 - Correlações angulares para o evento 501/19/12
- 28 - Correlações angulares para o evento 502/27/12
- 29 - Correlações  $\sum E_{\gamma}$  vs.  $\theta$  normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas, dos 23 C-jatos apresentados na Fig. 9
- 30 - Correlações  $\sum P_t$  vs  $\theta$  normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas, dos 23 C-jatos apresentados na Fig. 9
- 31 - Correlação  $\sum E_{\gamma}$  vs  $\Gamma_{BF}$  - Resultados da análise individual
- 32 - Distribuição da massa  $m_{\gamma}^*$
- 33 - Espectro integral de Energia Fracionária dos  $\pi^0$  normalizado para um evento
- 34 - Diagrama de Duller-Walker para os  $\pi^0$  dos C-jatos apresentados nos diagramas de alvo das Fig. 9-1 a 9-23

- Fig. 35 - Distribuição diferencial dos momenta transversais dos  $\pi^0$
- 36 - Histograma das massas  $M_{\gamma\gamma}^*$  dos A-jatos (C.B.J.)
- 37 - Correlação  $\Gamma_{BF}^1$  vs  $\Sigma E \gamma$  dos A-jatos (C.B.J.)
- 38 - Espectro fracionário de energia dos A-jatos, normalizado para um evento
- 39 - Distribuição integral dos  $P_{t\gamma}$  dos A-jatos (C.B.J.)
- 40 - Correlações angulares para o evento BrE13; (grupo a)
- 41 - Correlações angulares para o evento Bo597; (grupo a)
- 42 - Correlações angulares para o evento BrK48; emissão de duas Bolas de Fogo
- 43 - Correlações angulares para o evento BrK168; emissão de duas Bolas de Fogo
- 44 - Correlações angulares para o evento Bo494; (grupo b)
- 45 - Correlações angulares para o evento BrK14; (grupo b)
- 46 - Correlações angulares para o evento Bo607, anômalo
- 47 - Correlações angulares para o evento BrF2, anômalo
- 48 - Correlações angulares para o evento Bo607, anômalo, após a eliminação do pion mais energético
- 49 - Correlações angulares para o evento BrF2, anômalo, após a eliminação do pion mais energético
- 50 - Correlação  $\Gamma^1$  vs  $\Sigma E \gamma$  para os C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay
- 51 - Histograma de valores de massas de E.I.I. (C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay)
- 52 - Distribuição de massas dos A-jatos (CBJ) + C-jatos(Br-Bo)
- 53 - Espectro integral de energia fracionária normalizado para um evento - C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay
- 54 - Espectro integral de energia fracionária normalizado para um evento - C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay

- Fig. 55 e 56 - Gráfico de Duller-Walker - (C-jatos de Bristol-Bombay)
- 57 - Correlações  $\Sigma E_{\gamma}$  vs  $\theta$  normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas; dados de Bristol-Bombay 1963 - grupo a.
- 58 - Correlações  $\Sigma P_{t\gamma}$  vs  $\theta$  normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas; dados de Bristol-Bombay 1963 - grupo a.
- 59 - Correlações  $\Sigma E_{\gamma}$  vs  $\theta$  normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas; dados de Bristol-Bombay 1963 grupo b
- 60 - Correlações  $\Sigma P_t$  vs  $\theta$  normalizadas pelo fator de Lorentz e superpostas; dados de Bristol-Bombay 1963 grupo b
- 61 - Distribuição diferencial dos momenta transversais dos EII correspondentes ao grupo (a) - C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay
- 62 - Distribuição diferencial dos momenta transversais dos EII correspondentes ao grupo(b) - C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay
- 63 - Distribuição integral dos momenta transversais dos raios-gama dos C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay com  $\Sigma P_{t\gamma} \leq 2,5 \text{ GeV}/c$
- 64 - Distribuição integral dos momenta transversais dos C-jatos da Colaboração Bristol-Bombay, com  $\Sigma P_{t\gamma} > 2,5 \text{ GeV}/c$
- 65 - Correlação  $\Sigma E_{\gamma}$  vs  $\theta$  para o evento Estrêla Solitária do Texas
- 66 - Correlação  $\Sigma P_t$  vs  $\theta$  para o evento Estrêla Solitária do Texas
- 67 - Espectro integral de energia fracionária do evento Estrêla Solitária do Texas
- 68 - Distribuição diferencial dos momenta transversais dos raios-gama do evento Estrêla Solitária do Texas
- 69 - Gráfico de Duller-Walker do evento Estrêla Solitária do Texas

Fig. A III-1 Espectro integral de energia fracionária (Interação principal)

Fig. A III-2 Espectro integral de energia fracionária (Interações sucessivas)

A III-3 Espectro integral de energia fracionária

Índice dos capítulos

Prefácio

Introdução

Capítulo 1 - Método Experimental:

1-1 Descrição das câmaras 12 e 13

1-2 Características das emulsões fotográficas utilizadas

1-3 Processamento químico

1-4 Busca de eventos e seu registro

1-5 Seleção de eventos para medida e análise

1-6 Método de medida

Capítulo 2 - Análise dos C-jatos através dos Raios-gama

2-1 Modelo da Bola de Fogo

2-2 Distribuições energéticas dos Raios-gama

2-3 Distribuições angulares dos Raios-gama

2-4 Distribuição dos momenta transversais

2-5 Análise individual

2-6 Análise através de  $\pi^0$

2-7 Resumo

Capítulo 3 - Comparação com os resultados de jatos atmosféricos e com análises de resultados de Bombay e Bristol

3-1 A-jatos

3-2 Resultados da colaboração Bristol-Bombay

3-3 Estrêla Solitária do Texas

Capítulo 4 - Conclusões

Apêndice 1 - Simulação de C-jatos pelo método de Monte Carlo

Apêndice 2 - Espectro energético integral dos raios- $\gamma$

Apêndice 3 - Simulação de C-jatos devidos a interações sucessivas de hadrons num alvo localizado, pelo método de Monte Carlo

Agradecimentos

Referências

Índice das tabelas

Índice das figuras

Distribuição das Massas sob forma de raios- $\gamma$ .

———— (60+23)C-jatos CBJ.

----- (105)C-jatos - Monte Carlo:  $m_{\pi^*} = 2,6 \frac{\text{Gev}}{c^2}$

