

OBSERVAÇÕES SOBRE OS MOMENTOS TRANSVERSAIS DOS
PIONS NEUTROS E DOS RAIOS GAMAS DO ESTADO
INTERMEDIÁRIO DE MASSA $\sim 3 \text{ GeV}/c^2$ (MIRIM)
NA PRODUÇÃO MÚLTIPLA DE MÉSONS

Anderson Campos Fauth

Orientador: Kotaro Sawayanagi

Tese submetida ao Instituto de
Física "Gleb Wataghin" da Universidade
Estadual de Campinas como parte dos
requisitos para obtenção do grau de
Mestre em Ciências.

Campinas, Janeiro de 1986.

*Este exemplar corresponde a redação final da Tese defen-
dida pelo aluno Anderson Campos Fauth e aprovado pela
Comissão Julgadora.*

27 de janeiro de 1986

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

Kotaro Sawayanagi

A meus pais, Ary e Amélia, e meu irmão Airton e a
Glória, minha linda e alegre companheira.

RESUMO

É obtida a distribuição de momento transversal dos pions neutros de 32 C-jatos Mirins com $\sum E_T > 20$ TeV através de dois métodos de acoplamento $2\gamma \rightarrow \pi^0$. Estes resultados independem de qualquer modelo de produção de partículas. Realiza-se uma simulação, pelo método de Monte Carlo, da produção de pions e avalia-se que os dois métodos conseguem obter em média aproximadamente 50% de acoplamentos corretos. Constata-se que a forma da distribuição dos pions neutros depende fracamente da porcentagem de acoplamentos corretos. A distribuição de momento transversal dos pions neutros dos eventos Mirins é obtida por uma terceira maneira, a qual é completamente independente das duas primeiras, que consiste da composição entre uma solução analítica e o método de Monte Carlo. Os resultados dos três métodos são consistentes entre si.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO	3
2. MÉTODO EXPERIMENTAL	5
2.1. Cascata eletromagnética	5
2.2. Câmara de emulsão nuclear e chumbo	5
2.3. Características do material fotossensível ...	9
2.4. Busca e seleção de eventos	10
2.5 Determinação da energia das cascatas eletroma- gnéticas	14
3. MODELOS FENOMENOLÓGICOS DE PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS.	16
4. MÉTODO DE IDENTIFICAÇÃO DOS C-JATOS QUANTO AO TIPO DE INTERAÇÃO	19
5. DISTRIBUIÇÃO DE MOMENTO TRANSVERSAL DOS PÍONS NEUTROS DOS EVENTOS TIPO MIRIM	22
5.1. Simulação da produção de pions	23
5.2. Determinação de ϵ e M do evento tipo Mirim ..	26
5.3. Forma da distribuição de $m_{j\bar{j}}$	30
5.4. Métodos de acoplamento	30
5.4.a. Método tradicional	33
5.4.b. Método da Marta	33
5.4.c. Resultados da aplicação dos métodos de acoplamento	34
5.4.d. Distribuição de P_{π^0} em função da por- centagem de acoplamentos corretos	35
5.4.e. Distribuição da porcentagem de acopla-	

mentos corretos ..	37
5.5. Método Glasser ..	40
6. DISCUSSÃO E CONCLUSÕES.....	45
Apêndice A ..	49
Apêndice B ..	51
Apêndice C ..	57
Referências ..	59
Agradecimentos ..	62

1. INTRODUÇÃO

No início do século, descobriu-se que a atmosfera da Terra é bombardeada por partículas muito velozes, que são conhecidas hoje como raios cósmicos "primários" /1/. A interação destas partículas com núcleos do ar produzem raios cósmicos secundários.

A radiação cósmica primária é constituída principalmente por núcleos de átomos, destacando-se o átomo de hidrogênio /2/. O fluxo de elétrons, fótons e neutrinos primários é aproximadamente 100 vezes menor que o de prótons, para o intervalo de energia de 10 a 100 GeV.

Existem dois aspectos principais para o estudo da radiação cósmica: o morfológico e o fenomenológico. No morfológico procura-se em geral obter conhecimento sobre a composição, fluxo, espectro energético, dependência temporal e angular da radiação. No fenomenológico a radiação cósmica é utilizada como fonte de partículas de altas energias para estudar as interações nucleares.

Durante as primeiras décadas deste século desenvolveram-se várias técnicas para o estudo da radiação cósmica. Em 1940 G.Wataghin, M.D.Santos e P.A.Pompeia /3/ descobriram na radiação cósmica os chuveiros penetrantes, os quais foram atribuídos à produção múltipla de mésons. Eles realizaram experiências no Brasil, utilizando um detector constituído por contadores Geiger-Muller em coincidência rápida, separados entre si e blindados por

espessa camada de chumbo. Esta descoberta abriu um novo caminho para o estudo das interações nucleares. Com o intuito de compreender este fenômeno surgiram, na década de 1950, vários modelos teóricos e fenomenológicos. Na segunda metade da década de 1940 foram produzidas emulsões fotográficas sensíveis a partículas nucleares /4/, impulsionando decisivamente a física das partículas elementares. Durante a década de 1950 foi desenvolvido um tipo de detector denominado Câmara de Emulsões Nucleares e Chumbo - CENC /5/. Estas câmaras são constituídas por sandulches de chumbo e material fotográfico. No início da década de 1960 iniciou-se a colaboração científica internacional entre grupos de pesquisa brasileiros e japoneses: Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos-CBJ /6/. A CBJ tem como objetivo principal o estudo de interações nucleares de alta energia e utiliza como detector CENCs que são expostas à radiação cósmica no monte Chacaltaya (Bolívia) a 5220 metros acima do nível do mar.

Uma descrição do método experimental utilizado pela CBJ é apresentada no Capítulo 2. Usamos neste trabalho um modelo fenomenológico, então fizemos no Capítulo 3 uma exposição resumida sobre modelos fenomenológicos de produção de mésons. Somente os eventos denominados como Mirim foram utilizados neste trabalho, portanto descrevemos o método de identificação usado para a classificação desses eventos no Capítulo 4. Realizamos um estudo sobre a distribuição de momento transversal dos pions neutros dos eventos tipo Mirim que é apresentada no Capítulo 5. A discussão e conclusões do trabalho são apresentadas no Capítulo 6.

2. MÉTODO EXPERIMENTAL

2.1. Cascata eletromagnética

Os raios gamas produzidos nas interações que estudamos têm energia $\geq 10^{12}$ eV. Raios gamas nesta faixa de energia, ao passarem através da matéria são preferencialmente transformados por criação de par elétron-pósitron. Esses elétrons e pósitrons emitem novos raios gamas por radiação de frelamento. Estes dois processos continuam até que as energias dos raios gamas, elétrons e pósitrons não sejam suficientes para gerar novas partículas. Se um raio gama (ou elétron ou pósitron) tiver energia muito alta ($> 10^{11}$ eV), esses processos continuam, produzindo sucessivamente uma avalanche dessas partículas. O número de partículas atinge um máximo e depois diminui com o aumento da espessura do material atravessado. Este processo é denominado "cascata eletromagnética" /7/.

Para os C-jatos o efeito Landau-Pomeranchuk-Migdal, LPM, /8/ não é importante para a grande maioria das c.e.m. detectadas em Chacaltaya, pois este fenômeno só começa a influenciar na formação da cascata quando a energia é superior a 10^{13} eV /9/.

2.2. Câmara de Emulsão Nuclear e Chumbo (CENC)

A CBJ utiliza CENCs como detector de partículas de alta energia ($\geq 10^{12}$ eV). Estas câmaras, que permanecem no monte Chacaltaya (Bolívia), a 5220 metros acima do nível do mar, por um período de um a dois anos, ficam expostas a hadrons provenientes da

radiação cósmica primária. A escolha do monte Chacaltaya deve-se ao fato dele estar próximo ao equador geomagnético, ser de fácil acesso em qualquer época do ano e ter uma altitude apropriada para que a atmosfera acima da câmara atue como alvo de interações induzidas pela radiação cósmica primária.

No início da CBJ foram expostas câmaras de um "andar" (alvo atmosférico). A partir de 1965 começou-se a expor sistematicamente câmaras com dois "andares" (alvo atmosférico + alvo localizado). Descreveremos este último tipo de câmara a seguir. Chamaremos a câmara de "dois andares" simplesmente de câmara.

Como mostra a Figura 1 a câmara é dividida em câmara superior, alvo, lacuna e câmara inferior.

A câmara superior e a inferior são formadas por blocos, mostrados na Figura 2, compostos alternadamente por placas de chumbo e material fotossensível. O chumbo é utilizado para que as cascatas eletromagnéticas se desenvolvam num pequeno percurso dentro do bloco.

A densidade de traços de ionização da c.e.m. depende da energia da partícula iniciadora, da profundidade (em relação à origem) na qual ela é observada e da natureza do meio onde ela se propaga.

O número de traços de elétrons-pósitrons dentro de um círculo pequeno (raio $r \sim 100 \mu\text{m}$, ou $< 0,01$ unidades de cascata), $N(t)$, é uma função somente do produto da energia primária, E_0 , e de r (expresso em unidades de cascata) /10/

$$N(t) \propto E_0 r(\text{u.c.}) = E_0 [r(\text{cm})/X_0(\text{cm})] \quad (2.2.1)$$

Uma unidade cascata ou comprimento de radiação X_0 é

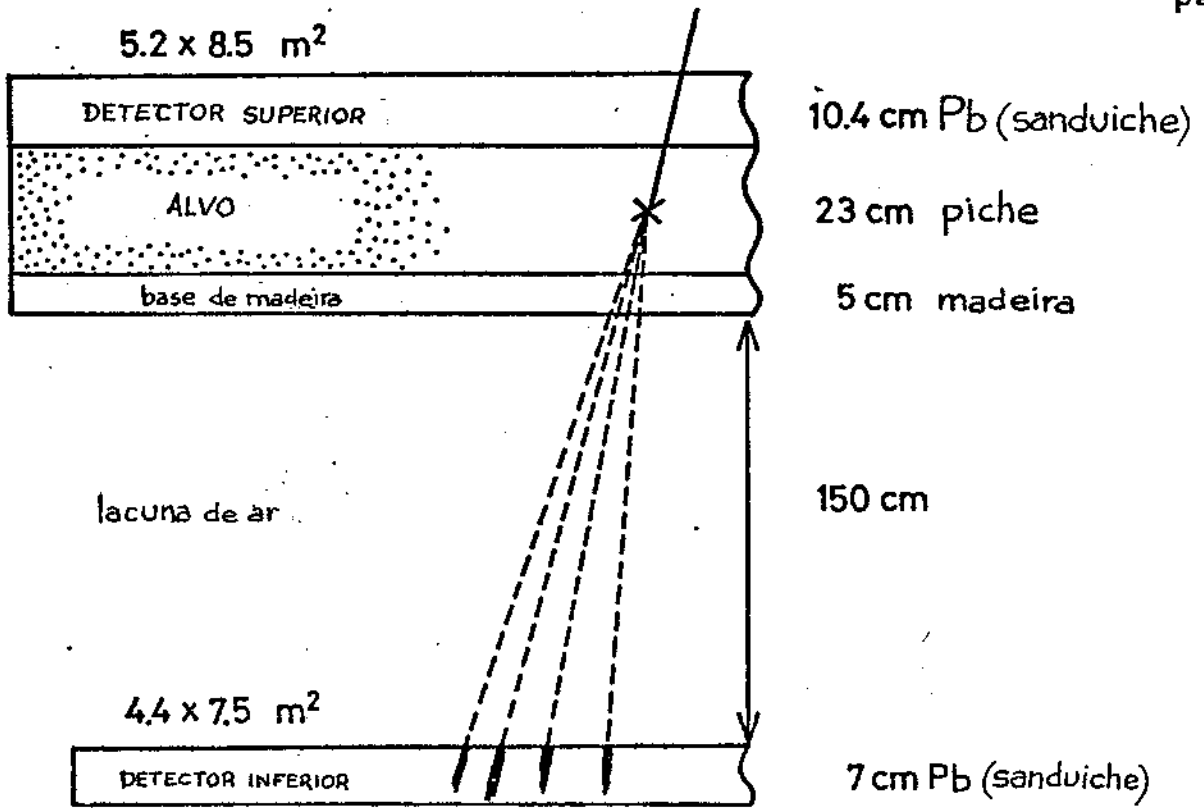


Figura 1. Estrutura da câmara de emulsão nuclear e chumbo de dois andares exposta no monte Chacaltaya.

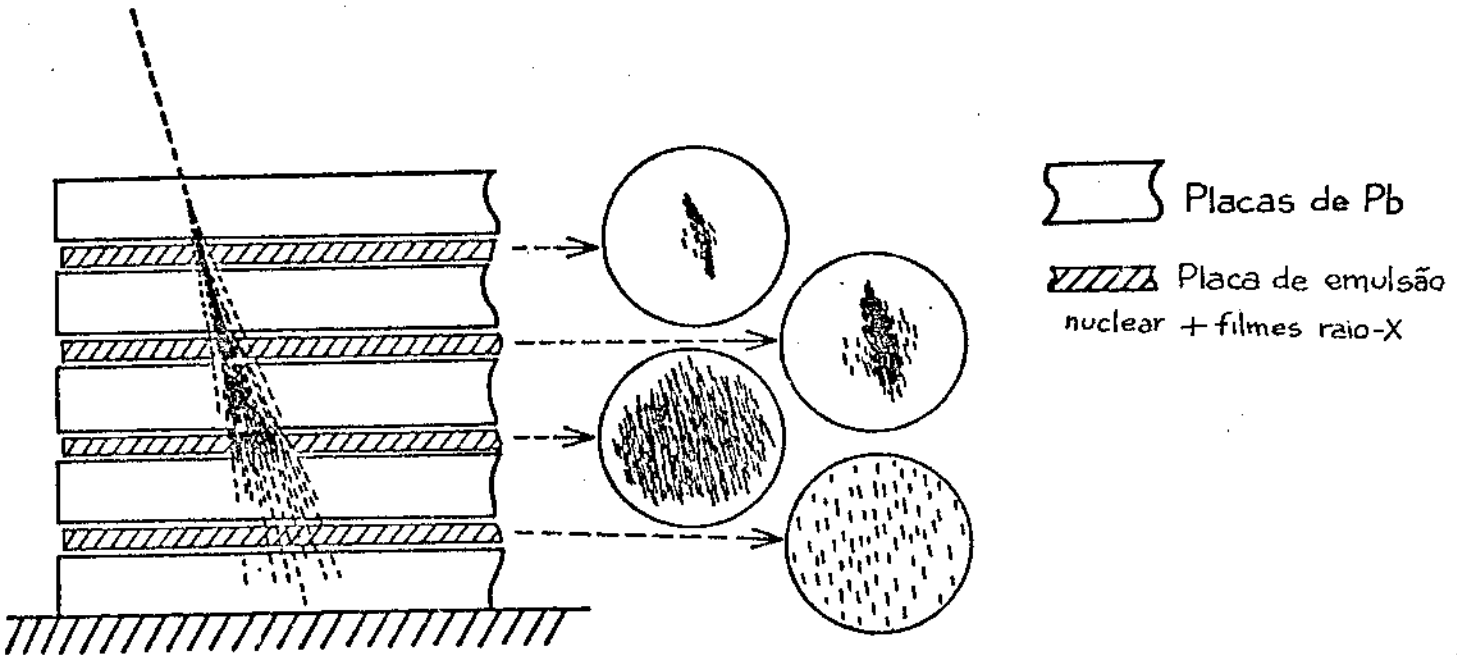


Figura 2. Esquema da disposição do material fotosensível em um bloco da câmara e o desenvolvimento de uma cascata eletromagnética dentro da câmara.

definido por:

$$X_0 / (\text{gr/cm}^2) = A / (4 \alpha N Z(Z+1) r_e^2 \ln(191 Z^{-1/3})) \quad (2.2.2)$$

onde: $\alpha = 1/137,036$ = constante de estrutura fina
 $N = 6,02252 \times 10^{23}$ N \circ de átomos/átomo grama = N \circ de Avogadro
 $A = n \circ$ e massa do elemento considerado
 $Z = n \circ$ atômico do elemento considerado
 $r_e = 2,82 \times 10^{-13}$ cm = raio clássico do elétron

O valor de uma unidade de cascata na emulsão (2,9cm) é seis vezes maior do que no chumbo, isto significa que a curva de transição de uma c.e.m. com energia E detectada num bloco de emulsão pura será igual à curva de transição de um c.e.m. com 1/6 de E detectada num bloco de chumbo, se ambas as curvas forem feitas através de contagem de traços de elétrons-pósitrons dentro de círculos de mesmo raio e $r \sim 100 \mu\text{m}$.

A densidade de traços de ionização de elétrons-pósitrons em uma CENC é maior do que em um bloco de emulsão, isto torna mais fácil a procura de uma c.e.m. e a determinação de sua energia.

Portanto podemos concluir que as CENCs tem um limiar inferior de detecção de energia mais baixo do que blocos de emulsão pura.

A parte superior da câmara é utilizada para o estudo das interações ocorridas na atmosfera acima desta e também serve para blindar parcialmente a câmara inferior para que possamos distinguir mais facilmente, na câmara inferior, as c.e.m. relacionadas com as interações de hadrons ocorridas no alvo da câmara.

O alvo é composto de piche e tem a espessura de aproximadamente um terço do caminho livre médio para interações nucleares, o que nos garante que não teremos muitas interações sucessi-

vas no alvo, e 0,4 comprimento de radiação para processos eletromagnéticos, o que nos assegura que poucos raios gamas iniciarão as c.e.m. dentro do alvo, isso facilita a análise dos secundários detectados na câmara inferior. O piche foi escolhido como material para compor o alvo devido ao seu número atômico ser baixo, o que maximiza a razão do número de interações nucleares para o de cascatas eletromagnéticas, entretanto não é demasiadamente baixo para podermos obter uma frequência de interações razoável e também por ser viável economicamente.

Existe uma lacuna de 150 cm entre o alvo e a câmara inferior para que os secundários da interação nuclear ocorrida no alvo possam ser individualizados na câmara inferior, já que temos fatores de Lorentz $\gamma > 10^3$, o que nos fornece ângulos zenitais da ordem de 10^{-4} rd.

A câmara inferior tem o objetivo de detectar as partículas secundárias provenientes da interação hadrônica ocorrida no alvo, assim como continuações de partículas que atravessam ou interagem na câmara superior.

2.3. Características do material fotossensível

Após aproximadamente dois anos de exposição em Chacaltaya a câmara é desmontada e todo material fotossensível é transportado para a cidade de Campinas -SP, onde é revelado. Este trabalho é executado no Departamento de Raios Cósmicos, Cronologia, Altas Energias e Léptons da UNICAMP.

O material fotossensível consiste de placas de emulsão nuclear do tipo Fuji ET7B e filmes de raio-X industrial Sakura

dos tipos RR e N e Fuji 100.

A emulsão é sensível a elétrons de mínimo de ionização e é estável contra fadiga para períodos de exposição de 1,5 anos após a fabricação. A película fotossensível cobre apenas um lado da base da placa da emulsão.

Nas chapas dos filmes de raio X a película fotossensível é aplicada em ambos os lados da base. Tanto a emulsão quanto os filmes de raio-X tem $40 \times 50 \text{ cm}^2$. Na Tabela I mostramos as especificações destes materiais.

As referências /11/ e /12/ fornecem mais detalhes sobre a composição e revelação do material fotossensível.

2.4. Busca e seleção de eventos

Os jatos são classificados quanto ao local da interação em três tipos: chamamos de A-jato quando a interação hadrônica ocorre na atmosfera acima da câmara superior, Pb-jato quando ocorre no chumbo e C-jato quando ocorre no alvo de piche.

Nos eventos A-jatos não sabemos com precisão a que distância da câmara ocorreu a interação, logo não é simples o estudo da distribuição de momentos transversais das partículas secundárias.

As cascatas eletromagnéticas dos Pb-jatos se desenvolvem numa pequena distância e não podem ser individualizadas pela experiência, ficando sobrepostas umas às outras.

O estudo de momento transversal pode ser realizado mais diretamente através de C-jatos, pois neste tipo de evento podemos saber com um erro máximo de $\pm 8\%$ a altura da interação e conse-

quentemente obtermos o momento transversal mais facilmente.

- **Procura em filmes de raio-X:** fazemos a procura das cascatas eletromagnéticas a olho nú colocando as duas chapas dos filmes de raio-X tipo N, de mesma profundidade, sobrepostas numa superfície de vidro fosco iluminado. Os pontos escuros que aparecem sobrepostos são considerados devido as cascatas eletromagnéticas. Fazemos um círculo em torno destes pontos.

Após fazermos este procedimento em todas as profundidades confeccionamos o mapa do bloco, que é a projeção da trajetória do evento num plano horizontal. Na Figura 3 mostramos um mapa de um bloco.

Através do mapa do bloco podemos determinar os ângulos de incidência do evento. A emulsão nuclear e os filmes de raio-X também podem ser usados na determinação, com precisão, dos ângulos do evento.

Para sabermos se o evento pode ser um C-jato verificamos se o prolongamento da sua trajetória passa pela câmara superior.

- **Procura em emulsão nuclear:** para as várias profundidades sobreposmos a emulsão no filme de raio-X e copiamos os círculos feitos neste último. O grão de prata na emulsão tem $\sim 0.7 \mu\text{m}$ e conseqüentemente não vemos a cascata eletromagnética a olho nú.

Fazemos então uma busca detalhada de cada evento. Isto é feito por meio de um microscópio com aumento de 200-400 vezes. A busca é feita em um círculo de 5 mm de diâmetro em pelo menos quatro profundidades, o que equivale a no mínimo ~ 1200 campos de visão para cada evento.

Tabela I. Especificação do material fotossensível /12/.

Material fotográfico	diâmetro médio dos grãos (μm)		espessura da emulsão (μm)	espessura da base (μm)
	antes da revelação	após a revelação		
filmes de raio-X tipo N	1,32	5,64	25	175
tipo R	0,53	1,43	20	175
emulsão nuclear E7B	0,26	0,94	50	1500

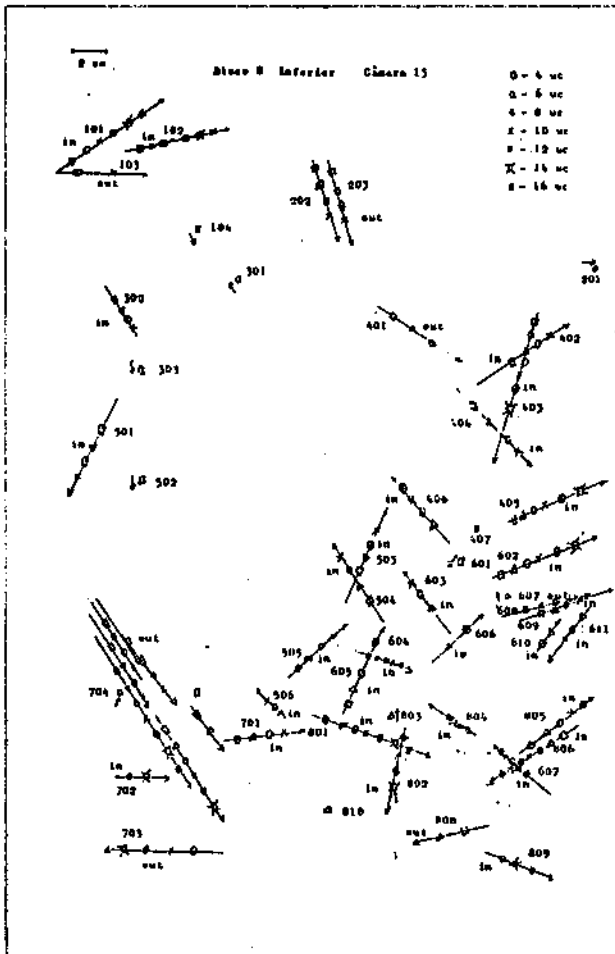


Figura 3. Mapa de um bloco da câmara interior, sua dimensão real é 40x50 cm².

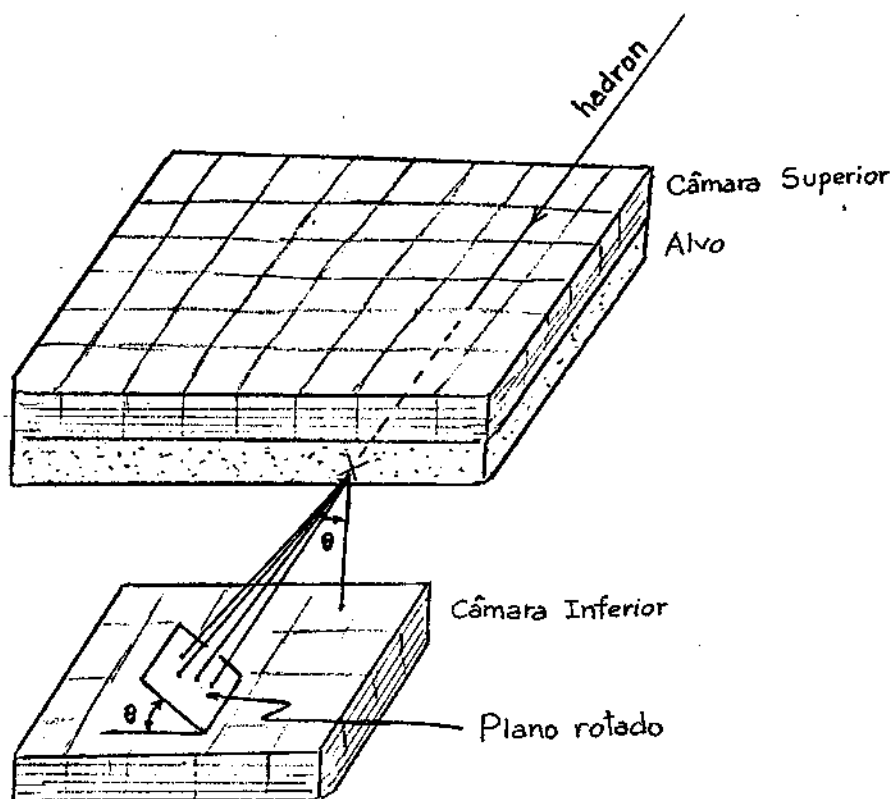


Figura 4. Ilustração da rotação executada para obtenção do diagrama de alvo corrigido.

Este trabalho é bastante difícil e exaustivo sendo necessária muita prática para a identificação de um c.e.m. de 0,2 Tev, pois nesta região de energia a c.e.m. tem poucos traços e consequentemente fica oculta entre a radiação de fundo.

Nesta fase selecionamos C-jatos com pelo menos quatro c.e.m. e descartamos os C-jatos difusos e os Pb-jatos.

Confeccionamos o diagrama de alvo do evento, o qual é o mapa da posição relativa entre os c.e.m.

Os C-jatos podem ter ângulos zenitais diferentes, então para podermos compará-los efetuamos uma rotação no plano de observação tornando-os perpendiculares às direções de incidência, veja Figura 4. Chamamos este mapa de diagrama de alvo corrigido.

2.5. Determinação da energia das cascatas eletromagnéticas

A determinação das energias das c.e.m. é feita através do método de contagem de traços de elétrons e pósitrons.

O método consiste em fazermos a contagem do número de traços de elétrons e pósitrons dentro de um círculo de diâmetro igual a $100\mu\text{m}$, centrado na região de maior densidade, nas várias profundidades. Usamos um microscópio para obtermos um aumento de 1000 vezes. Os traços de elétrons e pósitrons de uma c.e.m. são paralelos, isto ajuda a distingui-los dos traços da radiação de fundo.

Kamata e Nishimura calcularam analiticamente curvas teóricas para o comportamento da difusão lateral das c.e.m. /13/. Essas curvas levam em conta a heterogeneidade da câmara e o ângulo zenital do evento.

Okamoto e Shibata utilizaram o método de Monte Carlo para construir as curvas de transição onde são considerados efeitos que Kamata e Nishimura desprezaram /14/.

Após a contagem de traços verificamos para qual curva de Okamoto-Shibata os pontos P (números de traços, profundidade) ajustam melhor. Com este ajuste determinamos a energia do raio gama que iniciou o processo de cascata eletromagnética.

Existe outro método de determinação de energia, através da fotodensitometria /15/, onde podemos obter somente o ΣE , do evento no caso de C-jatos. Este método não é adequado para o nosso estudo porque o tamanho do C-jato é bem menor ($\sim 1\text{mm}$) do que A-jatos ($\sim 5\text{cm}$) e conseqüentemente não podemos medir individual-

mente a energia das cascatas pela fotodensitometria.

A energia limiar inferior de detecção de C-jatos é $\Sigma E, \sim 3$ TeV e a de uma c.e.m. é $\sim 0,2$ TeV. Elas dependem principalmente do tempo de exposição da CENC, do processamento químico e das condições do material fotossensível.

3. MODELOS FENOMENOLÓGICOS DE PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS

A partir de 1950, com a introdução das emulsões nucleares sensíveis ao mínimo de ionização, a pesquisa em Física de Altas Energias teve um grande avanço. Com o acúmulo de dados experimentais surgiram teorias e modelos que procuravam descrever os fenômenos observados. Salienta-se, entre outras, as teorias termodinâmicas de Wataghin e a de Fermi /16/ e a teoria hidrodinâmica de Landau /17/.

Nenhum dos modelos teóricos conseguiu explicar satisfatoriamente os resultados experimentais /18/.

Surgiram então modelos fenomenológicos que descrevem melhor os dados existentes, destacando-se o modelo de bolas de fogo.

Bola de fogo é um grupo de mésons que são produzidos por uma interação de hadrons de alta energia ($> \text{TeV}$). É assumido que uma bola de fogo decai isotropicamente. Partículas emitidas isotropicamente de uma bola de fogo têm uma distribuição angular parecida com uma função gaussiana na escala $\log \tan$ dada por,

$$N/2 \cosh^2 (\ln \tan \theta + \ln T) , \quad (\theta \ll 1 \text{ e } T \gg 1) \quad (3.1)$$

onde: T =fator de Lorenttz da bola

N =multiplicidade das partículas emitidas

θ =ângulo zenital da partícula secundária.

Inicialmente a equação (3.1) reproduzia bem as distribuições angulares obtidas em experimentos de raios cósmicos. Com o aumento da estatística e da faixa de energia verificou-se a existência de um número significativo de jatos na região de ener-

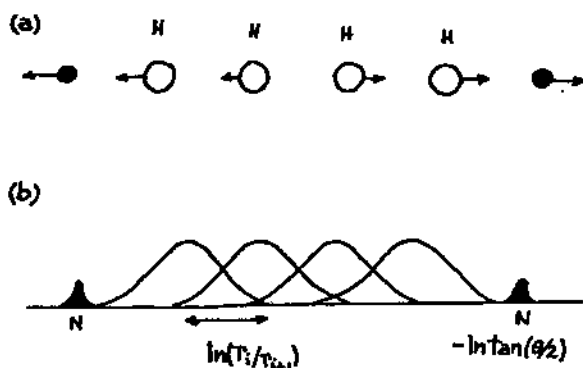


Figura 5. a) Ilustração do modelo de H-quantum, b) sua distribuição angular na escala $-\ln \tan \theta/2$.

gia primária de 1-10 TeV em que a distribuição angular de secundários em coordenadas $\log \tan$ exibe a existência de grupos separados de partículas. Então foi formulado o modelo fenomenológico de duas bolas de fogo /19/. A idéia era que na colisão de dois núcleons há a formação de estados intermediários que decaem isotropicamente em pions no seu próprio sistema. A massa desses estados intermediários podem ter qualquer valor, limitado apenas pela conservação de energia e momento.

O aumento do número de dados experimentais revelou a existência de várias formas de distribuições angulares em que o modelo de duas bolas de fogo tem dificuldade em explicar.

Em 1961, Hasegawa propôs um modelo no qual ele assume a existência de uma unidade elementar de produção múltipla de mésons, a qual denominou H-quantum /20/. Ele usou vários números de bolas de fogo com massa bem definida para descrever as distribuições angulares que não eram bem explicadas com o uso de duas bolas. Ele também fez análises de dados de jatos e encontrou que o modelo pode descrever quase todas as distribuições angulares na escala $\log \tan$ /21/.

Este modelo sugere que numa interação nuclear de alta energia ($>TeV$) uma sequência de N bolas de fogo serão produzidas ao longo da direção incidente dos hadrons colidentes. Essas bolas têm fatores de Lorentz $T_1 > T_2 > \dots > T_N$. Então na escala de logtan. teremos uma superposição de distribuições do tipo gaussiana devido a emissão isotrópica das várias bolas. Esta situação está ilustrada na Figura 5. A multiplicidade média de um H-quantum foi estimada ser ~ 6 . Assume-se que a razão entre fatores de Lorentz das bolas consecutivas seja constante.

$$T_i / T_{i+1} \simeq 6 \quad (i=1, 2, \dots, N-1) \quad (3.2)$$

O modelo do H-quantum vem sendo usado até hoje em vários trabalhos que utilizam dados da CBJ /21-26,29/ e tem sido uma útil ferramenta de trabalho. Entretanto ele não é muito utilizado por vários físicos, principalmente aqueles que trabalham em aceleradores artificiais de partículas. Contudo não temos como objetivo do nosso trabalho verificar qualquer modelo de produção de partículas. Utilizaremos este modelo para realizar uma simulação da produção de pions, item 5.1, com o objetivo de verificar a eficiência de métodos de acoplamento, item 5.4. Acreditamos que o modelo utilizado não tem influência direta sobre nossos resultados. A hipótese importante que deve ser assumida é: após a colisão de dois hadrons de alta energia ($E >TeV$), ocorre a formação de um (ou vários) centro(s) que decaem em pions isotropicamente, no sistema próprio do centro emissor, com equipartição de carga e com uma distribuição diferencial de momento dos pions, p_k , no sistema de repouso do centro, consistente com uma distribuição tipo linear exponencial, isto é, $\propto p_k \exp(-p_k/p_0)$, onde $p_0 = \text{constante}$.

4. MÉTODO DE IDENTIFICAÇÃO DOS C-JATOS QUANTO AO TIPO DE INTERAÇÃO

Usaremos neste trabalho o grupo de C-jatos experimentais com as maiores energias observadas na experiência de Chacaltaya. Eles são 80 C-jatos com $\Sigma E_\gamma > 20$ TeV. Dentre esses C-jatos identificaremos aqueles que são denominados como Mirim.

Cada evento é o resultado da superposição das várias bolas produzidas na interação hadrônica mais aquelas originadas nas interações sucessivas. Para estimarmos a massa de uma bola de fogo é necessário identificar e separar um aglomerado de raios gamas do decaimento da bola mais veloz.

Para um aglomerado de raios gamas de um decaimento isotrópico de uma bola de fogo é válido em média a seguinte relação

$$m_\gamma = (4/\pi) \Sigma P_\gamma / c \quad (4.1)$$

onde m_γ = é a massa invariante dos raios gamas
 P_γ = momento transversal dos raios gamas

Usamos o seguinte algoritmo de computação para identificarmos os raios gamas da primeira bola /23/.

Primeiramente organizamos os raios gamas em ordem crescente de ângulo zenital

$$\theta_\gamma = |\mathbf{r} - \mathbf{R}_{CE}| / h \quad (4.2)$$

$$\text{com } R_{CE} = \Sigma E_\gamma \mathbf{r} / \Sigma E_\gamma \quad (4.3)$$

$$h = H / \cos \theta_n \quad (4.4)$$

onde \mathbf{r} = vetor posição do raio gama no diagrama de alvo corrigido em relação a uma origem arbitrária
 \mathbf{R}_{CE} = vetor posição do centro pesado de energia

h = distância entre o ponto de observação e o ponto onde ocorreu a interação

H = altura do plano de observação ao ponto onde ocorreu a interação

θ_i = ângulo zenital do C-jato

E_i = energia crua do raio gama

Temos um erro máximo de $\pm 8\%$ em H ao considera-lo igual a ^{altura do} meio do alvo (170cm). Utilizamos o centro pesado de energia pois não conhecemos a direção do núcleon incidente.

Então calculamos a massa invariante dos raios gamas

$$M_Y(\theta_i) = \sqrt{\sum E_i \sum E_i \theta_i^2} / c^2 \quad (4.5)$$

e o somatório de seu momento transversal, dado por:

$$\sum_i P_{T_i} = \sum E_i \theta_i / c \quad (4.6)$$

começando do menor ângulo zenital.

A massa invariante dos raios gamas é a parte da energia de repouso da bola de fogo que foi transformada em raios gamas.

Quando θ_i é pequeno temos a relação $(4/\pi) \sum_i P_{T_i} > M_Y(\theta_i)c$.

Acrescentando raios gamas com ângulos zenitais maiores, alcançamos o ponto de isotropia onde $M_Y(\theta_i)c$ torna-se aproximadamente igual a $(4/\pi) \sum_i P_{T_i}$. Este grupo de raios gamas é consistente com uma bola em movimento que decai isotropicamente.

Existem C-jatos em que $M_Y(\theta_i)c$ não torna-se maior que $(4/\pi) \sum_i P_{T_i}$. Em tais casos temos que estimar a massa invariante através de uma extrapolação das curvas de Shibata /27/.

Apresentamos na Figura 6 o espectro de M_Y obtido da maneira descrita acima. Podemos identificar dois grupos de eventos. Um grupo com M_Y distribuída em torno de $1 \text{ GeV}/c^2$ e outro em torno de $5-6 \text{ GeV}/c^2$. O primeiro grupo é composto por jatos tipo Mirim e o outro por jatos do tipo Açú /22/.

Identificamos como Mirim os eventos em que M_Y no ponto

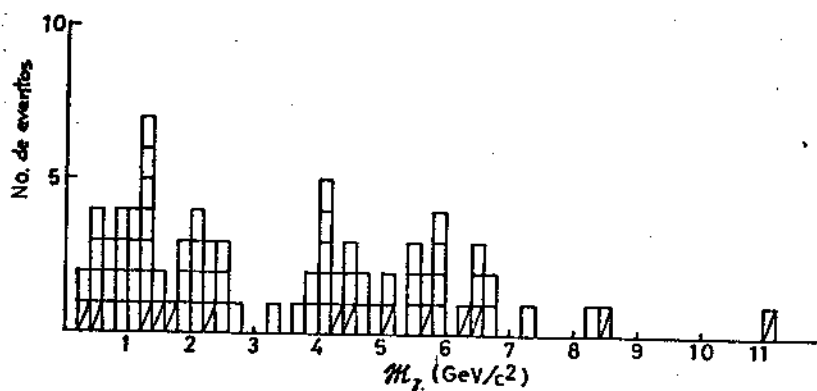


Figura 6. Espectro da massa invariante dos raios gamas dos 80 C-jatos com $\Sigma E_\gamma > 20$ TeV obtidos pelo algoritmo descrito no texto. Cada retângulo representa um evento, sendo que aqueles que estão marcados foram obtidos por extrapolação /22/

de isotropia é menor que $3 \text{ GeV}/c^2$.

A massa total da bola é estimada multiplicando-se m_γ por um fator que é aproximadamente dois devido ao fato que o método de detecção de C-jatos tem uma tendência favorável a eventos ricos em raios gamas. É necessário a realização de uma simulação para estimarmos este fator de correção.

5. DISTRIBUIÇÃO DE MOMENTO TRANSVERSAL DOS PIONS NEUTROS DOS EVENTOS TIPO MIRIM

Através da experiência do monte Chacaltaya é possível obter as energias ($E_\gamma > 0,2$ TeV) e posições relativas dos raios gamas com boa precisão.

Usa-se a hipótese de que a grande maioria desses raios gamas são proveniente de decaimento de pions neutros.

Com a utilização da relação cinemática,

$$h_{ij} = (r_{ij}/m)\sqrt{E_i E_j} \quad (5.1)$$

$$H = h \cos \theta_n \quad (5.2)$$

onde: h_{ij} = distância entre o plano de observação e o ponto onde ocorreu a interação
 r_{ij} = distância entre dois raios gamas no diagrama de alvo corrigido
 m = massa do pion neutro
 E = energia crua do raio gama
 H = altura do plano de observação até o ponto onde ocorreu a interação
 θ_n = ângulo zenital do C-jato

pode-se fazer o acoplamento entre dois raios gamas que decaíram de um pion neutro. A posição do pion neutro, devido ao princípio da conservação de momento, encontra-se entre os dois raios gamas acoplados e é dado por:

$$R = (r_i E_i + r_j E_j) / (E_i + E_j) \quad (5.3)$$

onde: R = vetor posição do pion neutro
 r = vetor posição do raio gama
 E = energia crua do raio gama

e sua energia será a soma das energias dos dois raios gamas. Assim conseguimos o diagrama de alvo dos pions neutros e podemos calcular os seus momentos transversais em relação ao centro pesado

de energia,

$$P_{\pi^0} \approx E_{\pi^0} \theta_{\pi^0} = E_{\pi^0} (R_{\pi^0}/h) \quad (5.4)$$

onde: E_{π^0} = energia do pion neutro em relação ao sistema de laboratório

θ_{π^0} = ângulo zenital do pion neutro

R_{π^0} = distância do pion neutro ao centro pesado de energia

h = distância entre o plano de observação e o ponto onde ocorreu a interação

Pode-se usar a relação (5.2) entre os raios gamas de um C-jato e seleccionar os acoplamentos em que H fique dentro do alvo da câmara com um erro de $\pm 20\%$. Existirão vários acoplamentos ambíguos. Para escolher uma entre as várias soluções possíveis de acoplamentos é necessário utilizar um método que forneça a solução mais provável.

Com o intuito de verificar a eficiência desses métodos de acoplamento realizamos uma simulação da produção de pions, que descreveremos a seguir.

5.1. Simulação da produção de pions

Utilizamos o método de Monte Carlo para realizar a simulação da produção de pions. Descreveremos a seguir as hipóteses assumidas e as etapas da simulação.

a) entrada dos parâmetros ϵ e M que caracterizam a bola de fogo. M é a massa da bola e ϵ é um parâmetro relacionado com a energia média dos secundários no sistema de repouso da bola.

b) supomos que a distribuição angular dos hadrons incidentes na câmara é:

$$f(>\cos\theta) \propto \cos^8\theta \quad (5.1.1)$$

c) assumimos que a distribuição integral de energia dos hadrons incidentes na câmara é:

$$f(>E) \propto E^{-\beta}, \quad \beta = 1,8 \quad (5.1.2)$$

d) Utilizamos uma distribuição uniforme entre 0,1 e 0,9 para o sorteio da inelasticidade da primeira interação no alvo.

e) sorteamos a altura da primeira interação. Adotamos o livre caminho médio de interação nuclear do hadron incidente igual a 60,5 cm no piche. Supomos o hadron incidente ser um próton.

f) produção de bolas de fogo.

Utilizamos o modelo de produção múltipla de bolas de fogo /21/. Através da relação empírica π_1 / π_{1+} = 6 determinamos o número máximo possível de bolas que podem ser produzidas com a energia liberada para produção de partículas, então sorteamos o número de bolas produzidas na interação através de uma distribuição uniforme entre 1 e o número máximo possível de bolas, as quais têm direção de movimento paralela ao hadron incidente.

Para cada bola produzida realizamos o seguinte procedimento:

f.1 - Assumimos que a bola decai em pions, respeitando a seguinte distribuição de energia no seu sistema de referência:

$$dN = A E_r^* \exp(-E_r^*/\epsilon) dE \quad (5.1.3)$$

onde: A = constante

E_r^* = energia do pion no sistema de repouso da bola

ϵ = parâmetro relacionado com a energia média dos secundários

Para a distribuição de energia acima temos que:

$$\langle E_r^* \rangle = \epsilon + m + \epsilon / [1 + (m/\epsilon)] \quad (5.1.4)$$

onde: m = valor médio das massas dos três pions = 138 MeV/c².

Realizamos o sorteio de pions até que $|\sum E_r^* - M| < \epsilon$. As-

sim obtemos a multiplicidade N da bola.

f.2 - O sorteio dos ângulos de emissão dos secundários é feito sob a hipótese de emissão isotrópica. Impomos a condição que:

$$|\sum p_{\pi}^*| < \epsilon \quad (5.1.5)$$

f.3 - A hipótese de equipartição de carga para os pions secundários e carga neutra para bola é utilizada.

f.4 - Consideramos que todos pions neutros decaem, no seu sistema de referência, isotropicamente em dois raios gamas e calculamos as coordenadas desses raios gamas no sistema de laboratório em relação a direção do núcleon incidente.

g) Interações sucessivas no alvo

Cada pion carregado ou núcleon residual pode interagir e produzir outras bolas se:

, a altura sorteada da interação estiver dentro do alvo. Adotamos o livre caminho médio de interação nuclear do pion carregado ser igual a $3/2$ daquele do núcleon.

, e a energia liberada para produção de partículas for maior que M . O sorteio da inelasticidade da interação dos pions carregados é realizado através de uma distribuição uniforme entre 0,3 e 0,9.

Os núcleons residuais das interações sucessivas podem interagir novamente e produzir novas bolas, bem como os pions carregados provenientes desta interação até que não seja satisfeita uma das duas condições citadas acima.

h) é feito o cálculo do centro pesado de energia, equação (4.3), e então calculamos as coordenadas de todos os pions e

Tabela II. Valores utilizados na determinação de ϵ e M .

ϵ /MeV	120	140	150	160	170	200
M /GeV ²	2,4;2,6;2,8	2,2;2,4;2,6;2,8	2,2;2,3;2,4;2,6	2,4	2,2;2,4;2,6;2,8	2,4;2,6;2,8

raios gamas em relação a este centro.

i) a experiência do monte Chacaltaya tem um erro de aproximadamente 20% na determinação da energia das cascatas eletromagnéticas /28/. Utilizamos uma distribuição tipo gaussiana com largura de 20% e sorteamos o erro na energia dos raios gamas.

j) efetuamos cortes para os raios gamas com $E_\gamma < 0,2$ TeV, $\theta_\gamma > 0,0015$ rd, $N_\gamma < 4$ e $\Sigma E_\gamma < 3$ TeV, colocando assim as mesmas condições dos dados experimentais para os simulados.

k) é feito o cálculo do novo centro pesado de energia e das coordenadas das partículas secundárias em relação a este centro.

l) é utilizada uma distribuição tipo gaussiana com largura de 5% para realização do sorteio do erro da posição dos raios gamas no diagrama de alvo.

m) é feita a saída dos dados onde temos uma variável que identifica a origem dos raios gamas, isto é, de qual pion neutro ele surgiu.

5.2. Determinação de ϵ e M do evento tipo Mirim

Com a simulação descrita acima geramos dados simulados para vários valores dos parâmetros ϵ e M , veja Tabela II. Foram simulados conjuntos de 500 eventos "bons", aqueles eventos que

passam pelos cortes impostos. Aplicamos o mesmo procedimento utilizado para identificar os C-jatos experimentais tipo Mirim para classificar os eventos simulados e utilizamos somente os raios gamas da bola mais veloz para as análises referentes aos C-jatos tipo Mirim. Mostramos nas Figuras 7 a 10 o histograma do número de raios gamas, a distribuição integral do momento transversal dos raios gamas, e da energia fracionária, $E_T/\Sigma E_T$, e o histograma da massa invariante dos raios gamas para os parâmetros que melhor se ajustaram aos dados experimentais, $\epsilon=150$ MeV e $M=2,3$ GeV/c², juntamente com as distribuições desses últimos. Utilizamos a equação (5.1.4) e obtivemos $\langle E_T^* \rangle = 366$ MeV.

Nas Figuras 11 a 14 apresentamos os mesmos tipos de gráficos para outros ^{conjuntos de} valores utilizados de ϵ e M .

Após determinarmos os parâmetros que melhor se ajustam aos dados experimentais, geramos 2000 eventos "bons" com esses parâmetros.

Apresentamos na Tabela III os resultados da classificação dos 2000 eventos e dos 80 C-jatos experimentais com $\Sigma E_T > 20$ TeV através do algoritmo descrito no capítulo anterior. Notamos que o algoritmo classifica aproximadamente 80% dos eventos simulados.

Tabela III. Classificação dos C-jatos quanto ao tipo de interação.

EVENTOS	TOTAL	$N_T < 4$	NPAN*	$\eta_T > 3$ GeV/c ²	MIRIM
SIMULADOS	2000	159	92	219	1530
EXPERIMENTAIS	80	3	16	29	32

*NPAN= evento onde não é alcançado o ponto de isotropia

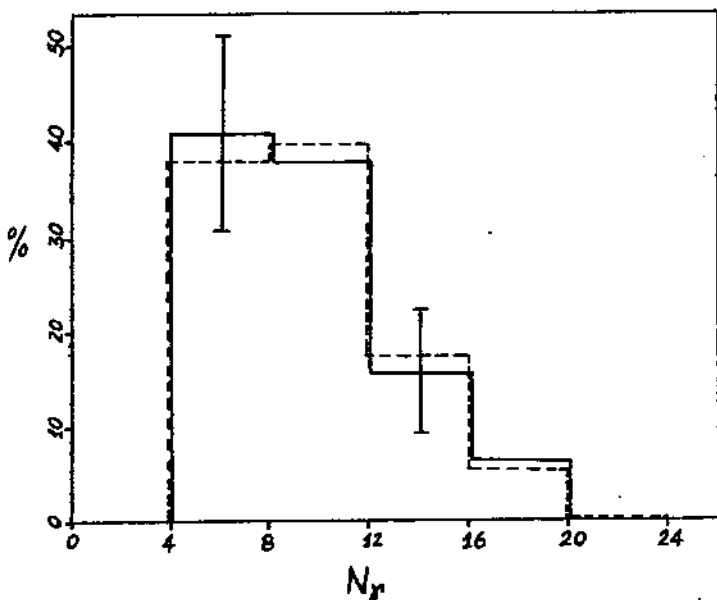


Figura 7. Histograma do número de raios gama. A linha contínua representa os C-jatos experimentais tipo Mirim e a tracejada os simulados com $\epsilon=150$ MeV e $M=2,3$ GeV/c²

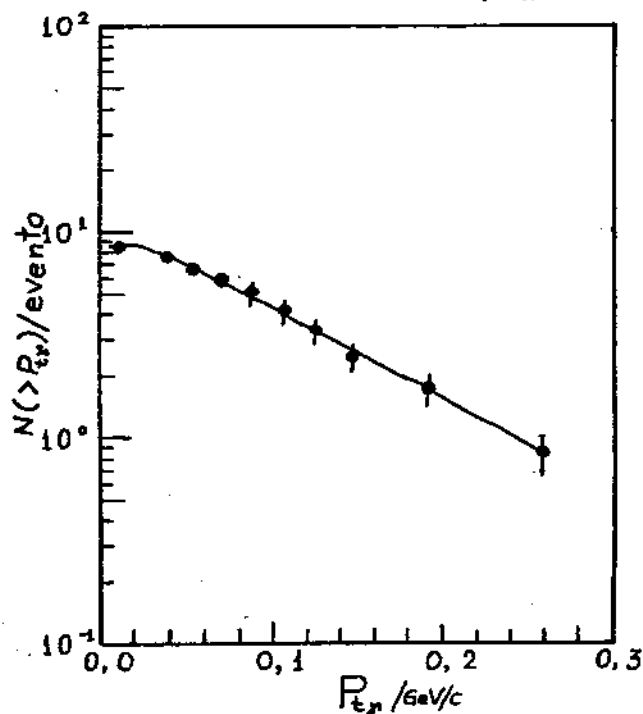


Figura 8. Distribuição integral do momento transversal dos raios gama. Os círculos representam os C-jatos experimentais e a linha os simulados com $\epsilon=150$ MeV e $M=2,3$ GeV/c².

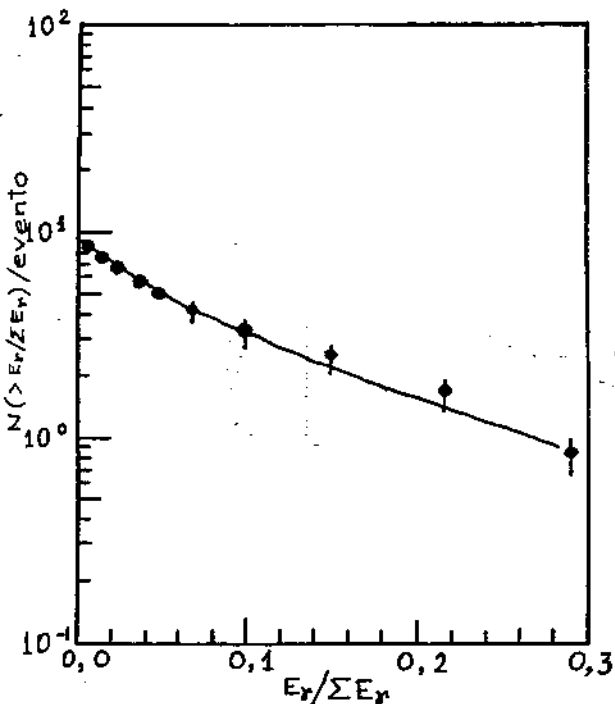


Figura 9. Distribuição integral da energia fracionária, $E_\gamma/\sum E_\gamma$. Os círculos representam os C-jatos experimentais e a linha os simulados com $\epsilon=150$ MeV e $M=2,3$ GeV/c².

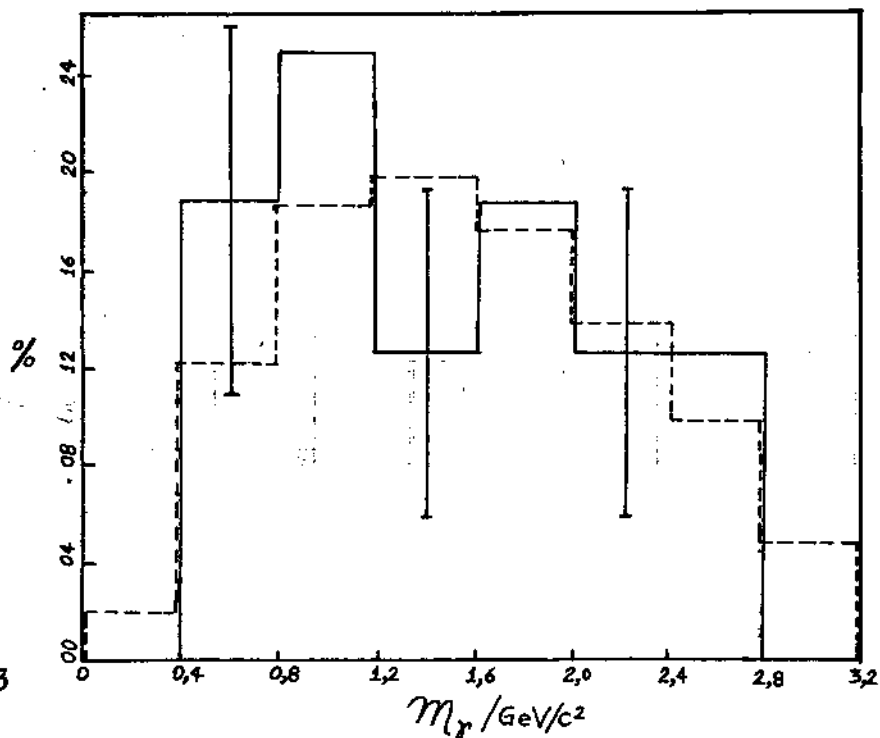
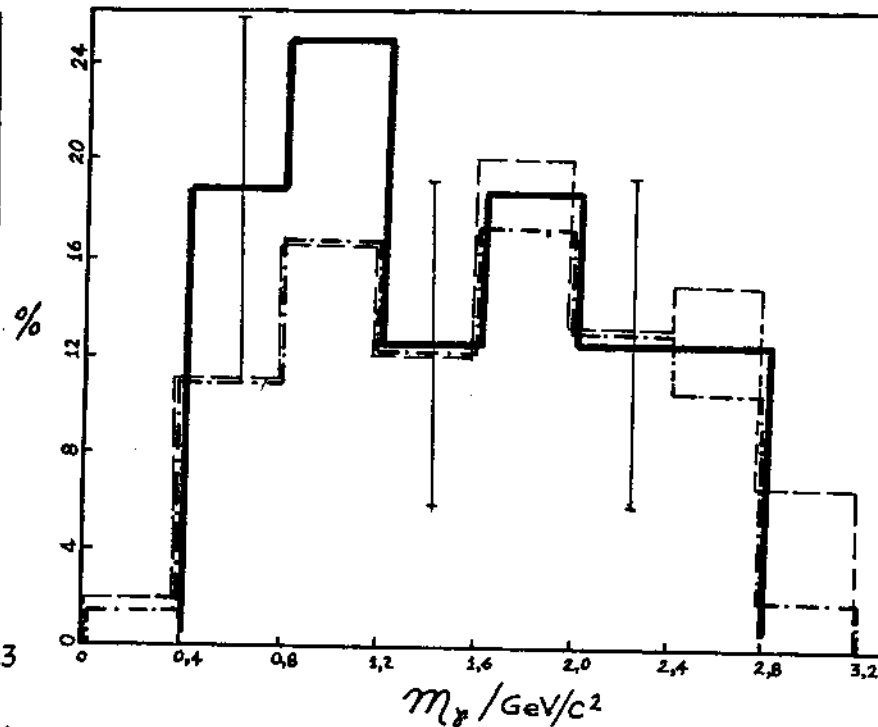
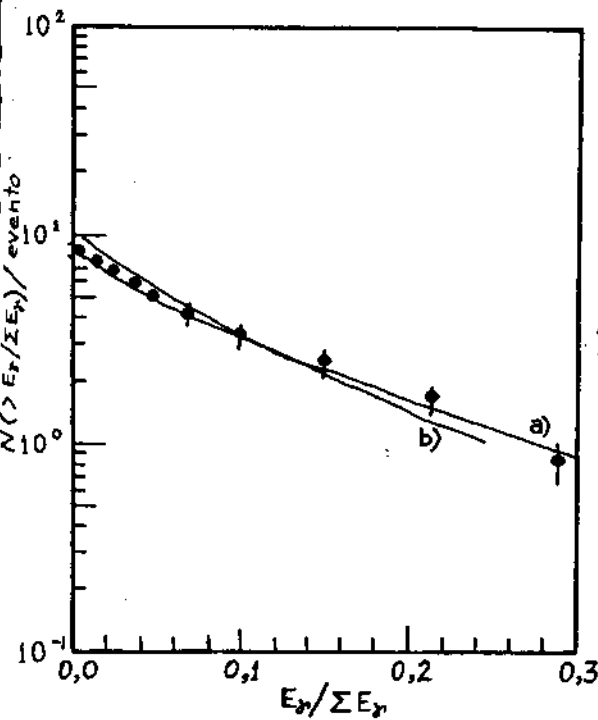
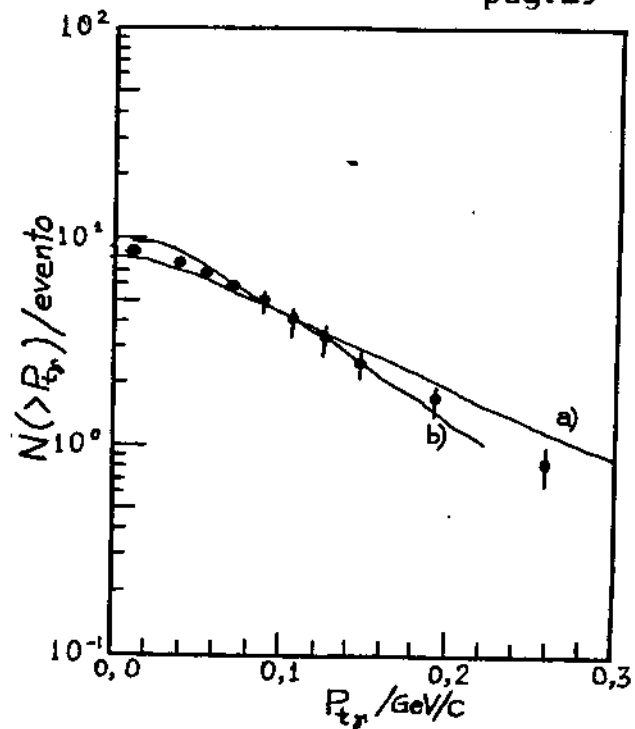
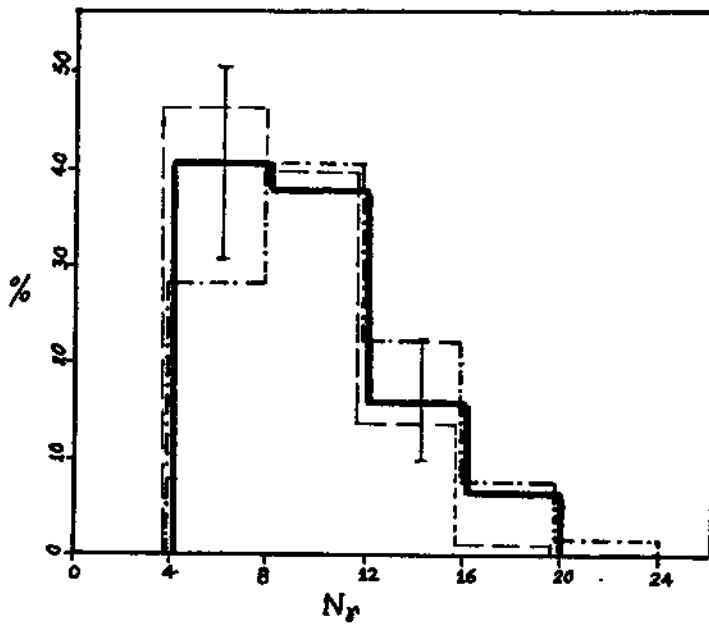


Figura 10. Histograma da massa invariante dos raios gama. A linha contínua representa os C-jatos experimentais e a tracejada os simulados com $\epsilon=150$ MeV e $M=2,3$ GeV/c².



5.3. Forma da distribuição de $M_{\gamma\gamma}$

Verificamos a hipótese de que os raios gamas são predominantemente originados pelo decaimento de pions neutros. Na Figura 15 mostramos a distribuição de

$$M_{\gamma\gamma} = (r_{ij} / h) \sqrt{E_i E_j} \quad (5.3.1)$$

onde: r_{ij} = distância entre dois raios gamas
 E = energia crua do raio gama
 h = distância entre o vértice do decaimento do pion neutro e o plano de detecção dos raios gamas,

para todos os acoplamentos possíveis de cada C-jato experimental juntamente com o "ruído" da distribuição. Evidencia-se um pico em torno da massa do pion neutro. Para construirmos a distribuição do "ruído" calculamos $M_{\gamma\gamma}$ com raios gamas escolhidos aleatoriamente de eventos também aleatoriamente ^{escolhidos} e obrigatoriamente diferentes. Expomos na Figura 16 a variação do pico do "ruído" em função do corte na energia do raio gama. Notamos que o pico da distribuição desloca-se para valores maiores de $M_{\gamma\gamma}$. Apresentamos na Figura 17 as distribuições para o acoplamento dos dois raios gamas de maiores energias de cada C-jato experimental para valores diferentes de energia de corte dos raios gamas. É visto que a cauda da distribuição diminui consideravelmente e o pico estreito em torno da massa do pion neutro torna-se mais evidente. A distribuição de $M_{\gamma\gamma}$ "verdadeira" construída com os dados simulados é apresentada na Figura 18.

5.4. Métodos de acoplamento

Utilizamos dois métodos de acoplamento $2\gamma \rightarrow \pi^0$ os quais descreveremos a seguir.

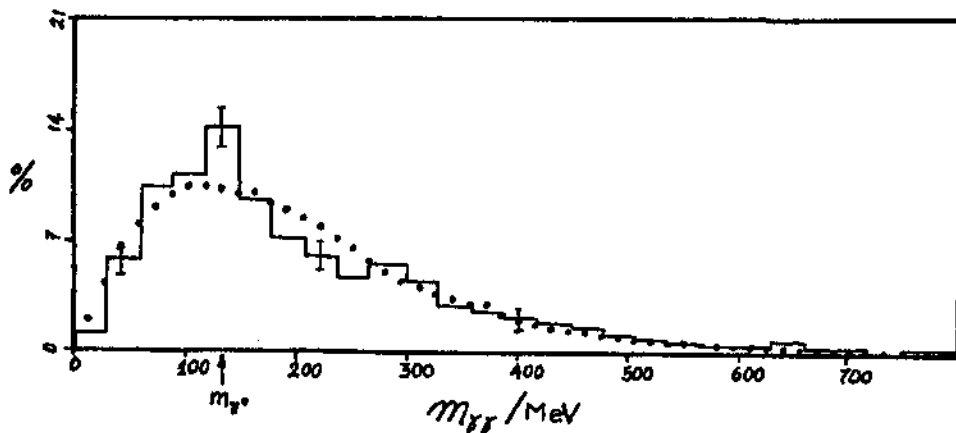


Figura 15. Histograma da massa invariante para todos acoplamentos possíveis de cada C-jatos identificado como Mirim entre os 80 C-jatos experimentais com $\Sigma E_{\gamma} > 20$ TeV. A linha pontilhada é o 'ruído' da distribuição. Os acoplamentos foram feitos somente com raios gamas com $E_{\gamma} > 0,2$ TeV.

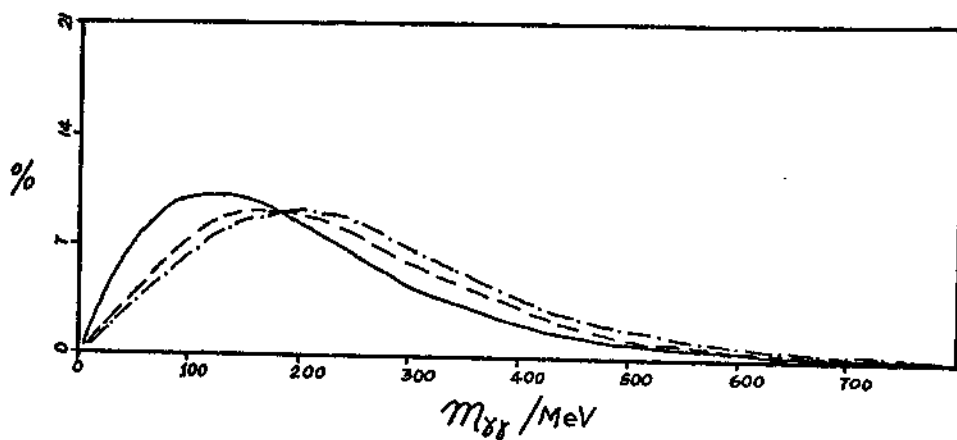


Figura 16. Variação do 'ruído' da distribuição diferencial de $m_{\gamma\gamma}$ em função da energia mínima dos raios gamas. A linha contínua representa a distribuição para $E_{\gamma} > 0,2$ TeV, a linha tracejada para $E_{\gamma} > 2,0$ TeV e a linha traço-ponto para $E_{\gamma} > 5,0$ TeV.

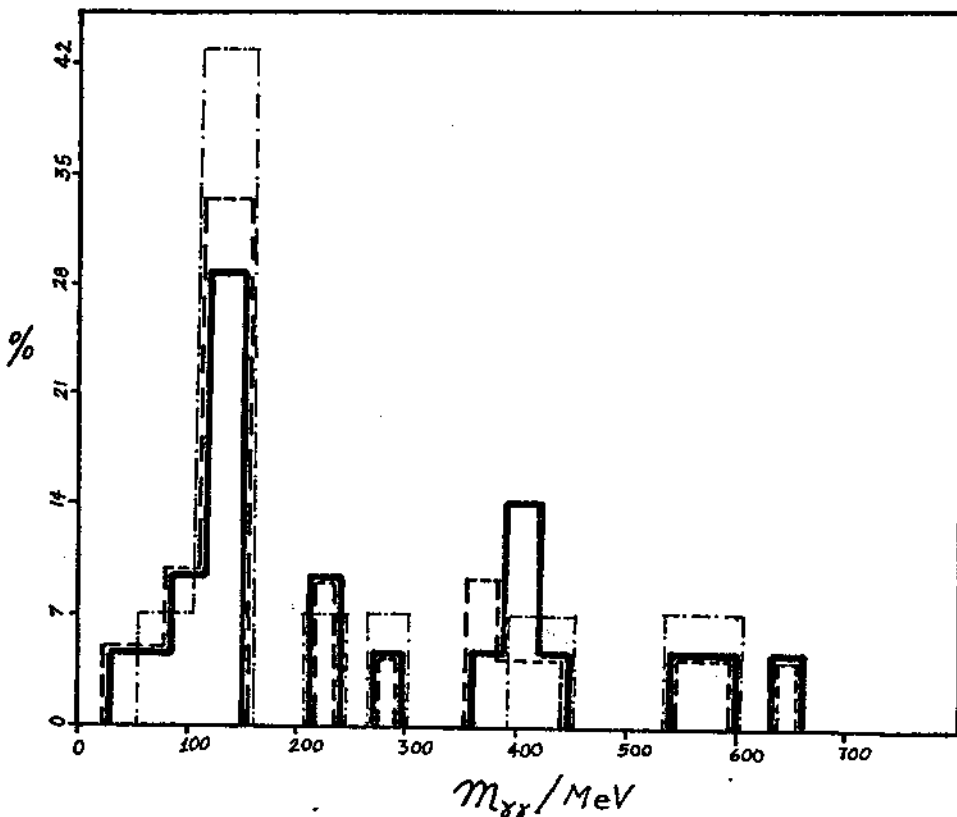


Figura 17. Histograma da massa invariante $m_{\gamma\gamma}$ dos dois raios gamas de maiores energias de cada C-jato identificado como *Nirin* entre os 80 C-jatos com $E_T > 20$ TeV. A linha contínua representa a distribuição para $E_T > 0,2$ TeV, a linha tracejada para $E_T > 2,0$ TeV e a linha traço-ponto para $E_T > 5,0$ TeV.

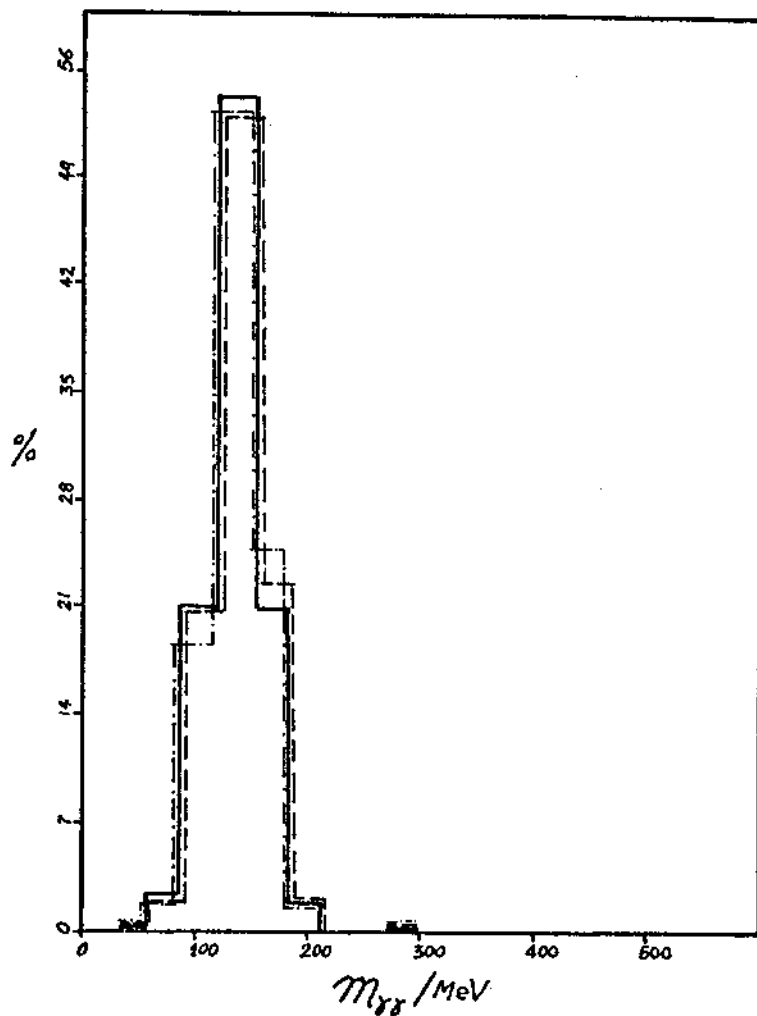


Figura 18. Histograma da massa invariante $m_{\gamma\gamma}$ dos acoplamentos corretos dos eventos simulados com $\epsilon = 150$ MeV e $M = 2,3$ GeV/c². A linha contínua representa a distribuição para $E_T > 0,2$ TeV, a linha tracejada para $E_T > 2,0$ TeV e a linha traço-ponto para $E_T > 5,0$ TeV.

5.4.a. Método tradicional /29/

Este método é o mais difundido entre os trabalhos referentes à colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos. Ele consiste das seguintes etapas:

i) organiza-se em ordem crescente de energia os raios gamas de um C-jato

ii) começando do raio gama de maior energia procura-se seu parceiro utilizando a relação cinemática:

$$H_{ij} = (r_{ij} / m) \sqrt{E_i E_j} \cos \theta_n \quad (5.4.1)$$

onde: H_{ij} = altura do acoplamento

r_{ij} = distância no diagrama de alvo corrigido entre dois raios gamas

m = massa do pión neutro

E = energia crua do raio gama

θ_n = ângulo zenital do nucleon incidente,

e seleciona-se aqueles em que H_{ij} fique dentro do alvo da câmara com um erro de $\pm 20\%$. São descartados os acoplamentos ambíguos.

5.4.b. Método da Marta /30/

Este método é extremamente trabalhoso sendo inviável a sua aplicação sem o uso de um computador. As etapas deste método são:

i) realiza-se todos os acoplamentos possíveis, inclusive os ambíguos, de um C-jato e seleciona-se aqueles que ficam dentro do alvo da câmara com um erro de $\pm 20\%$

ii) encontra-se todas as soluções possíveis com o maior número possível de acoplamentos

iii) calcula-se para cada solução possível a altura média e o seu desvio padrão

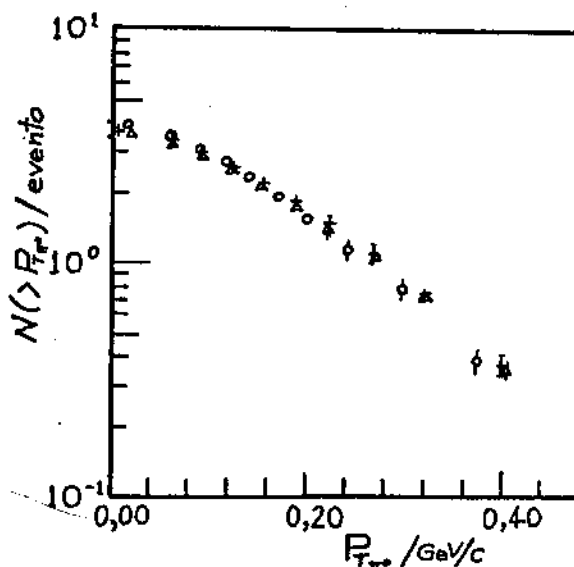


Figura 19. Distribuição integral dos momentos transversais dos pions neutros dos eventos simulados com $\epsilon=150$ MeV e $M=2,3$ GeV/c² identificados como Mirim. As cruzeiros representam as distribuições obtidas pelo método tradicional, os círculos pelo método da Marta e os triângulos a distribuição dos acoplamentos corretos.

iv) seleciona-se a solução possível com a menor altura média, mais aquelas que ficam até 30% acima desta

v) escolhe-se entre essas últimas a solução com o menor desvio padrão.

Se não ocorrer nenhuma solução com o número máximo de acoplamentos, diminui-se este valor de um e faz-se novamente o método.

Não é raro ter-se milhares de soluções possíveis para C-jatos com $N_j > 14$.

5.4.c. Resultados da aplicação dos métodos de acoplamento

Na Figura 19 mostramos as distribuições integrais de momento transversal dos pions neutros construídas com os dados simulados através da aplicação dos dois métodos de acoplamento e

aqueles dos pions neutros "verdadeiros". Constatamos que conseguimos reproduzir a distribuição de momento transversal dos pions neutros simulados utilizando qualquer um dos dois métodos, apesar do método tradicional conseguir acoplar em média somente 55% dos raios gamas corretamente e o método da Marta somente 49%. Procuraremos explicar no próximo ítem porque é possível reproduzir a distribuição de momento transversal dos pions neutros com somente aproximadamente 50% de acoplamentos corretos.

5.4.d. Distribuição de $P_{T\pi^0}$ em função da porcentagem de acoplamentos corretos

Dividimos os eventos simulados em faixas de porcentagem de acoplamentos corretos. Por exemplo: aplicamos um dos dois métodos de acoplamento num C-jato com $N_{\gamma}=5$ e ele fornece dois pions neutros. Verificamos então se os raios gamas acoplados foram originados do decaimento do mesmo pion neutro. Podemos assim calcular a razão entre o número de raios gamas acoplados corretamente e o número total de acoplamentos realizados.

Os eventos foram separados em 5 faixas com larguras iguais a 20%. Utilizamos o método tradicional, o método da Marta e o método tradicional com a hipótese de que os raios gamas que ficarem solteiros são assumidos como sendo pions neutros. Esta hipótese surge devido ao fato de que se um pion neutro decai em um raio gama "muito para frente" e o outro "muito para trás" o gama emitido para a frente terá no sistema de laboratório quase toda a energia do pion e aproximadamente a mesma posição deste, enquanto o outro não será observado devido ao limiar inferior de

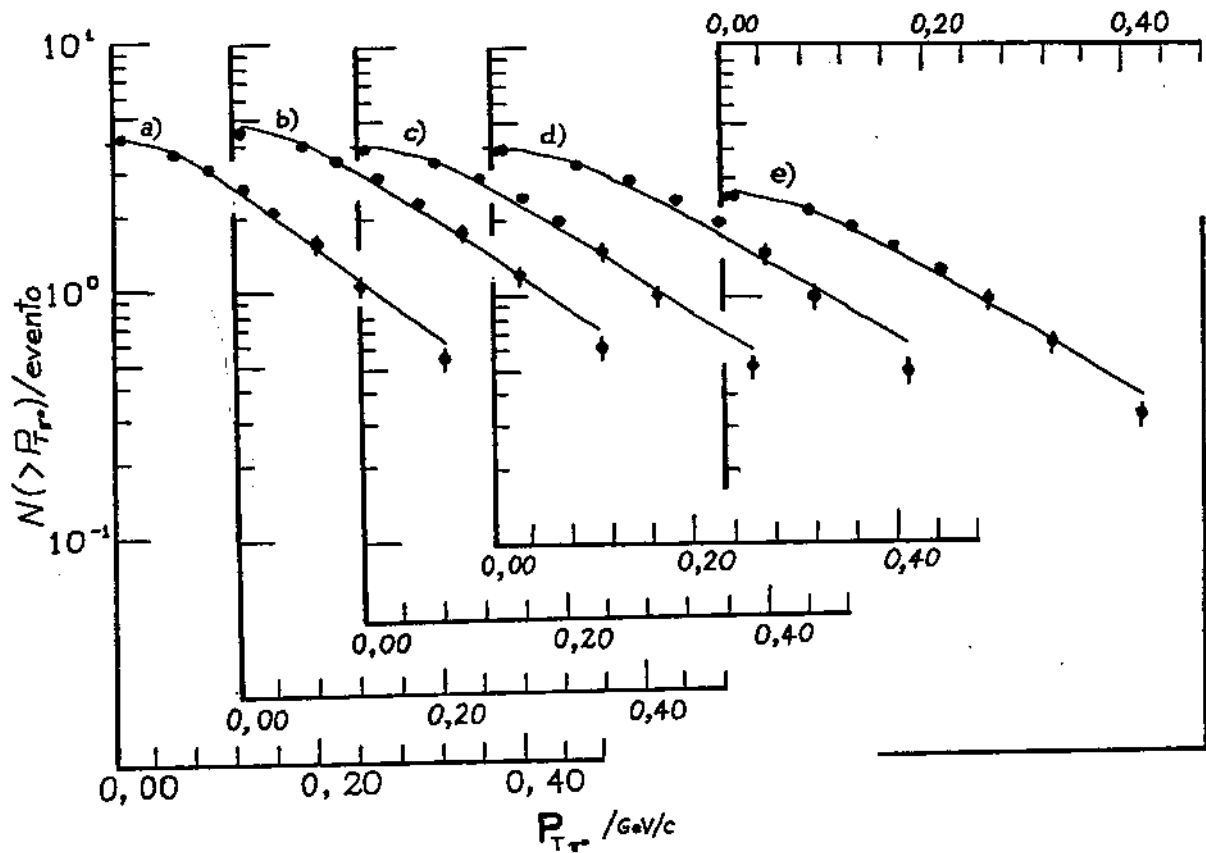


Figura 20. Distribuição integral dos momentos transversais dos pions neutros de 1530 C-jatos simulados divididos em cinco faixas de porcentagem de acoplamentos corretos e ajustes, P_{ac} . a) $0 < P_{ac} < 20$; b) $20 < P_{ac} < 40$; c) $40 < P_{ac} < 60$; d) $60 < P_{ac} < 80$; e) $80 < P_{ac} < 100$.

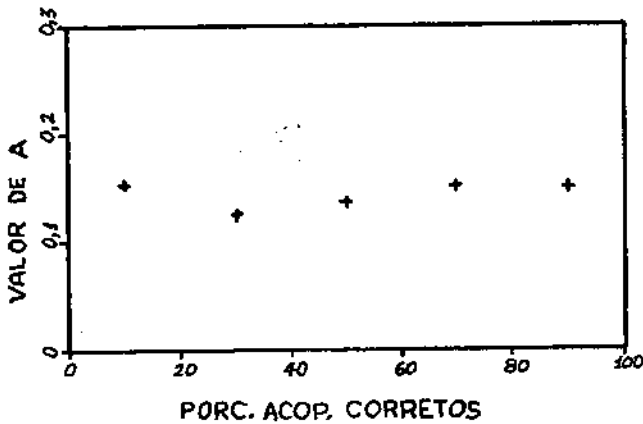


Figura 21. Variação do parâmetro de ajuste A da função $Y(x) = Cx^A \exp(-Bx)$ em função da porcentagem de acoplamentos corretos.

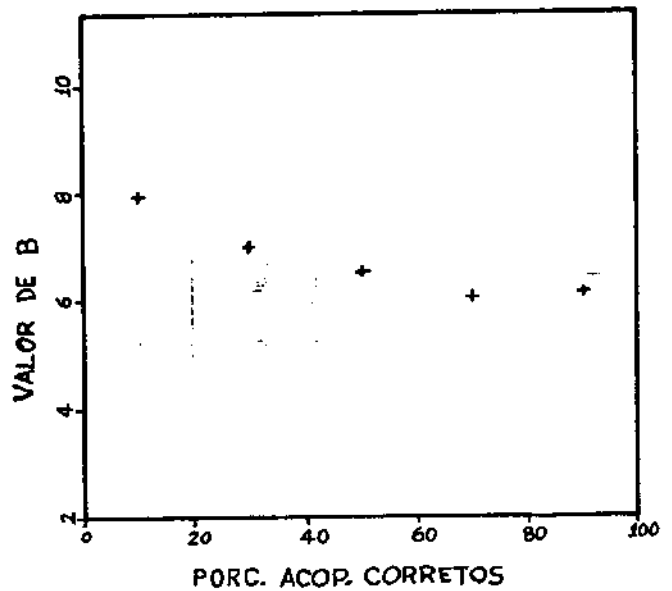


Figura 22. Variação do parâmetro de ajuste B da função $Y(x) = Cx^A \exp(-Bx)$ em função da porcentagem de acoplamentos corretos.

detecção de energia da experiência.

O método tradicional e o método da Marta apresentaram resultados semelhantes, entretanto a hipótese de que gamas solteiros serem considerados pions neutros implicou numa queda da percentagem média de acoplamentos corretos para 37%. Mostraremos a seguir os resultados referentes ao método tradicional.

Na Figura 20 são mostradas as distribuições integrais de momento transversal dos pions neutros para as cinco faixas de percentagem de acoplamentos corretos juntamente com os respectivos ajustes, os quais foram feitos utilizando uma função do tipo:

$$Y(x) = Cx^A \exp(-Bx) \quad (5.4.2)$$

A variação dos parâmetros A e B são apresentados nas Figuras 21 e 22.

5.4.e. Distribuição da percentagem de acoplamentos corretos

Na Figura 23 mostramos o histograma da percentagem de acoplamentos corretos, onde pode-se ver que a faixa de 90 a 100% de acoplamentos corretos detêm 27% de todos os acoplamentos. Com o intuito de verificar como a distribuição varia com a multiplicidade, dividimos os eventos em três faixas de multiplicidade ($4 \leq N_y \leq 7$, $8 \leq N_y \leq 11$, $12 \leq N_y \leq 23$) e fizemos os respectivos histogramas, os quais mostramos na Figura 24. Percebe-se que a faixa $4 \leq N_y \leq 7$ é a que tem o maior índice de percentagem de acoplamentos corretos. Construímos também o gráfico da multiplicidade média das faixas de acoplamentos corretos em função da percentagem de acoplamentos corretos, a qual apresentamos na Figura 25. Verificamos, como

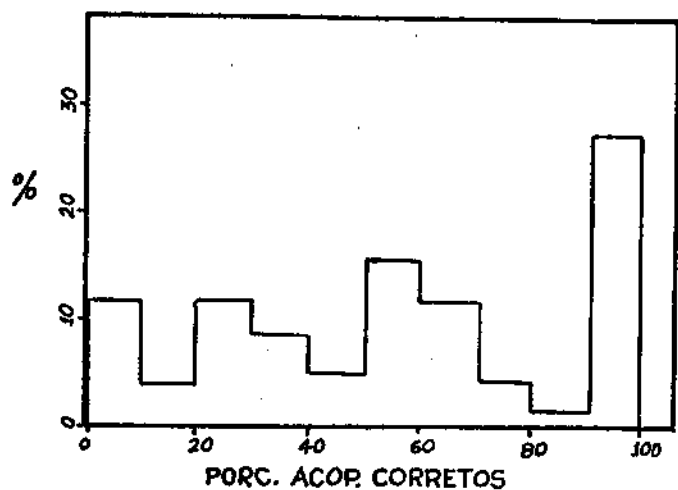


Figura 23. Histograma da porcentagem de acoplamentos corretos de cada evento. Foram utilizados 1530 eventos simulados com $\epsilon=150$ MeV e $N=2,3$ GeV/c².

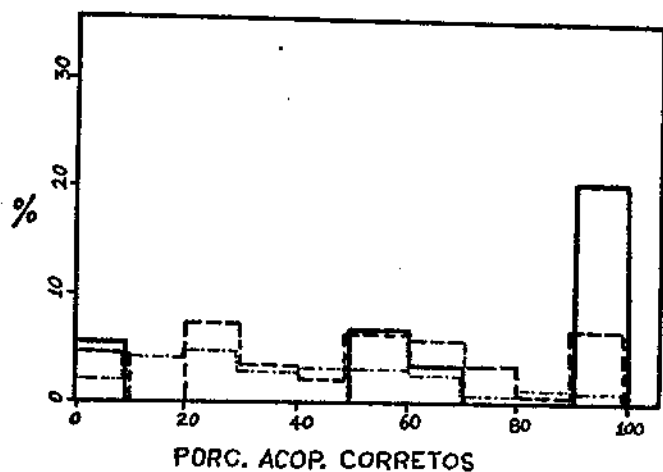


Figura 24. Histograma da porcentagem de acoplamentos corretos de cada evento para três faixas de multiplicidade. A linha contínua representa a faixa 4 <math>\langle N_p \rangle < 7</math>, a linha tracejada a faixa 8 <math>\langle N_p \rangle < 11</math> e a linha traço-ponto a faixa 12 <math>\langle N_p \rangle < 23</math>.

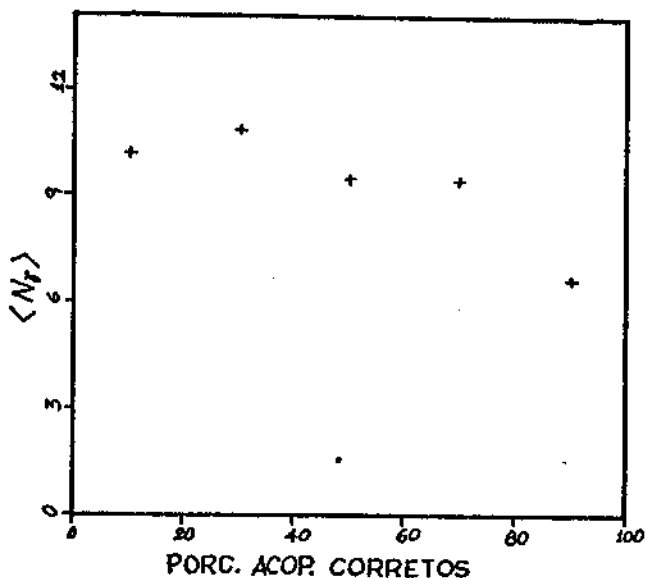


Figura 25. Variação do número médio de raios gama em função da porcentagem de acoplamentos corretos. Foram utilizados 1530 eventos simulados com $\epsilon=150$ MeV e $N=2,3$ GeV/c².

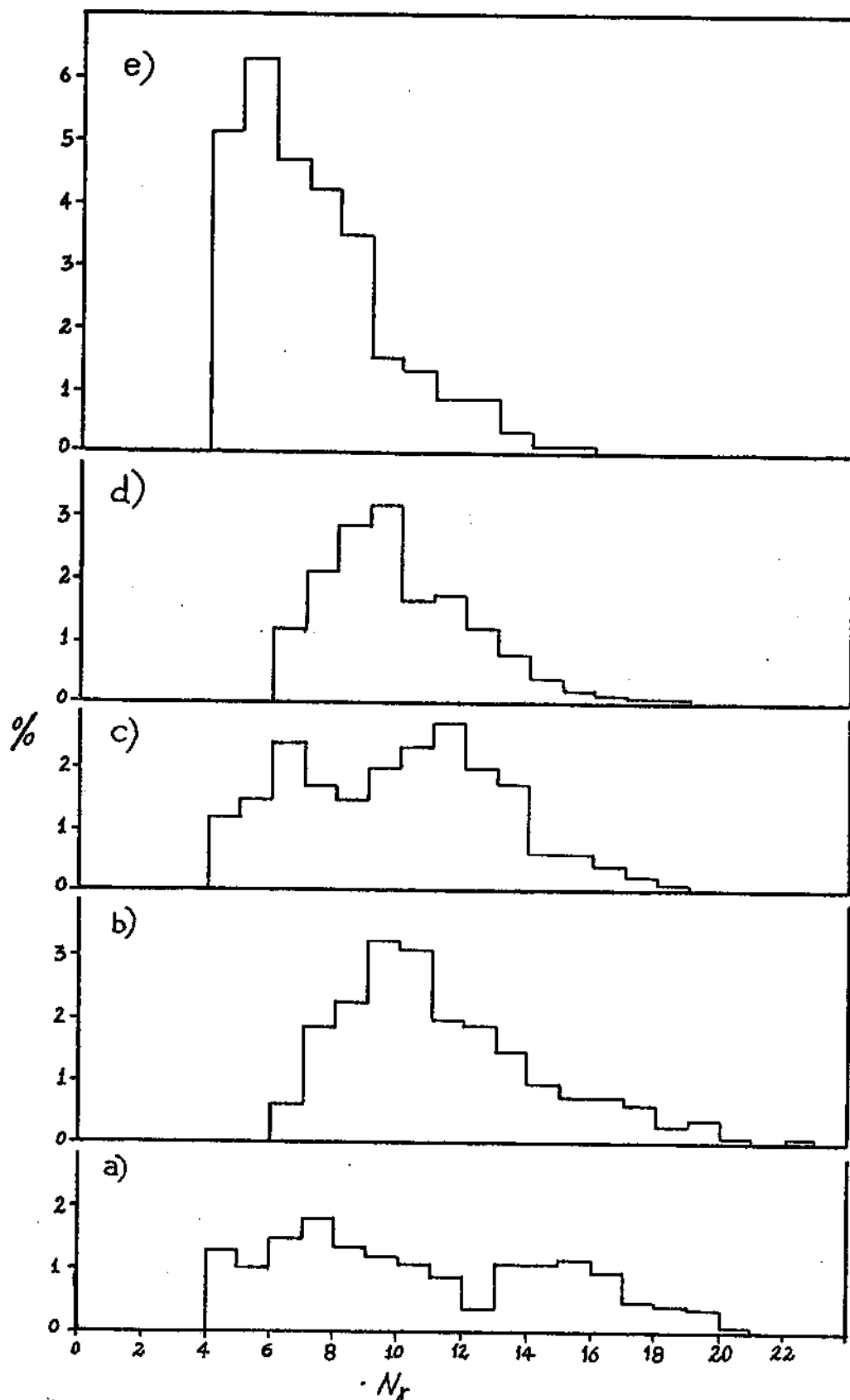


Figura 26. Histograma do número de raios ganas de 1530 C-jatos simulados divididos em cinco faixas de porcentagem de acoplamentos corretos, P_{ac} . a) $0 < P_{ac} < 20$; b) $20 < P_{ac} < 40$; c) $40 < P_{ac} < 60$; d) $60 < P_{ac} < 80$; e) $80 < P_{ac} < 100$.

era esperado, que o aumento da multiplicidade faz com que a fração de acoplamentos corretos diminua. Na Figura 26 mostramos os histogramas da multiplicidade para as cinco faixas de porcentagem de acoplamentos corretos usadas.

5.5. Método Glasser

O espectro dos momentos dos pions neutros, projetado num eixo arbitrário, pode ser obtido através da medida da correspondente componente do espectro de raios gamas. A única hipótese requerida é que os raios gamas sejam predominantemente produzidos pelo decaimento de pions neutros [31]. No Apêndice A é demonstrada esta afirmação.

Pode-se obter a distribuição de momento transversal dos pions neutros projetada num eixo, por exemplo $dN/dP_{TX}^{\pi^0}$, através da correspondente distribuição dos raios gamas, dN/dP_{TX}^{γ} . Entretanto existem duas direções transversais algebricamente independentes para qualquer direção primária. Não pode-se obter $dN/dP_{TY}^{\pi^0}$ através de dN/dP_{TY}^{γ} obtida com dN/dP_{TX}^{γ} e $dN/dP_{TX}^{\pi^0}$ obtida com dN/dP_{TX}^{γ} , pois dN/dP_{TX}^{γ} e dN/dP_{TY}^{γ} obtidas desta maneira não são estatisticamente independentes.

Obtivemos todavia a distribuição dos pions neutros utilizando uma componente da distribuição e o método de Monte Carlo.

Seja $f(q)$ o espectro dos raios gamas projetado num eixo arbitrário e $g(r)$ o correspondente espectro para os pions neutros. Esses dois espectros estão relacionados por:

$$g(r) = - \left(\frac{r \pm \sqrt{M^2 + r^2}}{2} \right) f' \left(\frac{r \pm \sqrt{M^2 + r^2}}{2} \right) \quad (5.5.1)$$

onde M é a massa do pion neutro e $f' = df/dr$.

Se a distribuição dos raios gamas projetada num eixo ar-

bitrário for:

$$f(q) = A \exp(-Bq) \quad (5.5.2)$$

a equação (5.5.1) pode ser escrita como:

$$g(r) \propto \left(\frac{r \pm \sqrt{M^2 + r^2}}{2} \right) \exp \left[-B \left(\frac{r \pm \sqrt{M^2 + r^2}}{2} \right) \right] \quad (5.5.3)$$

Para facilitar chamaremos a partir de agora $g(r) \equiv dN/dP_{TX_{\mu}}$ e $f(q) \equiv dN/dP_{TX_{\nu}}$.

Podemos construir a distribuição $dN/dP_{TX_{\nu}}$ com os raios gamas experimentais, fazer um ajuste (usando a equação (5.5.2)), obter o valor de B e assim conseguir $dN/dP_{TX_{\mu}}$ (equação (5.5.3)). Usando esta última distribuição sorteamos um valor de $P_{TX_{\mu}}$ aleatoriamente. Usamos os dados simulados e construímos para diversos valores de $P_{TX_{\mu}}$, na realidade para diversas faixas, as distribuições \checkmark ^{diferenciais} $G(P_{TY_{\mu}} | P_{TX_{\mu}})$. Finalmente utilizamos a distribuição de $G(P_{TY_{\mu}} | P_{TX_{\mu}})$ correspondente ao $P_{TX_{\mu}}$ sorteado e sorteamos um valor de $P_{TY_{\mu}}$ aleatoriamente. Assim alcançamos $P_{T_{\mu}} = (P_{TX_{\mu}}^2 + P_{TY_{\mu}}^2)^{1/2}$ reconstruído.

No apêndice B mostramos que o método de reconstruir a distribuição de momento transversal usando $G(P_{TY} | P_{TX})$ funciona e que a relação (5.5.3) representa bem o espectro dos pions neutros projetado num eixo arbitrário.

A reconstrução da distribuição diferencial dos pions neutros experimentais, $dN/dP_{T_{\mu}}^E$, foi realizada da seguinte maneira:

a) construímos as distribuições $dN/dP_{TX_{\mu}}$ e $dN/dP_{TY_{\mu}}$ e confirmamos que elas são simétricas em relação a origem, como mostra a Figura 27.

b) realizamos o ajuste de $dN/dP_{TX_{\mu}}$ à equação (5.5.2), veja Figura 28, e obtivemos $B=11,95$.

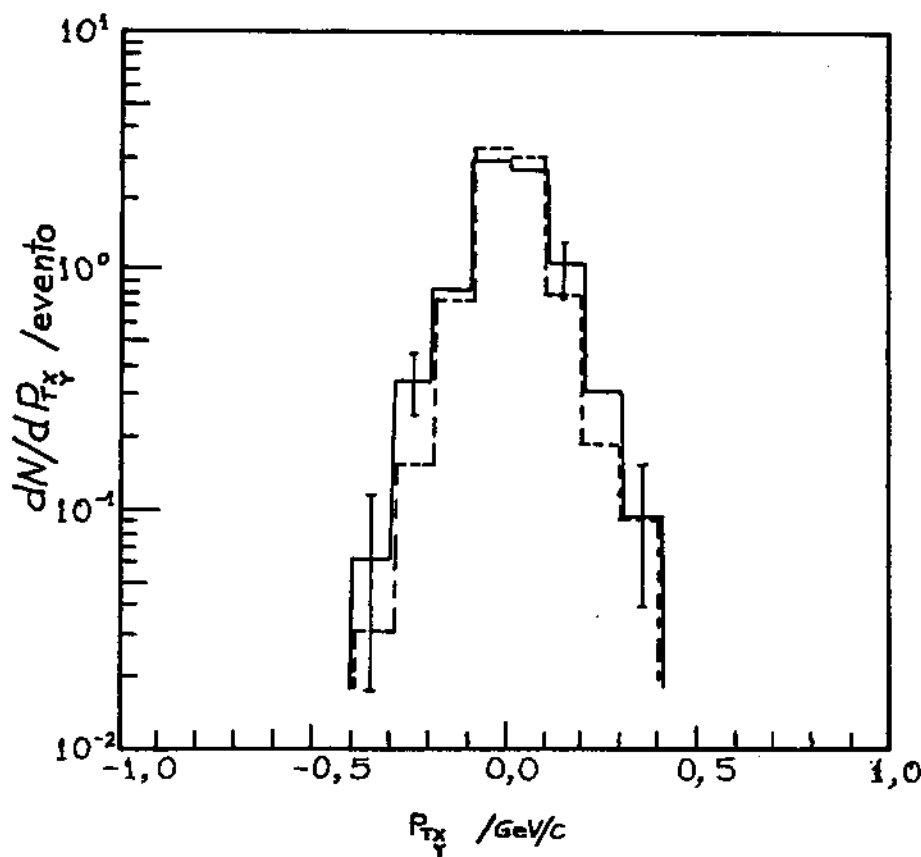


Figura 27. Distribuição diferencial de P_{Tx} e P_{Ty} para os C-jatos experimentais tipo Mirim. A linha contínua representa P_{Tx} e a tracejada P_{Ty} .

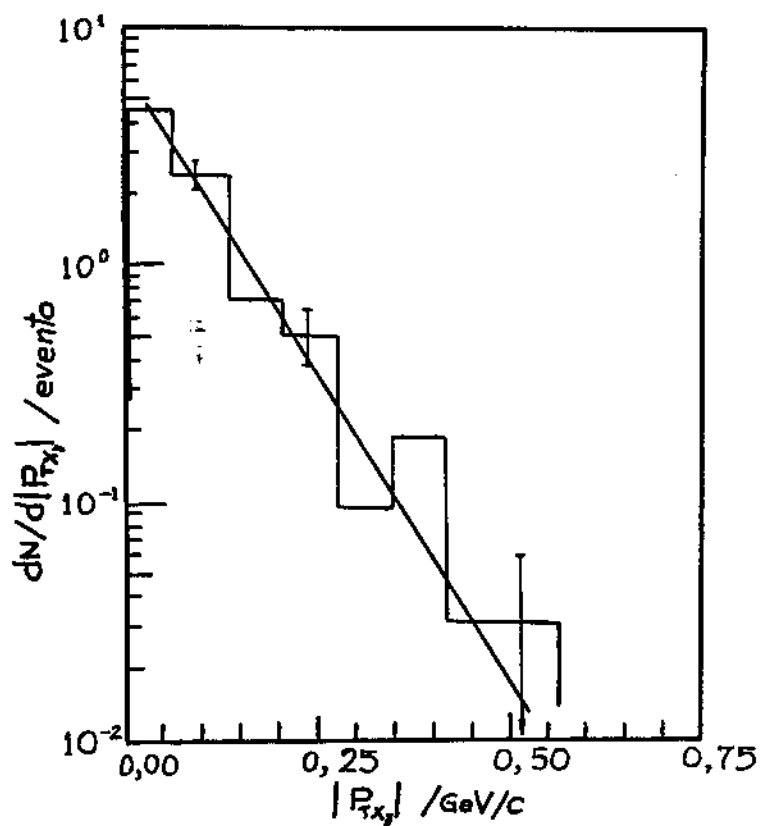


Figura 28. Distribuição diferencial de $|P_{Tx}|$ para os C-jatos experimentais tipo Mirim e a função $Y(x)=A\exp(-Bx)$ que melhor representa a distribuição ($B=11,95$).

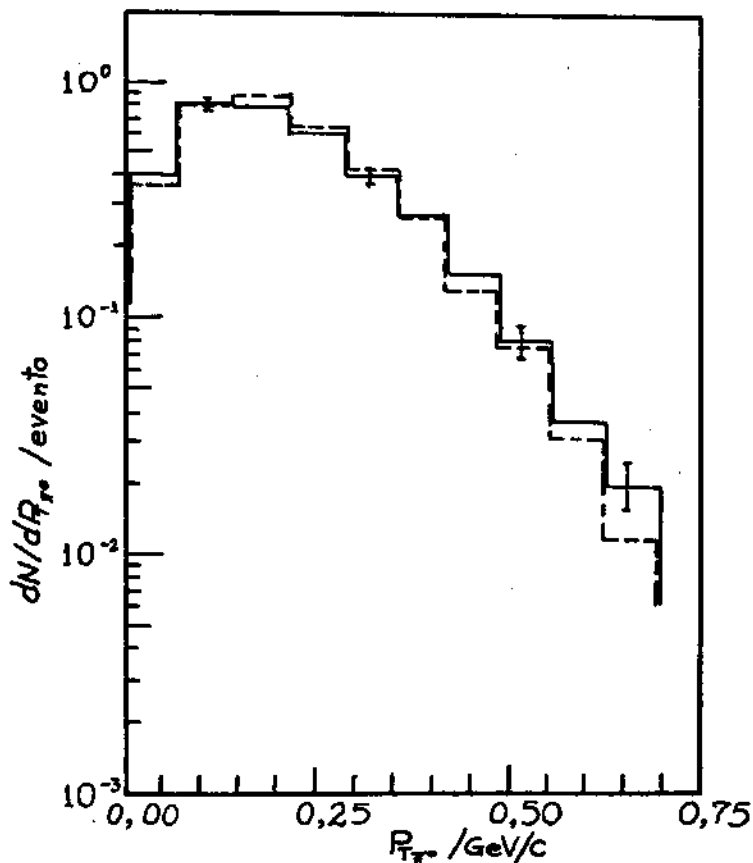


Figura 29. Histograma do momento transversal e dos pions neutros. A linha contínua representa eventos simulados com $\epsilon = 150$ MeV e $M = 2,3$ GeV/c² e a linha tracejada os dados obtidos pelo método Glasser para os C-jatos Mirins experimentais. A escala das ordenadas é arbitrária para o último histograma.

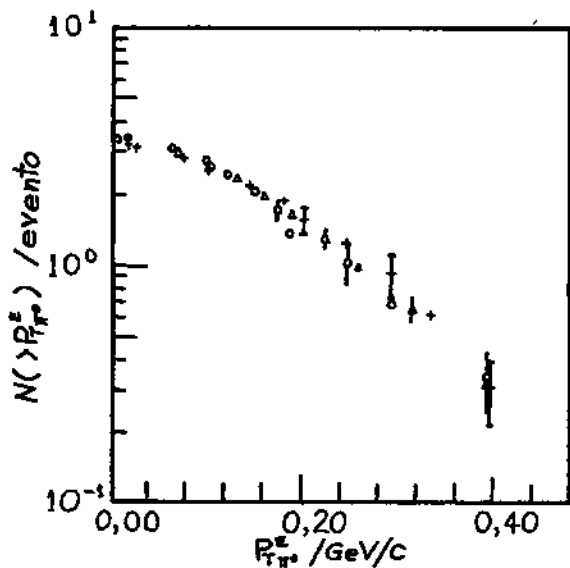


Figura 30. Distribuição integral dos pions neutros dos C-jatos Mirins experimentais. As cruzeiros representam o método tradicional, os círculos o método da Marta e os triângulos o método Glasser. A escala das ordenadas é arbitrária para o último método.

c) colocamos o valor de B na equação (5.5.3) e alcançamos a distribuição dN/dP_{TX}^E .

d) usando a distribuição dN/dP_{TX}^E sorteamos P_{TX}^E aleatoriamente

e) verificamos qual distribuição $G(P_{TY}, P_{TX}^E)$ correspondeu ao P_{TX}^E sorteado e a utilizamos para sortear P_{TY} aleatoriamente e obter P_{TY}^E reconstruído.

Na Figura 29 mostramos as distribuições diferenciais dN/dP reconstruída pelo método do Glasser e a distribuição dN/dP construída com os dados simulados. Apresentamos na Figura 30 as distribuições integrais $N(>P_{TY}^E)$ para os C-jatos experimentais tipo Mirim reconstruída com o uso do método Glasser e construída através dos dois métodos de acoplamento.

6. DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

Foi mostrado no Capítulo 5 que os C-jatos tipo Mirim são compostos predominantemente por raios gamas originados por decaimento de pions neutros.

Podemos obter a distribuição de momento transversal dos pions neutros dos eventos tipo Mirim utilizando um dos dois métodos de acoplamento $2\gamma \rightarrow \pi^0$ estudados do Capítulo 5, apesar destes métodos conseguirem acoplar em média somente 50% dos raios gamas corretamente. Para aumentar-se o índice de acoplamentos corretos temos que selecionar eventos com um reduzido número de raios gamas, $N_\gamma < 10$, e/ou aumentar o valor mínimo da energia limiar. A forma da distribuição de momento transversal dos pions neutros dos eventos tipo Mirim tem uma dependência muito fraca com o índice de acoplamentos corretos, principalmente a partir de 50% de acoplamentos corretos. O momento transversal dos pions neutros é calculado em relação ao centro pesado de energia, isto faz com que subestimemos o momento transversal médio.

Também pode-se obter a distribuição de momento transversal do pions neutros dos eventos tipo Mirim através do método Glasser descrito no Capítulo 5, sem o uso de acoplamentos.

Não encontramos diferença significativa entre as distribuições de $P_{T\pi^0}$ obtidas com os dois métodos de acoplamento e com o método de Glasser.

O método analítico do Glasser pode ser usado, sem o uso de simulação, para obter-se as distribuições de energia e momento longitudinal dos pions neutros usando-se apenas as respectivas dis

tribuições dos raios gamas.

Através dos métodos de acoplamento podemos estudar individualmente cada pion neutro reconstruído com aproximadamente 50% dos pions acoplados corretamente.

Ao considerarmos os raios gamas solteiros como pions neutros obtivemos uma queda na porcentagem de pions neutros acoplados corretamente, demonstrando que esta hipótese é ruim.

Os valores de $E=150\pm 10$ MeV e $M=2,3^{+0,3}_-0,1$ GeV/c² são os parâmetros que melhor ajustam a simulação descrita no Capítulo 5 aos C-jatos experimentais.

O algoritmo de identificação dos eventos tipo Mirim consegue identificar em média 80% dos eventos devido principalmente às interações sucessivas.

Mostramos no Apêndice C que as condições experimentais e critérios de seleção dos C-jatos fazem com que o centro pesado de energia fique mais próximo da direção de incidência do núcleon.

Neste trabalho estudamos C-jatos cujos raios gamas têm momento transversal pequeno, ~ 150 MeV/c, por isso usamos somente os C-jatos classificados como Mirim. Os eventos tipo Açú têm momento transversal dos raios gamas maior, ~ 250 MeV/c, provavelmente devido ao seu decaimento indireto em pions, isto é, decaimento em Mirins e esses então decaem em pions. Isto também aumenta as dificuldades na elaboração da simulação.

Na Figura 31 apresentamos uma comparação da distribuição diferencial dos pions neutros dos C-jatos Mirins obtida pelo método Glasser com os resultados da produção de pions neutros através de interações $K^+ p \rightarrow \pi^0 + X$ a 70 GeV/c /32/ e da produção de

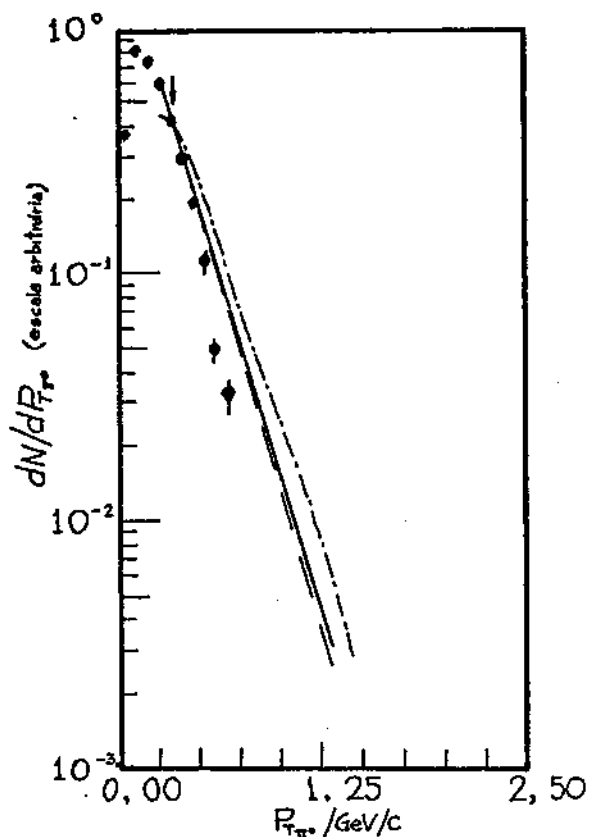


Figura 3f. Distribuição diferencial de pions neutros. Os círculos representam o método Glasser para os C-jatos experimentais Mirins, a linha contínua a correção desta distribuição devido ao uso do centro pesado de energia, a linha tracejada representa os resultados da referência /32/ e a linha traço-ponto os resultados da referência /33/.

pions neutros em interações $pp \rightarrow \pi^0 + X$ a 360 GeV /33/. Quando realizamos a correção na distribuição dos C-jatos, devido ao uso do centro pesado de energia, observamos que a distribuição concorda bem com os resultados da referência /32/, entretanto não concorda muito bem com os da referência /33/. Talvez a discordância da segunda comparação seja devido ao fato desta experiência ter uma energia no sistema centro de momento ($\sqrt{s'} = 23$ GeV) um pouco superior à mínima necessária para a produção de eventos tipo Açú, o que faz com que possa ocorrer alguns desses eventos e consequentemente um aumento no momento transversal. O nosso resultado con-

corda com aquele obtido por W.A.Rodrigues Jr., A.Turtelli Jr. e M.Luksys /34/ onde a distribuição de momento transversal dos pions neutros dos eventos Mirins concorda com a função $\propto \exp(-7,2 P_{T\pi^0})$.

APÊNDICE A

Apresentamos neste apêndice um resumo da referência /31/

Considere o decaimento $A \rightarrow B+C$. Num sistema de referência S , no qual a partícula A tem o quadrivetor velocidade $(\vec{\eta}, \gamma)$ o vetor quadrimomento de B é dado pela transformada de Lorentz /35/:

$$\vec{P}_S = \vec{P} + \left(\frac{\vec{\eta} \cdot \vec{P}}{\gamma + 1} \gamma^2 + \gamma E \right) \vec{\eta} \quad (\text{A.1})$$

$$E_S = \gamma (E + \vec{\eta} \cdot \vec{P}) \quad (\text{A.2})$$

De (A.2) segue o resultado já conhecido /36/ que a distribuição de B no sistema S (para $\vec{\eta}$ fixo) é retangular, desde que E_S é proporcional ao cosseno do ângulo entre $\vec{\eta}$ e \vec{P} :

$$\rho(E_S | \vec{\eta}) dE_S = \frac{dE_S}{2\gamma |\vec{\eta}| |\vec{P}|}, \quad \gamma E - |\vec{\eta}| |\vec{P}| \leq E_S \leq \gamma E + |\vec{\eta}| |\vec{P}| \quad (\text{A.3})$$

Um resultado similar pode ser obtido para a projeção do momento numa direção arbitrária. Seja \hat{n} um vetor unidade que define a direção, se q representa a projeção de \vec{P}_S sobre \hat{n} :

$$q = \hat{n} \cdot \vec{P}_S = \hat{n} \cdot \vec{P} + \left(\frac{\vec{\eta} \cdot \vec{P}}{\gamma + 1} \gamma^2 + \gamma E \right) \vec{\eta} \cdot \hat{n}$$

O qual pode ser escrito como:

$$q = \vec{m} \cdot \vec{P} + \hat{n} \cdot \vec{\eta} E \gamma \quad (\text{A.4})$$

onde:
$$\vec{m} = \hat{n} + \frac{\vec{\eta} \cdot \hat{n}}{\gamma + 1} \gamma^2 \vec{\eta}, \quad |\vec{m}| = \sqrt{1 + (\hat{n} \cdot \vec{\eta})^2 \gamma^2} \quad (\text{A.5})$$

é visto de (A.4) que para $\vec{\eta}$ fixo, q depende somente do coseno do ângulo entre \vec{P} e \vec{m} no sistema A , portanto a distribuição de q é retangular:

$$\rho(q | \vec{\eta}) dq = \frac{dq}{2|\vec{m}| |\vec{P}|}, \quad \hat{n} \cdot \vec{\eta} E - |\vec{m}| |\vec{P}| \leq q \leq \hat{n} \cdot \vec{\eta} E + |\vec{m}| |\vec{P}| \quad (\text{A.6})$$

Pode ser notado em (A.6) que a distribuição de q (que é a componente de \vec{P}_S sobre \hat{n}) depende de $\vec{\eta}$ somente através da sua

projeção sobre \hat{n} . Pode também ser notado que as componentes de \vec{P}_π sobre direções diferentes não são estatisticamente independentes, de modo que, embora possamos aplicar este teorema para três direções independentes não podemos obter o vetor distribuição de \vec{P}_π multiplicando as três distribuições.

Consideramos agora o decaimento $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. A energia e o valor absoluto do momento do raio gama no sistema de repouso do pion são dados por $E=|P|=M/2$, onde M é a massa do pion neutro. Podemos escrever a equação (A.6) para este decaimento como:

$$P(q|v) = \frac{1}{\sqrt{M^2+v^2}}, \quad \frac{v-\sqrt{M^2+v^2}}{2} \leq q \leq \frac{v+\sqrt{M^2+v^2}}{2} \quad (\text{A.6'})$$

Agora, se a componente do momento do pion obedece a uma distribuição $g(v)$, a componente do raio gama obedece a:

$$\begin{aligned} f(q) &= \int_{q-M^2/4q}^{\infty} \frac{g(v)dv}{\sqrt{M^2+v^2}}, \quad q > 0 \\ &= \int_{-\infty}^{q-M^2/4q} \frac{g(v)dv}{\sqrt{M^2+v^2}}, \quad q < 0 \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Mudando a variável em (A.7) para $r=q-M^2/4q$

$$\begin{aligned} f\left(\frac{r+\sqrt{r^2+M^2}}{2}\right) &= \int_r^{\infty} \frac{g(v)dv}{\sqrt{M^2+v^2}} \\ f\left(\frac{r-\sqrt{r^2+M^2}}{2}\right) &= \int_{-\infty}^r \frac{g(v)dv}{\sqrt{M^2+v^2}} \end{aligned} \quad (\text{A.7'})$$

e diferenciando (A.7') em relação a r :

$$g(r) = -\left(\frac{r+\sqrt{M^2+r^2}}{2}\right) f'\left(\frac{r+\sqrt{M^2+r^2}}{2}\right) \quad (\text{A.8})$$

a equação (A.8) fornece a relação procurada entre o espectro do raio gama $f(q)$ e o respectivo espectro de pion neutro $g(v)$. O espectro completo do pion neutro $g(v)$, pode ser obtido através dos valores de $f(q)$ construído somente com valores positivos, ou negativos, de q .

APÊNDICE B

1º) Para mostrar que o método de reconstruir a distribuição de momento transversal usando $G(P_{TY} | P_{TX})$ funciona, utilizamos os C-jatos simulados.

Inicialmente construímos as distribuições dN/dP_{TX} e dN/dP_{TY} , veja Figura B.1, onde pode-se ver que elas são simétricas em relação à origem. Então usamos o valor absoluto de P_{TX} para construir a distribuição $dN/d|P_{TX}|$. Ajustamos a função:

$$Y(x) = A \exp(-Bx) \quad (B.1)$$

a esta distribuição e obtivemos o valor de $B=13,11$. Na Figura B.2 apresentamos a distribuição e o ajuste.

Utilizamos a função da equação (B.1) com o valor de B do ajuste e sorteamos P_{TX} aleatoriamente. Verificamos em que faixa P_{TX} caiu e usamos a distribuição $G(P_{TY} | P_{TX})$ correspondente para realizar o sorteio de P_{TY} . Alcançamos finalmente P_{TX} reconstruído. Na Figura B.3 mostramos as distribuições de dN/dP_{TY} obtida pelo método de reconstrução e conseguida através dos dados simulados. Concluímos que o método consegue reconstruir bem a distribuição de momento transversal.

2º) Mostramos que a relação,

$$g(r) \propto \left(\frac{r + \sqrt{M^2 + r^2}}{2} \right) \exp\left(-B \frac{r + \sqrt{M^2 + r^2}}{2}\right) \quad (B.2)$$

representa bem o espectro diferencial de momento transversal dos pions neutros projetado num eixo arbitrário.

Para fazer isto utilizamos somente os raios gamas

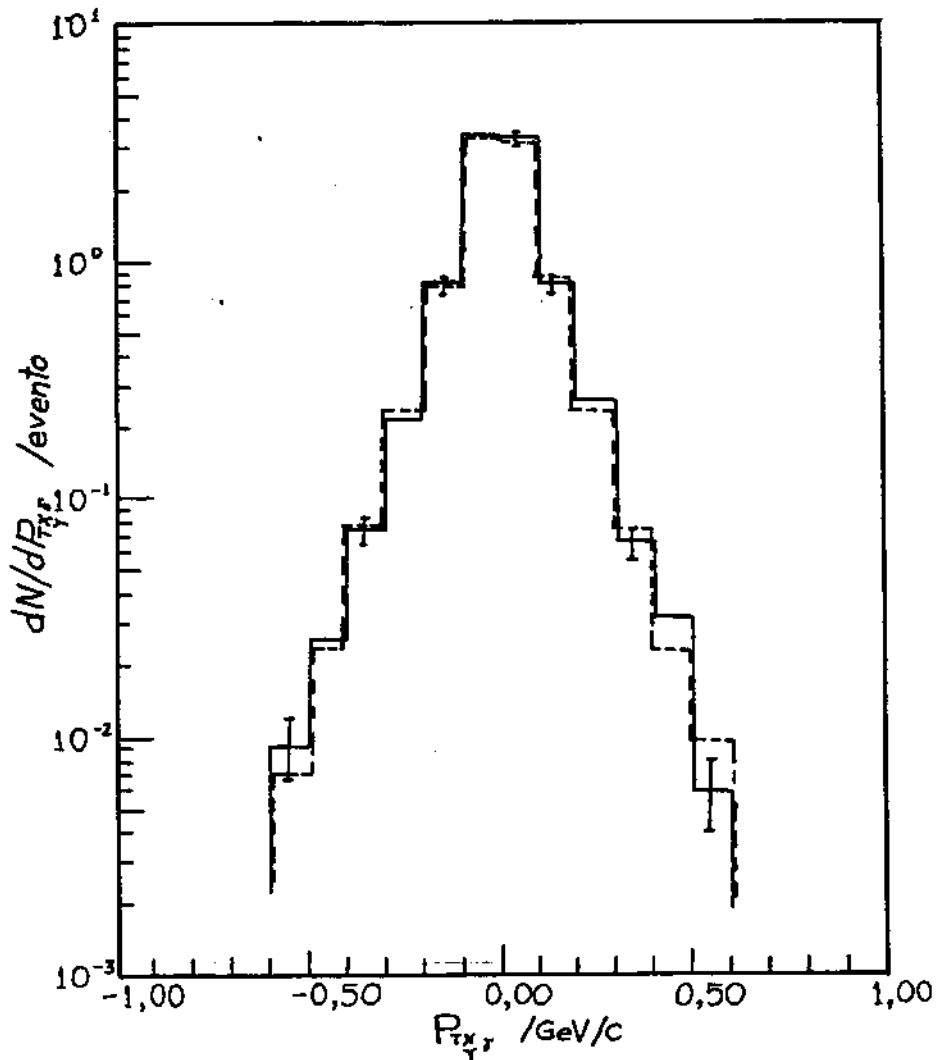


Figura B.1. Distribuição diferencial de P_{Tx} e P_{Ty} para os eventos simulados classificados como Mirim. A linha contínua representa P_{Tx} e a tracejada P_{Ty} .

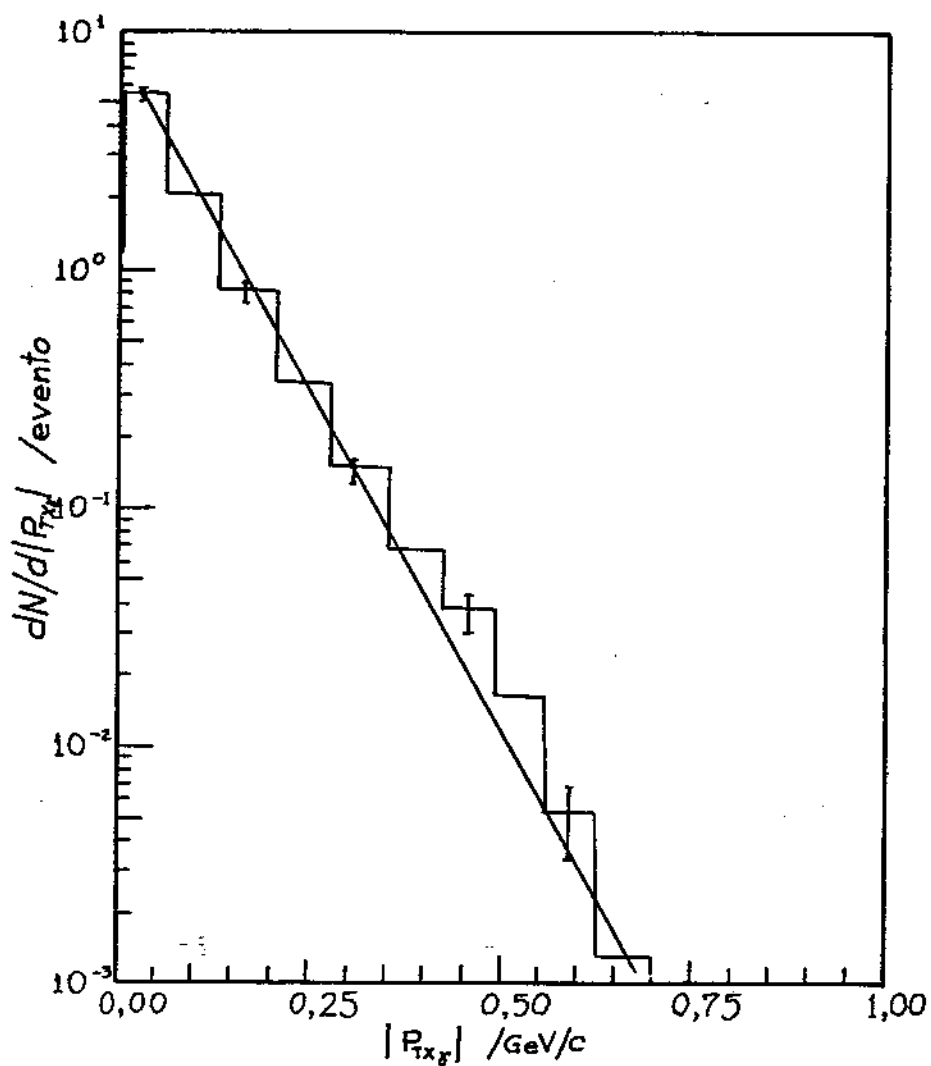


Figura B.2. Distribuição diferencial de $|P_{Tx}|$ para 1530 eventos simulados classificados como Mirim simulados e a função $Y(x) = A \exp(-Bx)$ que melhor representa a distribuição ($B=13,11$).

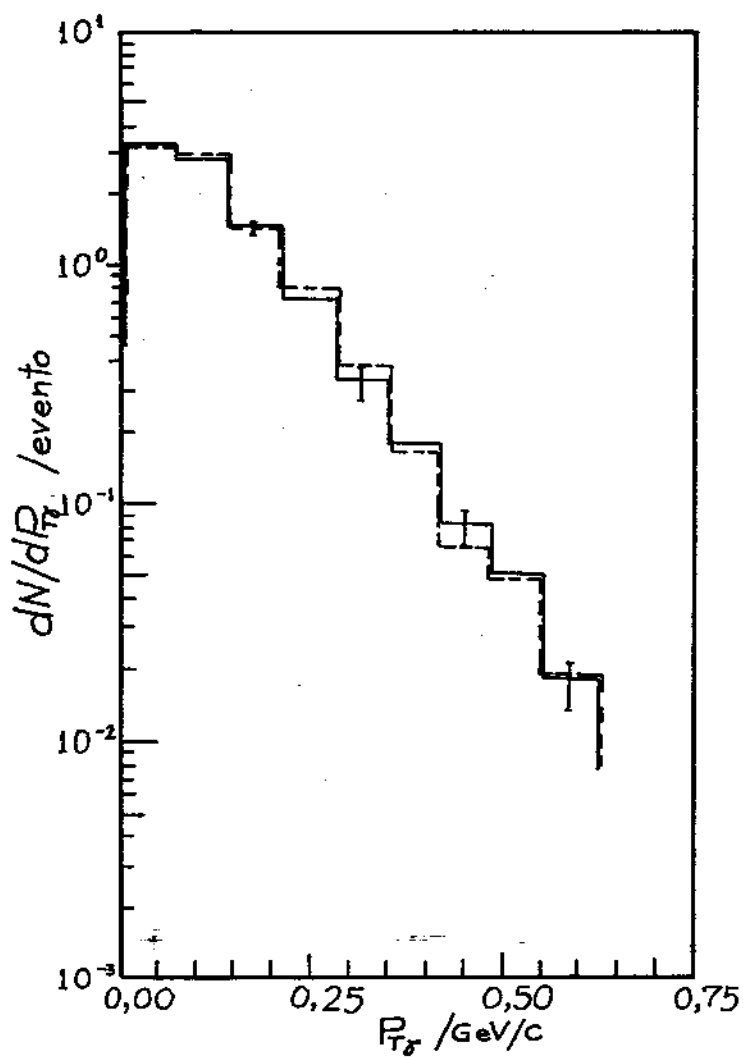


Figura B.3. Distribuição diferencial do momento transversal dos raios gamas. A linha contínua representa a distribuição de 1530 eventos simulados identificados como Mirim e a linha tracejada a distribuição reconstruída.

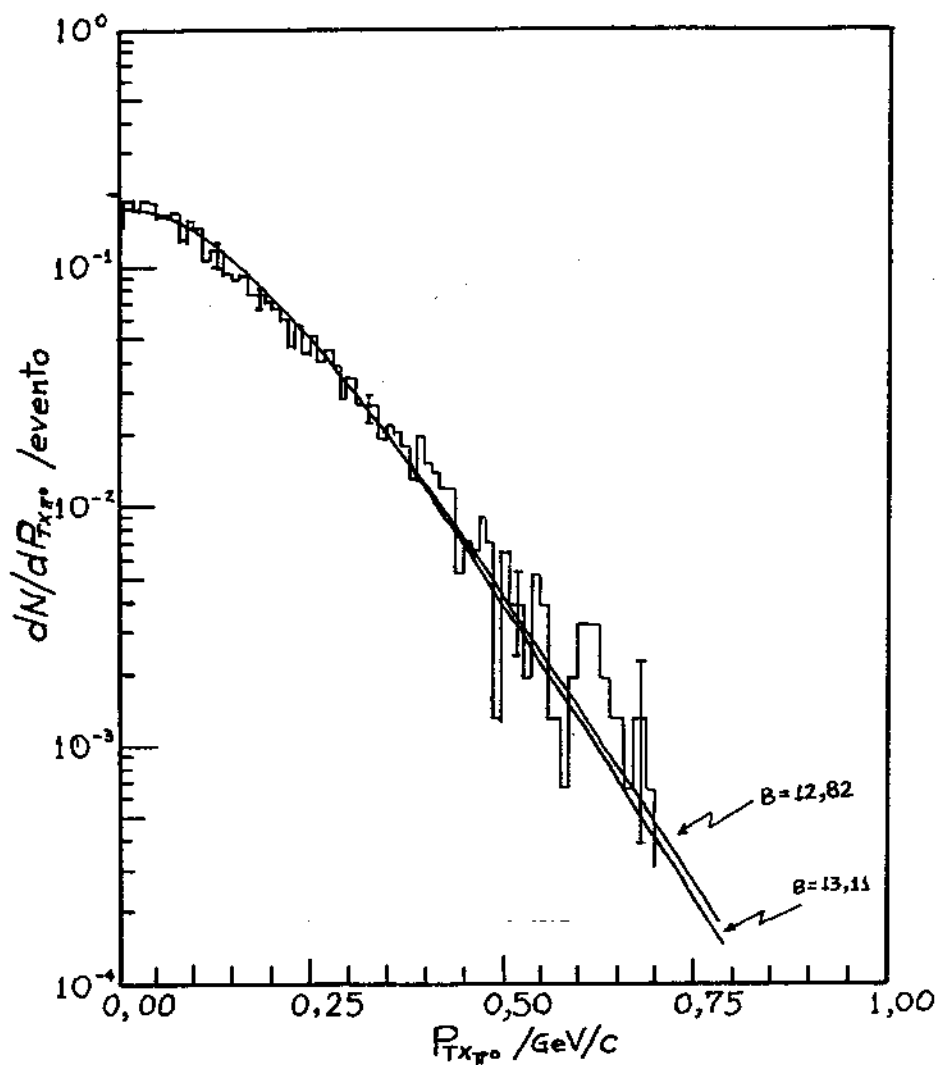


Figura B.4. Distribuição diferencial de $P_{T_{x_0}}$ dos 1530 C-jatos simulados e $g(r)$ com $B=12,82$ e $B=13,11$ (veja texto).

simulados que têm o companheiro, isto é, eliminamos os raios gamas solteiros e construímos as distribuições dN/dP_{TX} e dN/dP_{TY} . Verificamos que essas distribuições também são simétricas (como as mostradas na Figura B.1). Então confeccionamos a distribuição dN/dP_{TX} . Ajustamos a função (B.1) e obtivemos o valor de $B=12,82$.

Na Figura B.4 mostramos a distribuição diferencial dN/dP_{TX} construída com os C-jatos simulados e $g(r)$ com $B=12,82$ e $B=13,11$, este último valor foi obtido (veja Figura B.2) com o uso de todos os raios gamas.

Concluimos que a equação (B.2) representa bem o espectro diferencial dos pions neutros projetado num eixo arbitrário e a falta de raios gamas, aqueles que foram cortados, não altera o resultado.

APENDICE C

Realizamos uma simulação da produção de pions semelhante àquela descrita no Capítulo 5. Entretanto consideramos somente a produção de uma bola de fogo.

Calculamos o centro pesado de energia, CPE1, e efetuamos os cortes nos C-jatos simulados que $E_T < 0,2 \text{ TeV}$, $\theta_T > 0,0015 \text{ rd}$, $\sum E_T < 3 \text{ TeV}$ e $N_T < 4$. Após estes cortes calculamos o novo centro pesado de energia, CPE2.

Na Figura C.1 mostramos o diagrama da posição dos CPE1 e CPE2 em relação à direção de incidência do núcleon que provocou a interação e na Figura C.2 o histograma dessas posições.

Calculamos o momento transversal dos pions em relação a direção de incidência do núcleon e em relação aos CPE1 e CPE2. Construímos a distribuição integral de momento transversal dos pions neutros em relação aos três centros de referência a qual mostramos na Figura C.3. É visto que o momento transversal é subestimado ao usarmos os centros pesados de energia, contudo o CPE2 fornece uma distribuição mais próxima daquela em relação a direção de incidência do núcleon.

Avaliamos que o momento transversal médio do pion neutro do evento tipo Mirim é subestimado em aproximadamente 26% .

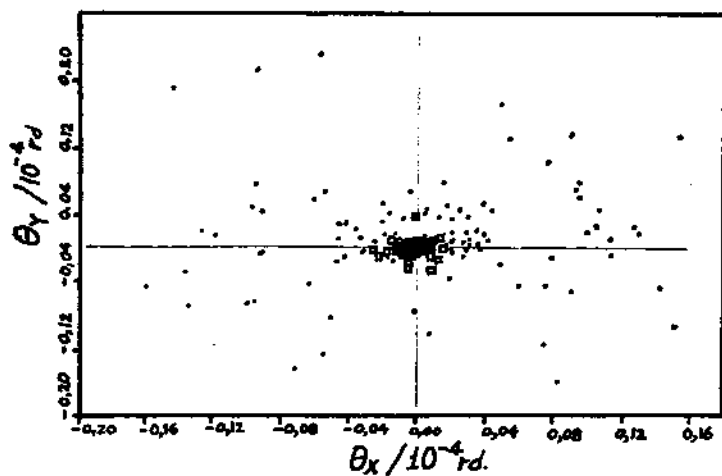


Figura C.1. Diagrama da posição do centro pesado de energia em relação à direção do núcleo incidente. Os círculos representam o CPE1 e os quadrados o CPE2.

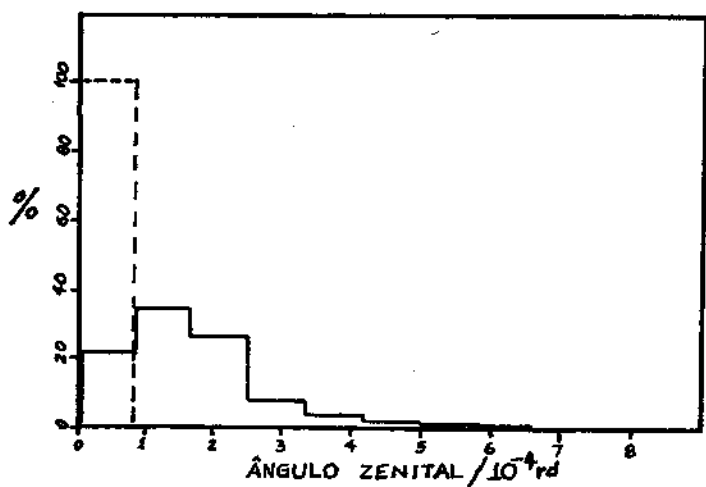


Figura C.2. Histograma do ângulo zenital do centro pesado de energia em relação à direção de incidência do núcleo. A linha contínua representa o CPE1 e a tracejada o CPE2.

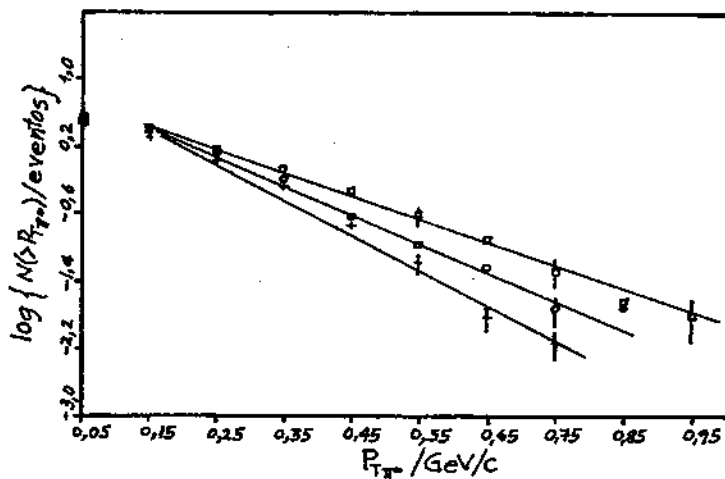


Figura C.3. Distribuição integral de momento transversal dos pions neutros em relação a direção do núcleo incidente (quadrados), ao CPE1 (cruzes), e ao CPE2 (círculos).

REFERÊNCIAS

- /1/ J.Elster, Phys.Zeits. 2(1900)560
 H.Geitel, Phys.Zeits. 2(1900)116
 C.T.R.Wilson, Proc.Roy.Soc.(London)A68,1511;
 A69,277(1901)
 V.F.Hess, Phys.Zeits. 12(1911)998; 13(1912)1084
- /2/ A.M.Hillas, Phys.Rep. 20C, n°2(1975)
- /3/ G.Wataghin, M.D.S.Santos e P.A.Pompéia, Phys.Rev
 57(1940)61,339
- /4/ C.F.Powell, P.H.Fowler, D.H.Perkins - "The study of elementary particles by the photographic method", Pergamon Press, London (1959)
- /5/ M.Kaplon, B.Peters and D.Ritson, Phys.Rev., 85(1952)900.
 H.Oda, Varenna Conf. Report(1957).
 S.Hayakawa ,Rochester Conf.(1957).
 Minakawa,Nishimura,Tsuzuki,Yamamouchi,Aizu,Hasegawa, Ishii,Tokunaga,Fujimoto,Niu,Nishikawa,Imaeda and Kazuno, Nuovo Cimento (suppl), 11(1959)125.
- /6/ C.M.G.Lattes, Tese de Catedra - Faculdade de Filosofia Ciências e Letras da USP (1966).
- /7/ S.Hayakawa, Cosmic Ray Physics, John Willey&Sons, N.York, 1969.
- /8/ L.Landau,I.Pomeranchuk, Dokl.Akad.Nauk., USSR,92
 A.B.Migdal, Phys.Rev. 103(1956)11811.
- /9/ N.Fujimaki,A.Misaki,17a.ICRC, Paris,vol 5,162 (1981)

- T.Stanev,Ch.Vankov, 16a. ICRC, Kyoto, vol 7,47 (1979).
- /10/ D.H.Perkins, Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, vol V,(1960)263
- /11/ E.H.Shibuya, Tese Doutorado, Inst.Física, UNICAMP (1977).
- /12/ Jarbas Lopes Cardoso Júnior, Tese de Mestrado, IFGW, UNICAMP (1980).
- /13/ K.Kamata, J.Nishimura, Suppl.Prog.Theor.Phys.,6(1967)464
J.Nishimura,Suppl.Prog.Theor.Phys.,32(1964),72.
- /14/ Okamoto,M.,Shibata,T., 17a. Int.Cosmic Ray Conf.-Paris (1981),vol 5, 214-218.
- /15/ I.Ohta, Suppl.Prog.Theor.Phys.,47(1971)271
G.Walshin, Proc.Symp. Cosmic Ray (Acad. Brasileira de Ciências) 1941.
- /16/ E.Fermi, Prog.Theor.Phys. 5(1950)570 e Phys.Rev. 81(1951)683.
- /17/ L.Landau, Dokl.Akad.Nauk. USSR, 12(1953)51.
- /18/ Proced.Varena Conf. Part V, Intraction of Cosmic Radiation Sup.Nuovo Cimento,2(1958)710.
- /19/ O modelo de duas bolas de fogo foi proposto independentemente por:
K.Niu et al.,N.Cimento A6(1958)994.
P.Ciok,et al, N.Cimento 6(1957)1409; 8(1958)1966,
10(1958)741.
G.Cocconi, Phys.Rev.3(1958)1699.
- /20/ S.Hasegawa, Prog.Theor.Phys.26(1961)150, 29(1963)1128.
- /21/ J.A.Chinellato et al., Suppl.Prog.Theor.Phys.,76(1983)8
- /22/ C.M.G.Lattes, Y.Fujimoto and S.Hasegawa, Phys.Report 65(1980)181.

- /23/ S.Kanada, K.Yokoi, Suppl.Prog.Theor.Phys., 76(1983)83
- /24/ H.Semba, Supp.Prog.Theor.Phys., 76(1983)111.
- /25/ H.Suzuki, Supp.Prog.Theor.Phys., 76(1983)143.
- /26/ M.Hama, M.Nagasaki, Supp.Prog.Theor.Phys., 76(1983)157.
- /27/ T.Shibata, Dr. Thesis Waseda University (1969).
- /28/ C.D.Chinellato, Tese Doutorado, Inst.Física, UNICAMP(1982)
- /29/ H.Kumano, Suppl.Prog.Theor.Phys., 76(1983)70,51
- /30/ M.Mantovani, Tese Doutorado, Inst.Física-UNICAMP(1971)
- /31/ R.G.Glasser, Argone National Laboratory, preprint(1972)
- /32/ M.Barth et al., Z.Phys.C-Particles and Fields 22(1984)23
- /33/ J.L.Bailly et al., Z.Phys.C-Particles and Fields 22(1984)119
- /34/ W.A.Rodrigues Jr., A.Turtelli Jr. and M.Luksys, Anais da Acad.Brasileira de Ciências, vol.46, n.2(1974)197.
- /35/ R.Hagedron, Relativistic Kinematics(W.A.Benjamin, Inc., 1964)9
- /36/ Bruno Rossi, High Energy Particles(Prentice Hall, Inc., 1952)199

Agradecimentos

Ao Prof^º Waldez Alves da Cunha pelo meu encaminhamento para a pós-graduação e incentivo permanente.

Ao Prof^º C.M.G.Lattes pela sugestão do tema da Tese, por proporcionar condições para a sua realização e pela orientação durante grande parte deste trabalho.

Ao Prof^º Kotaro Sawayanagi pelo incentivo, apoio e ensinamentos constantes, e pela valiosa orientação na conclusão deste trabalho.

Aos Prof^º Armando e Edison pelas proveitosas discussões e sugestões.

Ao Marcio, Navia, José Augusto e Carola pelo apoio e esclarecimentos.

A todos os membros do Departamento de Raios Cósmicos, Cronologia, Altas Energias e Léptons pela convivência agradável durante esses anos.

A Colaboração Brasil-Japão pelo acesso aos dados e equipamentos.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, a Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo e a Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior pela concessão de bolsas.

A todos os amigos e amigas pós-graduandos que fizeram, e fazem, com que a nossa permanência aqui seja deveras agradável.