

Determinação das Características Principais e Análise de um evento ("Ursa Maior") de energia observada da ordem de 10^{15} eV, detetado pela Câmara de Emulsões Nucleares, Filmes de Raio-X e Chumbo nº 15 da Colaboração Brasil-Japão.

José Augusto Chinellato

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

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

Resumo: É analisado um evento de produção múltipla de partículas de alta energia, induzido pela radiação cósmica na atmosfera. A energia total observada é 2×10^{15} eV. Após analisar aspectos longitudinais e laterais das partículas que chegam ao detector, chega-se à consistência entre os dados experimentais e produção múltipla de nucleons a 1,1 km acima do detector.

A very high energy event of multiple production of particles, induced in the atmosphere by cosmic ray is analyzed. The total observed energy is about 2×10^{15} eV. After examining longitudinal and lateral aspects of the arriving particles on the detector, consistency is found between experimental data and multiple production of nucleons at 1,1 km. above the detector.

Índice

	pg
Prefácio	1
Introdução	2
Cap. II Método Experimental	4
Cap. III - Descrição do evento	18
Cap. IV - Análise e Genealogia	22
Cap. V - Conclusões	30
Referencias	31
Tabela de Constantes	32
Apendice I - Teoria de Cascatas Eletromagnéticas	33
Ap. II - Rotinas de Processamento Químico da Câmara 15	35
Ap. III - Convergência de Chuveiros	37
Ap. IV - Modelo de Estados Intermediários e difusão das componentes eletromagnética e hadrônica na atmos fera	38
Ap. V - Espectro energético de hadrons e espectro energé- tico de Pb e C-jatos	40
Ap. VI - Hipótese de Centauro	42
Agradecimentos	45

Prefácio

Desde 1962 grupos de pesquisadores brasileiros e japoneses - a chamada Colaboração Brasil-Japão - tem trabalhado na investigação de interações da componente de altíssima energia da radiação cósmica, energia que ultrapassa 10^{12} eV. De início predominou o enfoque sobre a morfologia da radiação e em anos recentes houve uma evolução para o estudo das características das interações nucleares sem se abandonar a abordagem global da morfologia.

De longa data a FAPESP e o CNPq têm dado apoio financeiro à pesquisa, seja para a aquisição de material para a montagem experimental, como para a aquisição de equipamentos destinados à análise de dados, ou concessão de bolsas e auxílios diversos.

No momento, fazem parte da Colaboração Brasil-Japão os grupos: no Brasil:

1) Universidade Estadual de Campinas:

J. Bellandi Filho, J. A. Chinellato, C. Dobrigkeit, C.M.G. Lattes, A. Marques, M. J. Menon, C.E. Navia O., K. Sawayanagi, E. Silva, E. H. Shibuya, A. Turtelli Jr.

2) Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Neusa M. Amato, R. C. Maldonado, F. M. Oliveira Castro

no Japão:

1) Science and Engineering Research Laboratory; Waseda University, Tokyo:

H. Aoki, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, H. Kumano, H. Semba, T. Tabuki, M. Tamada, K. Tanaka, S. Yamashita

2) Department of Physics, Aoyama Gakuin University, Tokyo:

N. Arata, T. Shibata, K. Yokoi

3) Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, Tokyo:

A. Ohsawa

No grupo de Campinas, desempenham funções técnico-administrativas:

Marilena Ap. Borelli

Maria Divanilde Dal'Oglio Marques

Adalberto Luiz Rizzo de Oliveira

Introdução

A energias acima de 10^{13} eV, tem-se observado processos de produção múltipla de partículas que podem, a grosso modo, ser divididos em 2 grupos:

a) Produção Múltipla de Mesons

Na maioria, os secundários são pions carregados e neutros. A proporção entre eles é consistente com independência de carga, isto é, $N_{\pi^+} : N_{\pi^-} : N_{\pi^0} = 1 : 1 : 1$. Foi desenvolvido o modelo de estados intermediários de massa discreta para descrever esses processos. (ref. 1).

b) Produção Múltipla de Hadrões sem produção de π^0 's .

Hadrões são produzidos sem aparente ocorrência de π^0 's nos eventos tipo Centauro. Há interpretações desse fenomeno como sendo produção múltipla de barions.

Nos Centauros I e II, apareceram as mais fortes evidências de que um grande número de hadrons foi produzido numa colisão e que mesmo supondo falhas na identificação das partículas detetadas o numero de π^0 's estaria próximo de zero. No evento Centauro I, a altura de interação foi determinada geometricamente, revelando grande momento transversal, aproximadamente $1,2 \text{ GeV}/c$, e grande massa invariante, cerca de $200 \text{ GeV}/c^2$. No evento Centauro II, o quadro foi bastante semelhante. Outros Centauros se sucederam, revelando consistencia com $N_{\pi^0} = 0$ e multiplicidade média em hadrons 75. Nos eventos denominado Mini-Centauro um número menor de hadrons é produzido, em média 15, e a massa de repouso é estimada em $35 \text{ GeV}/c^2$.

Outras experiencias tem registrado a observação de eventos com abundância de hadrons. A Colaboração Pamir de Raios Cósmiticos, por exemplo, detetou um evento de energia total $\sim 2 \times 10^{16}$ eV, rico em hadrons. A maior parte da energia observada é da parte hadrônica e uma interpretação possível é que a parte eletromagnética que acompanha provenha de colisões do feixe de hadrons secundários (ref. 4)

O evento analisado neste trabalho, de energia observada $\sim 2 \times 10^{15}$ eV, bem como outros observados pela Colaboração Brasil-Japão, com altíssima energia - Andrômeda ($E \sim 2 \times 10^{16}$ eV - ver análise na ref. 5), Mini-

Andromedas I, II e III, tem a característica comum de possuírem um caroço, um núcleo no centro do evento, de grande densidade de partículas.

Seas características gerais requerem um novo método de análise.

II - Método Experimental

Os detetores usados pela Colaboração Brasil-Japão são expostos à radiação cósmica no observatório do Monte Chacaltaya, na Bolívia, a 5200 m. acima do nível do mar.

Chegando à Terra, o primeiro alvo para a radiação cósmica será a atmosfera terrestre (540 g/cm^2 de espessura até Chacaltaya); em seguida os alvos serão os componentes do próprio detetor.

A montagem experimental visa a investigação de interações de hádrons* de alta energia ($E \gg 10^{12} \text{ eV}$) nos diversos alvos. As interações geram processos até a detecção que podem ser simplesmente de decaimento de partícula ou mais complicados, que incluem interações subsequentes. Há observação de partículas no detetor sempre que no final tivermos gamas ou elétrons formando cascatas eletromagnéticas. O processo mais comum é o aparecimento de π^0 's decaindo em gamas e estes dando as cascatas eletromagnéticas (abreviadamente $\pi^0 \Rightarrow \gamma \Rightarrow \text{c.e.m.}$). Assim, se na interação hadrônica que se estuda houver produção de mesons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ que é o caso mais frequente, eles serão vistos da seguinte maneira:

a) $\pi^0 \Rightarrow \gamma \Rightarrow \text{c.e.m.}$

b) os demais mesons sobrevivem novas interações hadrônicas em geral com produção múltipla de mesons, entre os quais π^0 's e estes imediatamente dão $\pi^0 \Rightarrow \gamma \Rightarrow \text{c.e.m.}$

Se, por outro lado, na interação original outros hádrons que não mesons forem produzidos, o processo de observação poderá ser:

a) via nova interação hadrônica, cujos secundários tenham decaimento eletromagnético (e^\pm, γ)

b) via decaimento do hádron, se este desencadear um processo com (e^\pm, γ) ao final.

II -1 Método de Detecção

a) Cascatas Eletromagnéticas

Os gamas produzidos nas interações que estudamos tem energias da ordem ou maior que 10^{12} eV . As interações eletromagnéticas que predominam nessa faixa de energia (mesmo acima de 10^9 eV) são criação de pares e

* na maior parte prótons

por gamas e radiação de freiamento por eletrons. Um gama ao atravessar a matéria produz um par e^\pm ; cada um destes, por radiação de freiamento, produz foton(s) e o processo continua. Há uma multiplicação de partículas, portanto, e a maior parte da energia vai sendo distribuída aos e^\pm e ftons. O processo continua até que as energias dos componentes da cascata não sejam suficientes para gerar novas partículas e interagem por outros processos; assim o número de (e^\pm, γ) observados decresce. No estudo do comportamento das c.e.m., a chamada teoria de cascatas, as seções de choque para os processos elementares devem levar em conta características do meio como blindagem, densidade etc. Além da perda por radiação, os eletrons têm outros processos de perda de energia. Um deles é de ionização, responsável pela sua deteção, que em alguns casos chega a ter influência considerável no desenvolvimento das cascatas. No apêndice I damos um resumo da teoria.

Num determinado meio, é conveniente expressar a perda de energia de eletrons por radiação na forma

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{\chi_0}$$

com χ medido em g/cm^2

$$\chi_0^{-1} = \frac{4}{137} \frac{N}{A} Z^2 r_0^2 \log(191 Z^{-1/3})$$

A = peso atomico (nº de massa)

N = Nº Avogadro

Z = Nº atômico

$r_0 = e^2/mc^2$ (raio clássico do eletron)

jã que a probabilidade de um eletron emitir um foton com energia no intervalo $E' \rightarrow E' + dE'$ será $\approx \frac{1}{\chi_0} \frac{dE'}{E'}$ e a probabilidade de um foton de energia E criar um eletron com energia no intervalo $E' \rightarrow E' + dE'$ será $\frac{7}{9} \frac{1}{\chi_0} \frac{dE'}{E}$

Por razões evidentes costuma-se representar a espessura do material atravessado pela c.e.m. em termos da grandeza χ_0 , que é cha-

mada unidade de cascata. É o que faremos na descrição desses fenômenos** .
Incluindo correções devidas à densidade e n° atômico do meio, obtemos os valores numéricos de interesse:

Material	χ_0	
	g/cm ²	cm
Pb	6,4	0,57
Ar	37,1	6 x 10 ⁴ em Chacaltaya

b) ionização de partículas relativistas

A perda de energia por ionização por espessura de matéria atravessada dE/dx de partículas carregadas é função da velocidade β da partícula, de um modo que a energias subrelativistas, dE/dx decresce rapidamente com p/mc (p =momentum, m = massa) da partícula; a energias relativisticas ela chega a um valor mínimo e torna-se quase constante com pequena tendencia a aumentar com p/mc . Assim, para uma deteção de partículas relativisticas baseada na sua ionização, requerem-se condições especiais, ou seja, detetores sensíveis a mínimo de ionização.

c) filmes fotogrâficos: raios-X e emulsões nucleares

Filmes fotogrâficos, ou seja, misturas de gelatina de origem animal com "grãos" de haleto de prata em suspensão, registram a passagem de partículas ionizantes através da formação da "imagem latente" da trajetória da partícula. Os "grãos" são microcristais de haleto de prata (AgBr), dentro dos quais, após a interação coulombiana com a partícula ionizante,

** A expressão mais completa para a perda de energia deve incluir a perda por ionização - esta é constante para cada material e seu valor numérico, para 1 unidade de cascata atravessada é chamada energia crítica. Assim $\frac{dE}{dt} = E + \epsilon$ onde t é a profundidade em unidades de cascata. A energia crítica de eletrons no ar é 81 MeV e no Pb 7,4 MeV.

hã migração de ions positivos de Ag e eletrons formando aglomerados de ions que seriam a imagem latente. O posterior processamento químico, através de uma reação de redução, transforma os ions de prata em prata metálica*.

Os filmes que usamos, de raio-X e emulsões nucleares, diferem essencialmente na sensibilidade, que está relacionada com o tamanho dos grãos de haleto de prata. Um grão maior, impress ionado pela mesma radiação que outro, desenvolverã uma imagem maior devido ã maior quantidade de prata que contém.

Temos os filmes de raio-X Sakura, tipo N*†cujos grãos revelados têm $\sim 25 \mu\text{m}^2$ de área de seção reta e tipo RR**†, cujos grãos, revelados, têm $\sim 1,6 \mu\text{m}^2$ de área. Temos ainda a emulsão nuclear Fuji ET7A (ou ET7B)***, cujo grão revelado tem $\sim 0,7 \mu\text{m}^2$ de área.

d) câmaras de fotoemulsão e chumbo.

O detetor é formado por camadas sobrepostas de fotoemulsões e chumbo. As fotoemulsões (filmes de raio-X e emulsões) estão acondicionados em envelopes ã prova de luz e umidade, de tamanho $40 \times 50 \text{ cm}^2$ (tamanho da fotoemulsão). O conteúdo de cada envelope não é sempre o mesmo. Nos envelopes que nos interessam, da câmara 15, hã 2 filmes de raio-X tipo N e 1 emulsão nuclear. A camada de chumbo é de $\sim 1 \text{ mm}$ de espessura, o que corresponde a 2 unidades de cascata.

Nos filmes são observados os traços de e^\pm de c.e.m. desenvolvidas principalmente no chumbo. As chapas de raio-X prestam-se ã sua localização a olho nu e o tamanho da mancha (aglomerado de grãos) é uma medida da energia do gama ou eletron que iniciou o processo. O limiar de energia visível, a olho nu é cerca de 1 TeV. Os filmes de emulsão nuclear, de grão mais fino, prestam-se ã identificação, ao microscópio, dos traços individuais de e^\pm da c.e.m..

São construídas pilhas de envelopes (com filmes) e placas de chumbo, alternadamente, cada uma denominada bloco; a justaposição de várias dessas pilhas forma uma câmara.

* para um resumo de método fotogrãfico contendo referências, ver tese de mestrado de Jarbas L. Cardoso Jr., Unicamp, 1980.

** Fabricado pela Konishiroku Photo Ltd.

*** Fabricado pela Fuji Photo Film Ltd.

Algumas câmaras da Colaboração Brasil-Japão foram construídas com 2 andares: a câmara superior é separada da inferior por uma camada de plexiglass e um vão livre de $\sim 1,6\text{m}$. Tal é o caso da câmara 15.

Assim, se um foton gama ou eletron chegar à câmara ou se for produzido dentro dela, êle iniciará no chumbo uma c.e.m., cujo desenvolvimento completo se dará dentro da própria câmara, na maior parte dos casos. Isso nos permite observar processos induzidos por interações hadrônicas acima da câmara ou dentro dela.

II - 2 Processamento Químico das Fotoemulsões

Consiste de varios banhos químicos cuja função é:

- a) revelador : reduzir íons de prata, como dito anteriormente, tornando-os prata metálica. Aparece a imagem:
 - de aglomerados de grãos de prata no raio-X (visível a olho nu)
 - de grãos nas emulsões nucleares (visíveis ao microscópio)
- b) freiador : "frear" a ação do revelador
- c) fixador : remover grãos de prata não afetados pela passagem da radiação e que não tenham reagido com o revelador
- d) lavagem : remover resíduos de reagentes anteriores.

A seguir a emulsão é secada e está pronta para ser analisada. A rotina de revelação da câmara 15 está no apendice II.

II - 3 Busca de eventos e mapas

À primeira vista, c.e.m. simples não podem ser distinguidas nos filmes, de superposições de c.e.m.'s. Chamaremos, então, os eventos procurados pelo nome generico de chuveiros.

- a) em filmes de raio-X

Superpondo as 2 chapas contíguas (do mesmo envelope) localizam-se as manchas causadas pela passagem do chuveiro, distinguindo-as através da superposição, de eventuais manchas causadas por outros agentes químicos ou mecânicos. Estas apareceriam somente em um dos filmes. Procedese da mesma forma para todos os filmes de um bloco, assinalando em um filme de cada profundidade as posições das manchas. O empilhamento dos envelopes no bloco permite que ao fazer a projeção num plano horizontal (mapa) das man-

chas nas diferentes profundidades, seja obtida a inclinação com relação ao zênite da direção de propagação do chuveiro na câmara. Determina-se ainda o ângulo azimutal do chuveiro, ou seja, o ângulo que a projeção horizontal da sua direção de propagação faz com algum eixo arbitrário no plano horizontal (ver figura 1).

O mapa assim obtido contém, portanto

- i) o ângulo zenital do chuveiro
 - ii) o ângulo azimutal do chuveiro
 - iii) as profundidades nas quais o chuveiro foi visto.
- b) em emulsões nucleares

Localizado um chuveiro na chapa de raio-X, passamos a fazer a sua busca ao microscópio na região correspondente da emulsão nuclear contígua. É conveniente fazer um mapeamento a cada profundidade, já que o chuveiro pode ter vários "caroços", correspondendo cada um a c.e.m. simples ou mesmo chuveiros, iniciados a diferentes profundidades. A superposição desses mapas mostra o desenvolvimento longitudinal (através da câmara) do chuveiro inicial. A direção dos traços de e^+ fornece também medidas dos ângulos azimutal e zenital. Como podemos ainda fazer busca em profundidades diferentes das indicadas pelo mapa de raio-X, pode-se afirmar que o mapa ao microscópio contém as mesmas informações i) ii) e iii) do mapa de raio-X, medidas independentemente.

Famílias, A-jatos, Pb-jatos e C-jatos

Se um conjunto de chuveiros têm, aproximadamente a mesma direção de desenvolvimento através da câmara (ângulos azimutais e zenitais muito próximos*, com diferenças $\lesssim 2^\circ$), eles são considerados componentes de uma "família". Constroem-se um único mapa contendo todos eles.

Encontrada uma família, temos condições de traçar seu diagrama de alvo: é o mapa corrigido pela inclinação zenital de propagação dos chuveiros, projeção do mapa de raio-X ou ao microscópio anteriormente obtido num plano ortogonal à direção de propagação. Marcamos no diagrama também o centro pesado de energia, cujas coordenadas estão definidas por

* ângulos azimutal próximo de ângulo azimutal
ângulo zenital próximo de ângulo zenital

E_i , x_i e y_i são energia e coordenadas dos chuveiros, respectivamente; N é o número de chuveiros.

No modelo de estados intermediários (ref. 1) este ponto (X_c, Y_c) mais a direção ortogonal ao plano do diagrama de alvo determinam a direção de movimento do centro emissor de partículas e um eixo a partir do qual será analisada a emissão dessas partículas.

As famílias recebem denominações que dependem do local onde se deu a interação hadrônica em questão:

A-jato : interação hadrônica atmosférica

Pb-jato: " " no chumbo, tanto superior como inferior

C-jato : " " na camada de pixe, também chamada de alvo localizado)

Para ilustração, ver figura 2.

A denominação jato vem dos primeiros trabalhos sobre interações nucleares em emulsões, com produção múltipla de pions (década de 50), que significa os secundários emitidos "para frente" no referencial laboratório, ou seja, dentro de um cone estreito (10^{-2} rad), na direção da partícula incidente. A nossa situação é análoga e os secundários que estudamos estão dentro de cones de abertura $\lesssim 10^{-3}$ radianos.

Enquanto que na maior parte das interações atmosféricas a separação dos chuveiros ao chegar à câmara é da ordem de centímetros, nos Pb-jatos pode ser impossível distinguir as várias c.e.m. provenientes dos gamas, devido à sua pequena abertura. Nos C-jatos, os secundários tem o vão livre para se abrirem, chegando à câmara inferior com separação de dezenas ou centenas de μm , mensurável ao microscópio.

A-Jatos

Um A-jato não é constituído necessariamente por uma única interação hadrônica. De fato, sendo o livre caminho médio de interação ~ 80 g/cm², pode-se esperar várias interações de um hadron do topo da atmosfera até Chacaltaya. O número médio de interações para um determinado hadron nesse percurso seria 7. As interações em grandes altitudes ($\lesssim 500m$) segue-se frequentemente a formação de cascatas eletromagnéticas na atmosfera. Logo, o espalhamento da família é devido em primeiro lugar à abertura

inicial dos secundários na colisão, que é característica do estado intermediário produzido e em segundo lugar ao espalhamento múltiplo dos eletrons ($\alpha \frac{R_0}{E_{e^+\gamma}}$ onde R_0 é o comprimento de radiação). O primeiro efeito predomina sobre o segundo em 1 ordem de grandeza nas famílias. Nelas, a distância entre chuveiros é da ordem de centímetros enquanto que em chuveiros atmosféricos extensos* seria da ordem de 100 metros. Observamos portanto as interações de hadrons a poucos quilômetros da câmara.

Pb-jatos

No filme de raio-X e na emulsão nuclear em geral não é possível ver a estrutura de um Pb-jato. Para diferenciá-los de c.e.m. simples, resta o critério de profundidade na câmara: mesmo com flutuações, um gama ou eletrón ao penetrar no chumbo inicia imediatamente uma cascata que pode ser observada depois de poucos cm (ou mm), enquanto que os chuveiros que surgem em maiores profundidades (digamos na 6a. u.c., na 8a. u.c.) provavelmente serão Pb-jatos, ou seja, são oriundos de interações hadrônicas no chumbo. Falha-se na identificação de Pb-jatos ocorridos nos primeiros milímetros ou cm de chumbo: eles serão tratados como cascatas simples. O critério para classificação de chuveiros em Pb-jatos usado neste trabalho será dado no final do capítulo.

C-jatos

Nas chapas de raio-X da câmara inferior são vistos, em geral como uma única mancha. Ao microscópio, suas c.e.m. ou chuveiros estão separados por distâncias de dezenas ou centenas de μm , dependendo do estado intermediário produzido. Como a espessura do pixe é aproximadamente 25 μm , a indeterminação na altura da interação é pequena, o que fornece razoável precisão na medida dos ângulos de emissão dos secundários. Pode-se constatar que C-jatos tem em média energia menor que A-jatos, já que os hadrons chegam ao pixe após colisões na atmosfera e na câmara superior.

II- 4 Medidas e Estimativas de Energia

a) em emulsões nucleares

Dispomos do mapa (ou diagrama de alvo) para obter posições no bloco, ângulos zenitais e azimutais de chuveiros individualmente e de famílias.

*grandes chuveiros, originados por interações em geral de maior energia e mais próximas do topo da atmosfera.

Para a estimativa de energia temos os seguintes métodos:

i) contagem de traços

Os traços de e^\pm são distinguíveis ao microscópio, com aumento da ordem de 1000 vezes. É medida a densidade de traços, ou seja, o número de traços dentro de uma região de área padronizada, equivalente a um círculo de raio $\sim 50\mu m^*$, centrado na mancha. Repetindo o procedimento em todas as profundidades onde o chuveiro aparece, temos a relação $N_{e^\pm} \times t$ (profundidade em unidades de cascata), chamada curva de transição experimental. Por ajuste dessas curvas com as curvas teóricas, parametrizadas pela energia, segundo os cálculos de Kamata e Nishimura (teoria de cascatas - ver apêndice I), é estimada a energia do chuveiro**

ii) tamanho do caroço

Uma c.e.m. mostra na emulsão duas regiões: o núcleo, região enegrecida, de alta densidade de grãos; a região externa, que vai até onde são vistos os traços.



É possível fazer medidas (embora um tanto subjetivas) de R_1 e R_2 e construir as curvas do tipo $R_1 \times t$, que seriam equivalentes às curvas de transição experimentais. Estas, ajustadas a curvas teóricas, obtidas da teoria de cascatas, fornecem a energia, através de uma calibração energia $\times R_{\text{máximo}}$ (máximo da curva de transição experimental). Este método pode ser usado nos casos especiais em que a contagem, por vários motivos, se torna difícil.

b) em filmes de raio-X

Dispomos do mapa (ou diagrama de alvo) para obter posições e ângulos dos chuveiros e famílias.

A energia é estimada através do método fotomicrodensitométrico. É medida a opacidade na região da mancha causada pelo chuveiro, definida por

$D = \log\left(\frac{I_0}{I}\right)$ onde I_0 é a intensidade de luz que atravessa o filme na região impressionada somente pela radiação de fundo e I é a intensidade

** N_{e^\pm} máximo fornece a energia do chuveiro através de uma relação $E = \alpha (N_{e^\pm})^\beta$ onde α e β são parâmetros

transmitida através da mancha*. A variação da opacidade com a profundidade na câmara, ajustada com uma curva de transição teórica, dá a opacidade máxima D_{\max} . Para a estimativa de energia, D_{\max} deve ser calibrada com a energia - isso é conseguido via contagem de traços. Em alguns blocos onde há emulsão nuclear e filmes de raio-X, faz-se a contagem de traços e medidas de opacidade e extrai-se a relação Energia x D_{\max} .

O método fotomicrodensitométrico pode ser usado:

i) para c.e.m. simples

ii) para chuveyros compostos, principalmente quando se trata de grandes agrupamentos de c.e.m. originárias de cascatas atmosféricas, no caso de estarem muito próximas entre si. Nessa situação, determina-se a densidade de eletrons a partir da opacidade, usando como calibração resultados de bombardeamento de emulsões com feixes de eletrons de aceleradores. Da densidade de eletrons chega-se à energia através da teoria de cascatas. Ocorrem estes fenomenos em A-jatos de grande energia ($\gtrsim 10^{14}$ eV) iniciados acima de ~ 1 km de altitude. A multiplicação de partículas será tal que podemos tratar toda a area atingida como um só chuveyro e comparar o seu desenvolvimento na câmara com o de um chuveyro simples. Podemos assim estimar em que estágio a cascata estava antes de atingir a câmara. Para tanto, mede-se a opacidade na chapa de raio-X em toda a região da mancha em todas as profundidades possíveis e analisa-se o resultado segundo as equações de difusão de c.e.m.

Limites de detecção

Pelos métodos de busca descritos anteriormente, os limites de detecção são, em média, 1 TeV para os filmes de raio-X e 0.5 TeV nas emulsões nucleares. Pode-se tentar abaixar este limiar, mas a eficiência diminui rapidamente.

II - 5 Tratamento de Dados

Ilustraremos os passos iniciais da análise de uma interação hadrô-

* neste trabalho, a região iluminada foi um quadrado de $200 \times 200 \mu\text{m}^2$, que é o mais comumente usado, segundo estudos feitos durante vários anos por vários autores. Ver referência 2

nica, descrevendo o procedimento seguido no caso de um C-jato, pois
 i) a ocorrência de interações sucessivas de hadrons no pixe é rara (8%)

ii) é conhecida com boa precisão a altura da interação

iii) praticamente não é iniciada nenhuma c.e.m. na camada de ar entre o pixe e a câmara inferior. A probabilidade de criação de um par e^{\pm} nessa região por um gama é $\sim 0,2\%$.

Supondo ser a altura da interação $\sim 1,6m$ acima da câmara inferior (ou melhor, $1,6 \pm 0,14 m$) temos condições de determinar os ângulos de emissão dos secundários, que serão chamados:

θ : ângulo entre a direção de propagação do gama e a direção definida pelo centro pesado de energia (ver Famílias, A-jatos, etc)

φ : ângulo medido no plano do diagrama de alvo, entre uma direção arbitrária e a reta que vai do centro pesado de energia até a posição da c.e.m.

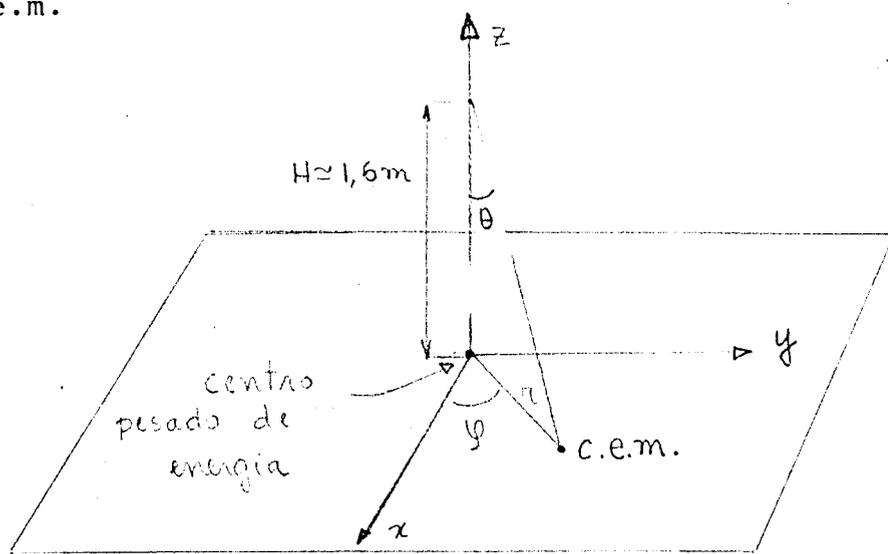


Fig 3

$$\operatorname{tg} \theta \approx \theta \approx \frac{r}{H}$$

Distribuições angulares em θ (e em φ) ,mostram como foi a emissão dos secundários num referencial qualquer, que se mova na direção z. O que se tem encontrado é que, descontadas as perdas por detecção, eles são emitidos isotropicamente num determinado referencial. Este é chamado " do estado intermediário " (ver referência 1).

Pela definição do centro pesado de energia, face às aproximações possíveis, ($\operatorname{sen} \theta \approx \operatorname{tg} \theta \approx \theta$ e energia \approx momentum), vê-se sem dificuldade que no referencial acima $\sum_{i=1}^N \vec{p}_{Ti} = 0$ ou seja, a somatória dos vetores momento transversal ao eixo z é nula.

Transformações de Lorentz apropriadas nos levam ao referencial onde a emissão é isotrópica*, determinando o fator de Lorentz Γ desse referencial com relação ao laboratório. Nesse ponto, estamos em condições de procurar as distribuições energéticas e angulares dos secundários no novo referencial. Os π_0 's, se quisermos, serão encontrados através do acoplamento cinemático: pares de gamas que se acoplam são tais que

$$H_{12} = \frac{d}{m_{\pi^0}} \sqrt{E_1 E_2}$$

onde $\left\{ \begin{array}{l} d \text{ é a distância entre os 2 gamas} \\ E_1, E_2 \text{ são as energias} \end{array} \right.$

esteja para o maior número de possíveis acoplamentos, dentro dos limites do pixe. Encontrados os pares que se casam, temos as energias e ângulos dos π^0 's correspondentes, simplesmente que se trata de um processo espontâneo (o decaimento), sem interação com o meio.

A passagem da energia dos secundários em forma de gamas para a energia do hadron que colidiu (primário) é feita através da inelasticidade em gamas: $k_{\gamma} E_0 = \sum E_{\gamma}$ com

E_0 : energia do primário

k_{γ} : inelasticidade em gamas

$\sum E_{\gamma}$: soma das energias dos gamas produzidos.

k_{γ} é estimado a partir de experiências com calorímetros a baixas energias e extrapolação de dados de aceleradores de partículas, ficando na faixa $0,2 \lesssim k_{\gamma} \lesssim 0,4$ em média.

Concentramos a atenção na colisão ocorrida no pixe, a chamada "interação principal", no caso simples do C-jato. Essa denominação aparecerá também em processos mais complicados, como A-jatos.

Pb-jatos

Nos Pb-jatos não é possível, em geral, qualquer análise de sua estrutura - simplesmente determinamos $\sum E_{\gamma}$, por contagem de traços ou fotometria, e estimamos E_0 . A sua identificação nas camadas iniciais de chumbo é difícil, como já foi dito. Neste trabalho usamos os seguintes critérios de identificação, que partem da curva de transição experimental do chuveiro:

*ou, alternativamente, em que $\sum_{i=1}^N \vec{p}_{\pi_i} = 0$ onde \vec{p}_{π_i} é o vetor momento longitudinal no referencial pretendido.

- i) no caso de chuviros medidos pelo método fotométrico, é feita uma extrapolação da curva de transição experimental até o ponto onde a opacidade $D = 0.01$. Encontra-se então a profundidade Δt correspondente. Se $\Delta t \gg 6$ unidades de cascata, temos um Pb-jato.
- ii) no caso de chuviros medidos pelo método de contagem de traços, tomamos o máximo de $N_{e^{\pm}}$ da curva de transição experimental e determinamos o seu deslocamento Δt em relação ao máximo da curva teórica correspondente. Se $\Delta t \gg 4$ u.c., temos um Pb-jato. Vale dizer que este método é equivalente, em geral, ao anterior.
- iii) se os dados de contagem de traços ou de fotometria do chuviro não puderem ser ajustados por uma só curva de transição, mas por 2 (ou 3, ou 4 etc) subsequentes, temos interações hadrônicas sucessivas e as energias serão determinadas pelos máximos nas curvas de transição. A energia total será a soma das energias obtidas em cada curva de transição, de modo que a energia do primário seja obtida simplesmente por $E_c = \sum E_x / k_x$.

A-jatos

Mais energéticos que C-jatos e Pb-jatos, esses processos resultam mais complicados. Os secundários da "interação principal" colidirão novamente,

- a) produzindo cascatas eletromagnéticas. As c.e.m. iniciadas por diferentes gamas podem se sobrepor na câmara.
- b) produzindo estados intermediários cujos secundários poderão abrir-se até chegar à câmara, chegando a se sobrepor. Trata-se, aqui também, de um processo de avalanche ou cascata, mas desta vez os processos elementares não estão previamente determinados como no caso de c.e.m. - não sabemos qual estado intermediário será produzido. A análise fica facilitada, entretanto, pelo fato de a energia das colisões secundárias, terciárias etc. diminuir cerca de 1 ordem de grandeza por geração - estados intermediários de massa menor serão produzidos e estes são bem conhecidos. Não sendo conhecida como nos C-jatos (pre-

viamente) a altura da "interação principal", a análise é feita através da consistência entre componente eletromagnética* e componente hadrônica da família, seus desenvolvimentos laterais e longitudinais. Em raros casos consegue-se ao microscópio medir a convergência de chuvis para algum ponto acima da câmara, que seria a altura da "interação principal". Aqui, a precisão é da ordem de centena de metros e a análise corre como no caso de C-jatos, somados os efeitos de cascatas atmosféricas e superposição de chuvis.

Damos características da câmara 15 na tabela I.

O evento "Ursa Maior" atingiu os blocos 162,163,175,176 da câmara superior, perfazendo uma área de aproximadamente $50 \times 50 \text{ cm}^2$. Na câmara inferior, atingiu o bloco 137, com uma área de $\sim 40 \times 40 \text{ cm}^2$. Em todos os blocos, inferiores e superiores, temos filmes de raio-X tipo N e emulsão nuclear.

Tabela I - Características da câmara 15

área da câmara superior	$44,2 \text{ m}^2$
espessura da câmara superior	7,8 cm de Pb
área da câmara inferior	33 m^2
espessura da câmara inferior	7 cm de Pb
espessura do alvo	0,33 livre caminho médio de interação
distância do alvo localizado à câmara inferior	1,6 m

* pela teoria de cascatas pode-se reconstituir uma c.e.m. num sentido estatístico até sua origem.

III.- Descrição do Evento

Caracterizaremos a busca de chuveiros, mostrando os resultados preliminares e em seguida daremos um sumário dos chuveiros já classificados em gamas, Pb-jatos na câmara superior (de agora em diante chamados Pbjs), Pb-jatos na câmara inferior (chamados Pbji) e C-jatos (chamados Cj).

Na câmara superior, a busca foi feita:

- i) ao microscópio, na emulsão nuclear, numa área de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ (o tamanho foi determinado pela densidade de chuveiros). O limiar de detecção foi de $0,5 \sim 0,6 \text{ TeV}$.
- ii) a olho nu, nos filmes de raio-X. A busca foi repetida, na região atingida pelo evento. O limiar de detecção foi de $\sim 1 \text{ TeV}$.

Na câmara inferior a busca foi feita:

- i) ao microscópio, na emulsão nuclear, numa área de $\sim 1 \times 1 \text{ cm}^2$. O limiar de detecção foi de $0,5 \text{ TeV}$.
- ii) a olho nu, nos filmes de raio-X e também foi repetida na região atingida pelo evento. Encontrado um chuveiro, sua estrutura e características principais foram determinadas ao microscópio. Desse modo, detetamos Cj e Pbji com energia sob forma de gamas $\gg 1 \text{ TeV}$.

Foram encontrados 40 chuveiros, com energia total observada $301,5 \text{ TeV}$. Destes, alguns (12) são continuações da câmara superior - têm 2 curvas de transição consecutivas e serão tratados como interações sucessivas de hadrons. Receberão a denominação pela primeira interação ou seja Pbjs.

Classificação

Os critérios de distinção entre gamas simples e Pbjatos na câmara superior foram os dados no Cap. II; Cj e Pbji podem ser diferenciados com menor ambiguidade devido à maior abertura dos secundários dos Cj, cuja estrutura torna-se visível.

O resultado é o seguinte:

	GAMAS *	Pbjs	Cj	Pbji
NUMERO	496	35	17	10
ENERGIA EM γ 'S (TEV)	1391,7	104,8	102,2	29,1

Tab III-1

* com contaminação de Pbjs

A energia total observada da componente hadrônica em forma de gamas é 536,2 TeV.

No centro de todos os chuveiros observados há um núcleo, que é visto como uma grande mancha no filme de raios-X de raio ~ 3 mm, onde a densidade de chuveiros é alta. Veja-se a fig. 4. Ali não é possível a olho nu distinguir os chuveiros individualmente.

A emulsão nuclear nessa região permite que se distingam chuveiros individualmente, como se pode ver pela fig. 5. Note-se que é possível observar entre esses chuveiros uma "névoa", que é causada pela radiação de fundo originária do próprio evento - elétrons espalhados entre os caroços.

Correlações E x R

Quando todas as partículas observadas tem a mesma origem, as correlações E x R (energia x raio ou distância ao centro pesado de energia) indicam a forma da sua distribuição de energia e ângulo na " interação principal", já com influência do limiar de detecção, que pode depender das 2 variáveis (ref.3). Se a origem não é a mesma, configurações diversas daquelas já conhecidas aparecerão.

Nas figuras 6 e 7 vêem-se tais correlações para a componente eletromagnética e hadrônica, respectivamente.

Distribuições energéticas de gamas e hadrons

Essas distribuições são apresentadas na fig. 8 para os gamas e 9 para os hadrons. Um ajuste inicial de reta, supondo o espectro tipo potência, nos fornece:

$$\text{gamas: } E_{\gamma}^{1.7 \pm 0.1} \quad \text{para } E_{\gamma} \gg 2 \text{ TeV}$$

$$\text{hadrons: } (K_{\gamma} E_h)^{-0.8 \pm 0.1} \quad \text{para } K_{\gamma} E_h \gg 2 \text{ TeV}$$

Distribuição lateral de e⁺ obtida por fotodensitometria

A densidade optica no nucleo do evento foi medida com fotomicrodensitômetro (Nalumi NM 101), com fenda de $200 \times 200 \mu\text{m}^2$, no filme de raio-X a várias profundidades (area varrida $3,5 \times 3,5 \text{ cm}^2$).

A relação entre densidade de eletrons e densidade optica no filme foi obtida experimentalmente, em filmes de raio-X expostos a um acelerador de eletrons (sincrotron de 650 MeV/c), segundo Ohta (ref. 4) A densidade optica pode desse modo ser convertida em densidade eletrônica. A distribuição lateral $f(r,t)$ assim obtida comporta bom ajuste com função exponencial.

Curva de transição conjunta de eletrons

Integrando a distribuição lateral, o número total de eletrons em função da profundidade é obtido:

$$N_e(t) = \int_0^{\infty} f(r,t) 2\pi r dr$$

A densidade de eletrons é considerada (empiricamente) ser de tipo exponencial

$$f(r,t) = A e^{-ar}$$

onde A e a são parâmetros a ajustar.

A dependência com a profundidade do número total de eletrons - a chamada curva de transição - é mostrada na fig. 10.

"Comprimento do traço" (track length)

Integrando a curva de transição em t, o "comprimento do traço" é obtido:

$$Z_{\text{total}} = \int_0^{\infty} N_e(t) dt$$

onde $N_e(t)$ é aproximado empiricamente por $N_e(t) = B t^n e^{-bt}$ com B e b sendo parametros ajustáveis.

O valor numérico obtido é $Z_{\text{total}} = 1,3 \times 10^8 \text{ u.c.}$

Temos agora condições de estimar a energia total do núcleo, a través de $E_{\text{TOTAL}} = \mathcal{E} Z_{\text{TOTAL}}$

onde \mathcal{E} é a energia crítica no chumbo.

$$E_{\text{TOTAL}} = 9,8 \times 10^{14} \text{ eV}$$

Distribuição Lateral de eletrons integrada em profundidade

Integrando a distribuição lateral $\rho(r, t)$ em t , tem-se

$$Z(r) = \int_0^{\infty} \rho(r, t) dt$$

Para o cálculo, $\rho(r=cte, t)$ é expressa como $Bt^n e^{-bt}$ (onde B , n e t são parâmetros ajustáveis).

Para comparação com dados experimentais, é conveniente normalizar essa função: $\bar{Z}(r) = Z(r) / Z_{TOTAL}$. Esta é chamada densidade de traço normalizada. Vale $\int_0^{\infty} \bar{Z}(r) 2\pi r dr = 1$.

A densidade de traço normalizada experimental é comparada com curvas teóricas na fig. 11. A linha tracejada é a densidade de traço normalizada quando um primário eletrón ou gama de energia arbitrária entra na câmara. Essa função é dada numericamente na teoria de cascatas. A linha cheia representa $\bar{Z}(r)$ quando os (e, γ) chegam à câmara já com abertura dada. Podemos assim dizer, no nosso caso, que os (e, γ) que chegam à câmara incidem aproximadamente no mesmo ponto.

No evento Andromeda, a densidade de traço normalizada aproxima-se daquela linha cheia no grafico acima, indicando uma separação dos (e, γ) no topo da câmara.

IV - Análise e Genealogia

A tabela III - 1 nos mostra grandes multiplicidades em hadrons e gamas, bem como energias elevadas para o evento Ursa Maior. Ficam abertas as possibilidades:

- a) temos várias interações nucleares sucessivas semelhantes, com pequenas multiplicidades (da ordem de 1 dezena de partículas)
- b) temos a produção de um estado intermediário de grande multiplicidade (dezenas de partículas) e provável grande massa de repouso, cujos secundários voltam a interagir, já com menor energia.

As figuras 6 e 7. contém aspectos que as distinguem daqueles diagramas de eventos " puros". Dificilmente se poderia na fig. 6 conciliar todo o diagrama como uma só interação, embora não se possa determinar o número de interações. Notam-se duas regiões: a central, com $R \lesssim 3$ mm, correspondente à mancha no raio-X e a externa, com $R \gtrsim 3$ mm. A fig. 7 mostra hadrons em pequenos angulos ($R \lesssim 5$ mm) e pequenas energias - $E < 2$ TeV , o que é bastante improvável. A grosso modo, podemos dizer que temos superposição de (e^+, γ) e hadrons provenientes de mais de uma interação, mas que em algum ponto da atmosfera houve produção de partículas em ordem de dezenas.

O detetor pode registrar todos os (e^+, γ) que incidem sobre ele, acima do limiar de detecção, mas registra uma parcela dos hadrons que incidem. Através da distribuição de pontos de interação de hadrons nas varias profundidades da câmara, podemos inferir o número deles que incidem e/ou os que atravessam sem interagir.

Pontos de interação de hadrons na câmara

A fig. 12 mostra o numero de interações hadrônicas nos três componentes da câmara: superior, puxe e inferior. Divide-se o número de interações em cada camada pela espessura correspondente em unidades de livre caminho médio de interação e procura-se a dependência dessa variável com a profundidade. Como o número de interações até a profundidade x é $N_1 = N_0 (1 - e^{-x})$ onde N_0 é a multiplicidade inicial, obtém-se com o procedimento acima $\Delta N_i / \Delta x$ que é uma aproximação para $dN_i/dx = N_0 e^{-x}$. Antes de fazer o ajuste temos de considerar:

Probabilidade de detecção de um hadron e espessura da câmara superior

Segundo o nosso critério de identificação de Pbjs, se um hadron interagir nas 5 ou 6 unidades de cascata iniciais (2,5 ou 3 cm. de Pb) êle será confundido com um gama; por esse motivo, consideramos como espessura efetiva da câmara superior a espessura real menos 2,5 cm de Pb.

Sejam $\left\{ \begin{array}{l} \chi_T \text{ a espessura total da câmara (j\~a corrigida pela inclina\~ao) nu-} \\ \text{mericamente igual a 1,17} \\ \text{o livre caminho m\~edio de intera\~ao de hadrons no chumbo 17 cm} \end{array} \right.$

A probabilidade de um hadron ser identificado como tal é a probabilidade de segundo Poisson de ter n colisões ($n = 1, \dots, \infty$) na espessura χ_T menos a probabilidade de ter 1 colisão em $\chi_0 = 2,5 / 17$ e não mais interagir na câmara: $\sum_{n=1}^{\infty} P(n, \chi_T) - P(1, \chi_0) \cdot P(0, \chi_1 = \chi_T - \chi_0) = 0,64$

Essa é a eficiência na detecção de hadrons.

O ajuste de $N_0 e^{-x}$ nos fornece $N_0 = 114$. Este é o número estimado de hadrons que chega à câmara.

O espectro dado na fig. 9 para os hadrons observados será considerado o espectro de todos os que chegam à câmara. A parte hadrônica na tabela III - 1 poderia ser "corrigida": 114 hadrons chegariam à câmara, com energia total em forma de gamas 986 TeV.

Convergência de Hadrons

Foram feitas medidas de convergência com 8 hadrons (ver apendice II). Não se determina uma altura de interação - apenas indica-se $H \gg 700$ m. Setecentos metros correspondem a 0,6 l. c. m. de interação onde se espera que 46 % dos hadrons originais (da "interação principal") colidam produzindo novas partículas. Observam-se portanto os hadrons secundários e os de interações subsequentes .

Quanto aos gamas, temos de investigar a possível formação de cascatas eletromagnéticas atmosféricas.

Becascatização

Sabemos da teoria de cascatas que o espalhamento médio de um gama ou eletron devido aos fenômenos eletromagnéticos desse processo é

$$\langle n \rangle = \frac{K_0 R_0}{E}$$

com K_0 : constante de espalhamento = 20 MeV
 R_0 : 1 unidade de cascata - em Chacaltaya, 600 m
 E : energia

A separação média entre 2 gamas pode ser dada por

$$d_{ij} = \frac{K}{E_i} + \frac{K}{E_j} \quad \text{onde} \quad K = K_0 R_0 = 1,2 \text{ TeV.cm}$$

O método de decascatização ou rejuvenescimento** que usaremos

consiste em inverter estatisticamente o que seria o processo de formação da c.e.m.: a partir da separação entre dois chuveiros i e j e as suas energias, calculamos $K_{ij} = \frac{E_i E_j}{E_i + E_j} d_{ij}$ e o comparamos com o valor estabelecido de k acima. Se K_{ij} for menor que k , considera-se a separação típica dos fenômenos eletromagnéticos de uma cascata e não devida à abertura entre π^0 's no decaimento de uma bola de fogo (que é da ordem de $\langle PT \rangle$, aproximadamente 10 vezes maior). O passo seguinte é retornar ao gama (ou elétron) original, o qual terá a soma das energias dos 2 gamas (ou elétrons) e posição dada pelo centro pesado de energia deles, $\vec{R} = \frac{E_i \vec{R}_i + E_j \vec{R}_j}{E_i + E_j}$. Repetindo o processo para todas as combinações possíveis, chegaremos à situação em que a condição $K_{ij} \leq k$ é satisfeita para quaisquer r pares de gamas. (ou elétrons) Num sentido estatístico, estaremos reconstituindo os gamas da interação original, restando para eles a separação devida somente à abertura dos secundários pelo decaimento do estado intermediário. Detalhes sobre o método podem ser vistos na referência 1.

O método de decascatização foi aplicado aos 496 chuveiros considerados gamas e foi obtido $N_\gamma^* = 72$ (gamas decascatizados).

As fig. 13 e 14 mostram o espectro energético e a correlação $E_\gamma^* \times R_\gamma^*$ respectivamente (* significa "decascatizado"). Um ajuste de espectro tipo potência à fig. 13 resulta num expoente $-0,78 \pm 0,11$, que está próximo do expoente dos hádrons.

Há indicação de cascata(s) eletromagnética(s) em grau avançado de desenvolvimento na região central e cascata(s) em início na região externa, já que a decascatização afetou bastante a região central acoplando praticamente todos os gamas dessa região e reduzindo bastante o

numero deles e a região externa não foi profundamente alterada em termos de densidade de gamas.

Vamos fazer hipóteses sobre a origem das partículas detetadas.

Hipótese de Produção Multipla de Mesons

Vamos supor que a interação principal ocorreu a altura T acima da câmara.

Fazemos a hipótese de que originalmente n gamas de energia E_0 são produzidos. Esse número seria "efetivo", observado na câmara, não necessariamente a multiplicidade real. Considerando que a energia do carvão obida através do "comprimento do traço" é $9,8 \times 10^{14}$ eV, consideraremos os 3 casos seguintes:

- i) $n = 1$ $E_0 = 10^{15}$ eV
- ii) $n = 2$ $E_0 = 10^{14}$ eV
- iii) $n = 3$ $E_0 = 10^{13}$ eV

Esses n gamas, produzidos à altura T (em unidades de cascata) na atmosfera, iniciando o processo de formação de c.e.m. na atmosfera, dão ao chegar à câmara, segundo a aproximação A da teoria, o espectro energético

$$g(E_0, E, T) = \frac{2n}{2\pi i} \int ds' \left(\frac{E_0}{E}\right)^{s'} \frac{1}{E} H_s(s') e^{\lambda_s(s')T} \quad (1)$$

onde

- E = energia do e^\pm ou gama
- o fator 2 é posto para dar conta de eletrons e gamas

Um eletron ou gama incidente na câmara produz eletrons cujo número total ($E > 0$) é dado pela aproximação B da teoria:

$$\Pi(E, 0, t) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds}{s} \left(\frac{E_0}{E}\right)^s H_s(s) K_{10}(s, -s) e^{\lambda_s(s)t}$$

onde E_0 é a energia crítica no chumbo.

Portanto a curva de transição teórica terá a forma

$$N_e(t) = \int_0^\infty g(E_0, E, T) \Pi(E, 0, t) dE$$

$$= \frac{2n}{2\pi i} \int \frac{ds}{s} \left(\frac{E_0}{E}\right)^s H_s^2(s) K_{10}(s, -s) e^{\lambda_s(s)(T+t)}$$

Curvas para os 3 casos estão mostradas na fig. 15. A comparação com os dados experimentais (fig. 10) mostra que nos casos ii e iii) o ajuste da forma da curva é satisfatório, enquanto que no caso i) a curva teó-

rica é notoriamente mais larga que a experimental. O deslocamento do máximo da curva calculada com relação ao máximo da experimental dá a altura T de produção dos n gamas. O resultado está na tabela:

n	E_0 (eV)	ajuste	T (u.c.)	H (m)
1	10^{15}	-	-	-
10	10^{14}	bom	3	1980
100	10^{13}	bom	1	600

Portanto, os valores possíveis pra n estão entre 10 e 100.

Espectro energético de eletrons e gamas na região de alta energia

Examinamos a curva de transição do caroço, dando peso maior ao estagio inicial de desenvolvimento até a região de máximo. Essa parte refer-se principalmente a eletrons e gamas de baixa energia.

Extrairemos outras informações do espectro de energia na região de energias maiores. Este pode ser calculado por integração da equação

$$\text{ção (1)} \quad I(>E_\gamma) = \frac{2m}{2\pi i} \int \frac{d\lambda}{\lambda} \left(\frac{E_0}{E_\gamma}\right)^\lambda H_1(\lambda) e^{\lambda_1(\lambda)t}$$

O resultado numérico está na fig. 16 para os 2 casos possíveis.

O caso ii) dá melhor ajuste que o iii) (fig 17). Na região de baixa energia, há excesso de eletrons e gamas observados com relação ao que a curva teórica prediz, excesso que pode ser interpretado como proveniente de interações sucessivas de hadrons secundários.

Chegamos à conclusão que há consistência com produção de 10 gamas de energia $E_0 = 10^{14}$ eV produzidos a T= 3 u.c. (~1980 m) acima da câmara.

Esse resultado é consistente com aquele que obtivemos pela decascatização onde aproximadamente 1 dezena de gamas decascatizados poderiam dar conta de uma região central de raio até 5 ou 6 mm. em número e energia.

Espectro de energia dos hadrons

Consideramos que a altura de produção dos hadrons é 3 u. c. = 1,5 livres caminhos médios de interação, ou seja, a mesma dos n gamas. Assim, os hadrons mais energéticos serão os que atingiram a câmara sem interagir e os que tiveram 1 colisão na atmosfera*, conservando caracte-

* supomos que existe a figura do pair não sobrevivente de uma interação.

rísticas da interação principal. O espectro de hadrons em cascatas nucleares (cascatas em que os processos elementares são interações hadrônicas) podem ser expressos por curva tipo potência, em geral, enquanto que pions (ou hadrons em geral) originários diretamente de estados intermediários tem espectro tipo exponencial. Tal é o caso da fig. 18 - a altas energias o espectro é exponencial.

Calcularemos o espectro esperado de hadrons em forma de Pb e C-jatos supondo o espectro de produção do tipo exponencial. Os calculos podem ser vistos no apendice IV.

Para assegurar a consistencia entre as conclusões já obtidas sobre a componente eletromagnética e para que o máximo da curva de transição continue o mesmo, a constante a na eq. IV-4 do apendice IV pode ser igualada a E_0 .

O espectro dos pions, considerando inicialmente somente os secundários da interação principal e os sobreviventes de colisões subsequentes, será dado pel eq. IV-5:

$$I_{\pi}(>E, T) = \frac{N_{\pi \pm}}{2\pi i} \int \frac{d\Delta}{\Delta} \left(\frac{E_0}{L}\right)^{\Delta} \Gamma(\Delta+1) e^{\mu_{\pi}(\Delta)T}$$

Dentre esses, uma parte interage e será observada como Pb e C-

jatos:

$$\frac{I(>E_h^{(\delta)})}{N_{\pi \pm}} = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{d\Delta}{\Delta+1} \left(\frac{E_0}{3E_h^{(\delta)}}\right)^{\Delta} \Gamma(\Delta) e^{\mu_{\pi}(\Delta)T}$$

Para levar em conta os pions produzidos nas interações subsequentes à principal é suficiente substituir $\mu_{\pi}(\Delta)$ por $\Lambda_{\pi}(\Delta)$ dado pela eq.

$$IV-9: \quad \Lambda_{\pi}(\Delta) = \frac{1}{\lambda_{\pi}} \left[\frac{1}{\Delta+1} + N_0 \left(\frac{2}{3N_0}\right)^{\Delta} \frac{\Gamma(\Delta+1)}{\Delta+1} - 1 \right]$$

Ambas as curvas calculadas para $I(>E_h^{(\delta)})$ são mostradas na fig. 19.

O melhor ajuste com os dados experimentais está na fig. 10 e ocorre quando $N_h = 45 \pm 6,7$.

O espectro de gamas e de Pb e C-jatos (hadrons) pode ser reproduzido se considerarmos que um estado intermediário de multiplicidade

$N_{\gamma} = 10$ e $N_{\pi \pm} = 45$ foi produzido a 1,5 livres caminhos médios de interação (ou 1980 m.) acima da câmara. A "energia média" dessas partículas seria 10^{14} eV. A multiplicidade em π^0 pode variar de 5 a 10, já

que podemos estar detectando um só gama de um π^0 . O balanço de carga fica $N_{\pi \pm} : N_{\pi^0} = 4,5 : 1$ que difere da independência de carga $N_{\pi \pm} : N_{\pi^0} = 2 : 1$

* na pior das hipoteses

Nesse enfoque os gamas observados na região externa teriam sido produzidos nas colisões secundárias, terciárias etc na atmosfera, em alturas menores que os 1980 m., não podendo por isso desenvolver consideráveis cascatas atmosféricas.

Hipótese de Centauro ou produção múltipla de nucleons

Face à abundância relativa de hadrons na interação principal, examinaremos a hipótese de produção de hadrons sem produção significativa de π^0 . A multiplicidade estimada, obtida dos 5 eventos tipo Centauro já analisados é 75 ± 10 .

Calcularemos o espectro de hadrons e (e^{\pm}, γ) esperado na câmara, supondo que um Centauro foi produzido à altura T (em unidades de l. c. m.) acima da câmara.

a) espectro energético de hadrons

Chegam à câmara hadrons originais e pions. O seu espectro integral em energia, calculado no apêndice VI é

$$I_h(>E, t) = \frac{N_N}{2\pi i} \int d\lambda \left(\frac{1}{E}\right)^\lambda P(\lambda) \left\{ e^{\mu_N(\lambda)t} + \phi(\lambda) \frac{e^{\mu_N(\lambda)t} - e^{\lambda_\pi(\lambda)t}}{\lambda_N[\mu_N(\lambda) - \lambda_\pi(\lambda)]} \right\}$$

onde o 1º termo na integral é a contribuição de nucleons e o segundo de pions. N_N é o numero de hadrons produzidos na interação principal. Dentre os hadrons (nucleons e pions) que chegam à câmara, uma parcela interagirá dando C e Pb-jatos cujo espectro deverá ser:

$$I(>E_k^{(\gamma)}) = \frac{N_N}{2\pi i} \int \frac{d\lambda}{\lambda+1} \left(\frac{b}{3E_k^{(\gamma)}}\right)^\lambda P(\lambda) \left\{ e^{\mu_N(\lambda)t} + \phi(\lambda) \frac{e^{\mu_N(\lambda)t} - e^{\lambda_\pi(\lambda)t}}{\lambda_N[\mu_N(\lambda) - \lambda_\pi(\lambda)]} \right\}$$

Fazendo $T = 1,2$ e 3 livres caminhos médios de interação obtivemos as curvas da fig. 21. A contribuição dos pions aparece, evidentemente, na região de energias relativamente baixas. O melhor ajuste com os dados experimentais vem quando se faz $T = 1$ l.c.m. de interação e $b = 1,5 \times 10^{14}$ eV, conforme se pode ver pela fig. 22.

b) espectro de energia dos gamas

Verificaremos a consistência do espectro observado de gamas com a hipótese de produção de Centauro.

Segundo expressões calculadas no apêndice VI, o espectro integral de (e^{\pm}, γ) tem a forma $I_{e,\gamma}(>E) = \frac{2N_N}{2\pi i} \int \frac{d\lambda}{\lambda+1} \left(\frac{b}{E}\right)^\lambda P(\lambda) H_1(\lambda) \frac{e^{\mu_N(\lambda)t} - e^{-\lambda_1(\lambda)t}}{\mu_N(\lambda) - \lambda_1(\lambda)}$

Os valores numéricos para tal expressão são vistos na fig. 23, para

$T = 1, 2$ e 3 l.c. m. de interação. Há consistência com o espectro experimental se $T = 1$ l.c.m. e $b = 1,5 \times 10^{14}$ eV. (fig. 24).

c) Distribuição lateral dos hadrons

Como já foi dito anteriormente, predominam na região de energias altas os nucleons que, se não são os provenientes da interação principal, são os que preservam características daquela interação. A energias baixas, os pions das interações subsequentes, no processo de cascata nuclear, contribuem consideravelmente para o espectro dos hadrons.

Assim, os hadrons mais energéticos refletem diretamente o momento transversal dos nucleons produzidos no Centauro. Estimaremos esse momento transversal a partir da distribuição lateral (numero $\times r$) dos hadrons

com energia $E_N \gg 10$ TeV

Considerando a distribuição de momentum transversal p_T dos hadrons

do tipo $f(p_T) dp_T \propto e^{-p_T/p_0} dp_T$

temos a distribuição esperada dos nucleons

$$g(r) dr \propto \int_0^\infty dp_T e^{-p_T/p_0} \delta(r - \frac{p_T H}{E})$$

$$\propto e^{-r/r_0} dr$$

Como $r_0 = \frac{p_0 H}{E}$, H é a altura de produção e E a energia media dos hadrons (nucleons) produzidos no Centauro.

A fig. 2. mostra a distribuição lateral dos hadrons com

que pode ser expressa por e^{-r/r_0} com $r_0 = 2,4$ cm . O momento transversal médio dos nucleons será

$$\langle p_T \rangle = p_0 = \frac{r_0 E}{H} = 3,2 \times 10^9 \text{ eV} \quad \text{ou} \quad p_0 = 3,2^{+3,2}_{-1,1} \text{ GeV}/c$$

Para os eventos tipo Centauro, tem-se obtido $\frac{1}{k_T} \langle p_{TK} \rangle = 0,35 \pm 0,14$ GeV/c que, se $k_T \approx 0,3$ dá $\langle p_T \rangle = 1,2 \pm 0,5$ GeV/c . O nosso valor está bem acima deste. Dentro do contexto de produção multipla de partículas, podemos dizer que o nosso resultado se afasta bastante do momento transversal médio de pions nos estados intermediários de massa menor, que é da ordem de 400 MeV/c, ficando na região de grande momenta transversais. Consideramos o resultado consistente com o momento transversal de Centauro.

V - Conclusões

A energia total do núcleo e do halo que o circunda foi estimada a partir da grandeza " comprimento do traço", numericamente $9,8 \times 10^{14}$ eV. O seu espalhamento lateral, conclue-se, pode ser atribuído à difusão lateral dos eletrons na câmara.

Por outro lado, a energia dos (e, γ) e dos hadrons foi determinada a partir de seus chuveiros, na região do núcleo e fora d'ele.

Duas hipoteses foram feitas para reproduzir os espectros observados.

Primeiramente, é feita a hipótese de produção múltipla de mesons. Mostrou-se que 10 gamas produzidos a $H = 2000$ m e com energia média 10^{14} eV podem reproduzir o comportamento da componente eletromagnética a curva de transição da região central e o espectro dos (e, γ) mais energéticos.

O espectro de energia de Pb e C-jatos esperado pelas hipóteses acima mostra que o numero de pions carregados produzidos pelo estado intermediário é $45,0 \pm 6,7$. Assim, a razão de pions neutros para carregados, $1:4,5$ difere significativamente da independência de carga $1:2$, considerada válida para tais pions.

A segunda hipótese - de produção de Centauro ou produção de nucleons - foi examinada, considerando a multiplicidade $N_N = 75$, média dos 5 eventos Centauro já conhecidos. A hipótese de que este fenômeno ocorreu a $H = 1,1$ Km acima da câmara, com energia média dos nucleons $1,5 \times 10^{14}$ eV é consistente com os espectros de (e, γ) e hadrons na câmara.

Conclue-se que na interação principal houve a produção de Centauro, a 1 livre caminho médio de interação ($1,1$ km) acima da câmara.

Referencias

- 1 - J. Nishimura, Handbuch der Physik, vol XLVI/2 - Cosmic Rays II
pg. 1 (1967)
- 2 - J. Nishimura, Supplement of the Progress of Theoretical Physics,
nº 32, pg 72 (1964)
- 3 - C. M.G. Lattes, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, Physics Reports 65
nº 3 (1980)
- 4 - I. Ohta, Supp. Prog. Theor. Phys., nº 47, pg 271 (1971)
- 5 - A. Ohsawa , " Analysis of Air Shower Event "Andromeda" observed
in Chacaltaya Emulsion Chamber", a ser publicado.

Constantes

Observatório de Chacaltaya { altitude 5200 m
profundidade atmosférica 540 g/cm²

Livre caminho médio de interação

no ar { de nucleons . = 80 g/cm²
de pions = 120 g/cm²

no Pb 17 cm.

Unidade de cascata

{ no ar 37,1 g/cm² = 600 m ao nível de Chacaltaya
no Pb 6,4 g/cm² = 0,56 cm

Apêndice I - Teoria de Cascatas Eletromagnéticas

AI-1 Resumo

Os processos elementares na formação de cascatas são:

- a) radiação de freiamento por eletrons
- b) criação de pares $e^+ e^-$ por gamas

O meio onde se desenvolve a c.e.m. determina as aproximações que devemos usar:

- a) aproximação A: os processos considerados são de radiação de freiamento e criação de pares
- b) aproximação B: além dos dois processos da aproximação A, consideramos a perda de energia por ionização.

O calculo das funções que dão o nº de partículas do chuveiro pode ser:

- i) unidimensional: quando somente se busca a variação do numero de partículas com a profundidade.
- ii) tridimensional: estuda-se também a distribuição lateral das partículas em torno do eixo do chuveiro. Nesse caso, leva-se em conta o espalhamento coulombiano pelos núcleos atômicos.

A teoria e sua aplicação no caso das câmaras de fotoemulsão e chumbo podem ser vistas em detalhe na ref. 1 e na ref. 2.

AI- 2 Aplicação na análise do desenvolvimento longitudinal do evento

Embora os calculos distingam os casos de primário eletrôn ou gama, vamos considerá-los equivalentes em face da proximidade numérica dos resultados. Consideraremos ainda que o nº de gamas na cascata à profundidade t é igual ao nº de eletrons àquela profundidade.

Assim, o numero de eletrons e gamas de energia E produzidos por um primário de energia E_0 à profundidade t na atmosfera será

$$2 \mathcal{N}(E_0, E, t) = 2 \frac{1}{2\pi i} \int ds \left(\frac{E_0}{E} \right)^s \frac{1}{E} H_1(s) e^{\lambda_1(s)t} \quad \text{I-1}$$

onde multiplicamos por 2 o numero de eletrons produzidos à profundidade t , que é $\mathcal{N}(E_0, E, t)$, segundo a aproximação A.

As funções $H_1(s)$ e $\lambda_1(s)$ são conhecidas na teoria de cascatas como se pode ver pela ref.

O número de eletrons e gamas na cascata, com energia $> E$ será a integral de I-1:

$$2 \Pi (E_0, E, t) = \frac{2}{2\pi i} \int ds \left(\frac{E_0}{E}\right)^s H_1(s) e^{\lambda_1(s)t} \quad \text{I-2}$$

Na aproximação B, aplicada à câmara, o número de eletrons com energia > 0 produzidos por um primários de energia E será

$$\Pi (E, 0, t) = \frac{1}{2\pi i} \int ds \left(\frac{E}{E}\right)^s H_1(s) k_{10}(s, -s) e^{\lambda_1(s)t} \quad \text{I-3}$$

onde E é a energia crítica no chumbo. $k_{10}(s, -s)$ é também conhecida na teoria de cascatas.

APÊNDICE II
ROTINAS DE PROCESSAMENTO QUÍMICO

TABELA I
Emulsão Nuclear

Banho Prévio: 9 min
Água Desmineralizada
Revelador: 18 min
Amidol, 3 g/litro de Água
Sulfito de Sódio, 6,7 g/litro de Água
Bissulfito de Sódio, 1 g/litro de Água
Freiamento: 9 min
Ácido Acético, 0,01 litro por litro de Água
Fixador: 60 min
Hipossulfito de Sódio, 400 g/litro de Água
Bissulfito de Sódio, 30 g/litro de Água
Lavagem: 120 min
Água Corrente
Temperatura: $(20 \pm 1)^{\circ}\text{C}$

TABELA II
Raio-X

Revelador: 12 min
Konidol "Sakura", 25 g/litro de Água
Freiamento: 4 min
Ácido Acético, 0,02 litro por litro de Água
Fixador: 12 min
Solução A: Hipossulfito de Sódio, 250g/600 cc de Água a 50°C
Solução B: Sulfito de Sódio, 15 g
Ácido Acético, 13,4 cc
Alúmen de Potássio, 15 g
em 200 cc de Água a 50°C

Misturar A e B, completar c/ Água
até um litro

Lavagem: 30 min

Água Corrente

Temperatura: $(20 \pm 1)^{\circ}\text{C}$

Apendice III- Convergência de Chuveiros

Quando hadrons colidem na câmara superior e na inferior, podemos medir ao microscópio, na emulsão nuclear, as distâncias entre seus chuveiros e obter, se for o caso, o ponto na atmosfera para onde eles convergem através de uma triangulação conveniente.

Sendo os chuveiros Pb-jatos, é necessário selecionar os que têm estrutura mais simples - de preferência um só caroço. No nosso caso, foram selecionados 8 chuveiros,

Definimos:

D_S = distância entre um par de chuveiros na câmara superior, tomada como a distância na unidade de cascata 12

D_I = distância na câmara inferior, tomada como a média entre separações na u. c. 2 e u.c. 4

$\Delta = \frac{D_I - D_S}{D_S}$ será inversamente proporcional à altura de origem dos hadrons pela relação $H = h/\Delta$ onde h é o vão livre entre a câmara superior e a inferior. A fig. AIII-1 mostra os resultados. É observada uma grande faixa de variação em Δ . A grosso modo, dizemos que há consistência com qualquer altura acima de 700 m. Explica-se a flutuação quando se lembra que até chegar à câmara, mais de 40 % dos hadrons originalmente produzidos terão interagido, e estaremos muito provavelmente tentando medir convergência de hadrons de colisões subsequentes.

Apendice IV - Modelo de Estados Intermediários e difusão das componentes eletromagnética e hadrônica na atmosfera

1) Espectro de produção de pions carregados e de gamas de um estado intermediário

Consideremos o espectro de pions carregados produzidos por um estado intermediário:

$$\varphi_{\pi^\pm}(E) dE = N_{\pi^\pm} e^{-E/a} \frac{dE}{a} \quad \text{IV-1}$$

onde N_{π^\pm} é a multiplicidade em pions carregados. A energia total irradiada é

$$\sum E_{\pi^\pm} = \int_0^\infty E \varphi_{\pi^\pm}(E) dE = N_{\pi^\pm} a \quad \text{IV-2}$$

ou seja, a é a energia média dos pions.

A emissão simultânea de π^0 s dará por decaimento um espectro de gamas do tipo

$$\varphi_\gamma(E) dE = 2 \frac{dE}{a} \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} \frac{N_{\pi^\pm}}{2} e^{-E'/a} \quad \text{IV-3}$$

supondo válida a independência de carga.

2) Espectro energético dos (e^\pm, γ)

Quando esses gamas atravessam a atmosfera até a câmara, o espectro energético será

$$\begin{aligned} F_\gamma(E, t) &= \int_0^\infty \varphi_\gamma(E') dE' 2\pi(E', E, t) \\ &= \frac{2 N_{\pi^\pm}}{2\pi i} \int_{s+1} \left(\frac{a}{E}\right)^s \frac{1}{E} H_1(s) \Gamma(s+1) e^{\lambda_1(s)t} \quad \text{IV-4} \end{aligned}$$

onde $\pi(E_0, E, t)$ é a função que nos fornece o número de eletrons de energia E (ou no intervalo $E \rightarrow E + dE$) depois de atravessar a espessura t de matéria. E_0 é a energia da partícula primária. A eq. IV-4 em forma integral fica:

$$I_\gamma(>, E, t) = \frac{2 N_{\pi^\pm}}{2\pi i} \int_{s+1} \left(\frac{a}{E}\right)^s H_1(s) \Gamma(s) e^{\lambda_1(s)t} \quad \text{IV-5}$$

3) Difusão de hadrons

A primeira expressão a ser calculada na difusão de hadrons leva em conta o efeito da inelasticidade (perda de energia nas colisões subsequentes) e despreza o efeito de produção de novas partículas. Ela é dada por

$$F_{\pi}(E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int ds \frac{1}{E^{\Delta+1}} N_{\pi\pm} a^{\Delta} \rho(\Delta+1) e^{\mu_{\pi}(\Delta)t} \quad \text{IV-6}$$

onde $N_{\pi\pm} a^{\Delta} \rho(\Delta+1)$ está relacionada com o espectro de produção tipo exponencial e $e^{\mu_{\pi}(\Delta)t}$ aparece para dar conta da atenuação na atmosfera:

$$\mu_{\pi}(\Delta) = \frac{1}{\lambda_{\pi}} \left[\langle (1-k)^{\Delta} \rangle - 1 \right] = \frac{1}{\lambda_{\pi}} \left[\frac{1}{\Delta+1} - 1 \right] \quad \text{IV-7} \quad 0$$

é o livre caminho médio de atenuação para pions. A média é calculada em k , que tem distribuição uniforme de 0 a 1. λ_{π} é o livre caminho médio de colisão para pions e k é a inelasticidade total, definida por

$$kE = \sum E_{\pi^{+-0}}$$

Na forma integral, IV-6 fica

$$I_{\pi}(>E, t) = \frac{N_{\pi\pm}}{2\pi i} \int \frac{ds}{s} \left(\frac{a}{E}\right)^{\Delta} \rho(\Delta+1) e^{\mu_{\pi}(\Delta)t} \quad \text{IV-8}$$

4) Contribuição da produção múltipla na difusão de pions

Para levar em conta esse efeito, basta em IV-7 somar o termo devido à produção múltipla:

$$\Lambda_{\pi}(\Delta) = \frac{1}{\lambda_{\pi}} \left[\frac{1}{(\Delta+1)} + N_0 \left(\frac{2}{3N_0}\right)^{\Delta} \frac{\rho(\Delta+1)}{\Delta+1} - 1 \right] \quad \text{IV-9}$$

Assim

$$I_{\pi}(>E, t) = \frac{N_{\pi\pm}}{2\pi i} \int \frac{ds}{s} \left(\frac{a}{E}\right)^{\Delta} \rho(\Delta+1) e^{\Lambda_{\pi}(\Delta)t} \quad \text{IV-10}$$

Apêndice V - Espectro energético de hadrons e espectro energético de

Pb e Cjatos

Seja o espectro energético de hadrons no topo da câmara

$$F_h(E) dE$$

V-1

Dentre esses, uma parcela interagirá e na observação a inelasticidade

aparece na forma $E_h^{(\gamma)} = k_\gamma E$. Então, o espectro energético dos Pb e

Cjatos é dado por:

$$F(E_h^{(\gamma)}) dE_h^{(\gamma)} = dE_h^{(\gamma)} \int d k_\gamma \eta(k_\gamma) \int_0^\infty F_h(E) dE \delta(E_h^{(\gamma)} - k_\gamma E)$$

V-2

onde $\eta(k_\gamma)$ é a distribuição de inelasticidade

0

$$F(E_h^{(\gamma)}) dE_h^{(\gamma)} = dE_h^{(\gamma)} \int \frac{d k_\gamma}{k_\gamma} \eta(k_\gamma) F\left(\frac{E_h^{(\gamma)}}{k_\gamma}\right)$$

V-3

Definições:

1) $K_\gamma = \frac{1}{3} K$ k é a inelasticidade total e tem distribuição uniforme em $0 \rightarrow 1$

2) k_γ pode variar em $0 \rightarrow \frac{1}{3}$ e sua distribuição é dada por

$$\eta(k_\gamma) dk_\gamma = a_k dk_\gamma$$

Normalização: $\int_0^{1/3} a_k dk_\gamma = \frac{1}{3} a_k = 1$

Valor médio:

$$\langle k_\gamma \rangle = \int_0^{1/3} k_\gamma a_k dk_\gamma = a_k \int_0^{1/3} k_\gamma dk_\gamma = \frac{a_k}{2} \left(\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{1}{6k}$$

Se $F_h(E)$ é expresso em forma diferencial por

$$F_h(E) = \frac{1}{2\pi i} \int ds \frac{1}{E^{\delta+1}} f(s)$$

a equação V-3 fica:

$$F_h(E_h^{(\gamma)}) dE_h^{(\gamma)} = dE_h^{(\gamma)} \frac{1}{2\pi i} \int ds \left(\frac{1}{E_h^{(\gamma)}}\right)^{\delta+1} f(s) \int_0^{1/3} k_\gamma^3 \eta(k_\gamma) dk_\gamma$$

$$= dE_h^{(\gamma)} \frac{1}{2\pi i} \int ds \left(\frac{3}{\delta+1}\right) \left(\frac{1}{3 E_h^{(\gamma)}}\right)^\delta f(s)$$

O espectro integral de energia será:

$$I(\delta, E_h^{(\gamma)}) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds}{s(\delta+1)} \left(\frac{3}{3 E_h^{(\gamma)}}\right)^\delta f(s)$$

Ou seja, o efeito de a inelasticidade ter uma distribuição uni-
forme aparece como um termo $\frac{1}{\Delta+1} \left(\frac{1}{3}\right)^\Delta$.

Apêndice VI - Hipótese de Centauro

Espectros de hádrons e (e^+, μ^+) , supondo que o evento tipo Centauro ocorreu na atmosfera, à altura t (em l.c.m.i.) acima da câmara

a) Espectro de produção dos nucleons

Seja o espectro diferencial dos nucleons

$$\phi_N(E) dE = N_N e^{-E/b} \frac{dE}{b} \quad \text{VI-1}$$

N_N é a multiplicidade dos nucleons

A energia total irradiada é

$$E_{\text{total}} = \int_0^{\infty} E \phi_N(E) dE = b N_N \quad \text{VI-2}$$

ou seja b é a energia média dos nucleons

b) Espectro dos nucleons após a difusão

Denotaremos o número de nucleons no intervalo de energia

$E \rightarrow E+dE$ à profundidade t por $F_N(E, t) dE$

A difusão dos nucleons na atmosfera pode ser expressa pela eq.

diferencial

$$\frac{\partial F_N}{\partial t} = - \frac{1}{\lambda_N} F_N(E, t) + \frac{1}{\lambda_N(1-K)} F_N\left(\frac{E}{1-K}, t\right) \quad \text{VI-3}$$

onde λ_N é o livre caminho médio de interação dos nucleons

K é a inelasticidade da interação nuclear, considerada uniforme no intervalo $0 \rightarrow 1$

O primeiro termo à direita na eq VI-3 dá conta dos nucleons que, colidindo, perdem energia e saem do intervalo $E \rightarrow E+dE$. O segundo dá o número de hádrons que entram no intervalo de energia, também devido a colisões. A solução da eq VI-3 que obedece à condição VI-1 é:

$$F_N(E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int d\Delta \left(\frac{b}{E}\right)^\Delta \frac{1}{E} \Gamma(\Delta+1) e^{\mu_N(\Delta)t} \quad \text{VI-4}$$

onde $\mu_N(\Delta)$ é o livre caminho médio de atenuação dos nucleons:

$$\mu_N(\Delta) = \frac{1}{\lambda_N} \left[\langle (1-K)^\Delta \rangle - 1 \right] = \frac{1}{\lambda_N} \left[\frac{1}{\Delta+1} - 1 \right]$$

Aqui, o símbolo $\langle \rangle$ denota média em inelasticidade.

c) Espectro energético de pions

Pions são produzidos através de interações dos nucleons com os nucleos

da atmosfera. Esses pions, por sua vez, produzem novos pions por colisões na atmosfera e o processo se desenvolve.

Consideremos que um primário (seja nucleon ou pion) de energia E_0 produza, por colisão, na atmosfera, pions conforme o espectro energético

$$\phi_{\pi^\pm}(E_0, E) dE = a N_{\pi^\pm} e^{-aE/E_0} \frac{dE}{E_0} \quad \text{VI-6}$$

onde $a = 3 N_{\pi^\pm} / 2k$

N_{π^\pm} = multiplicidade dos pions carregados

A difusão de pions na atmosfera é representada pela equação

$$\frac{\partial F_\pi}{\partial t} = -\frac{1}{\lambda_\pi} F_\pi(E, t) + \frac{1}{\lambda_\pi(1-k)} F_\pi\left(\frac{E}{1-k}, t\right) + P_\pi^{(\pi)}(E, t) + P_\pi^{(N)}(E, t) \quad \text{VI-7}$$

onde $P_\pi^{(\pi)}(E, t)$ e $P_\pi^{(N)}(E, t)$ são os termos relativos à produção múltipla de pions por um primário pion e produção múltipla de pions por um primário nucleon, respectivamente. Explicitamente:

$$P_\pi^{(\pi)}(E, t) = \frac{1}{\lambda_\pi} \int_0^\infty \phi_\pi(E_0, E) F_\pi(E_0, t) dE_0 \quad \text{VI-8-1}$$

$$P_\pi^{(N)}(E, t) = \frac{1}{\lambda_N} \int_0^\infty \phi_\pi(E_0, E) F_N(E_0, t) dE_0 \quad \text{VI-8-2}$$

A solução da eq. VI-7 é

$$F_\pi(E, t) = \frac{N_N}{2\pi i} \int d\delta \left(\frac{b}{E}\right)^\delta \frac{1}{E} P(\delta+1) \phi(\delta) \frac{e^{\mu_N(\delta)t} - e^{\Lambda_\pi(\delta)t}}{\lambda_N [\mu_N(\delta) - \Lambda_\pi(\delta)]} \quad \text{VI-9}$$

onde $\Lambda_\pi(\delta) = \frac{1}{\lambda_\pi} \left[\langle (1-k)^\delta \rangle + \phi(\delta) - 1 \right]$

$$\phi(\delta) = \left\langle \frac{N_{\pi^\pm} P(\delta+1)}{a^\delta} \right\rangle = \frac{N_{\pi^\pm}}{\delta+1} \left(\frac{a}{3 N_{\pi^\pm}} \right)^\delta P(\delta+1)$$

d) Espectro energético dos (e^\pm, γ)

A componente eletromagnética vem da formação de cascatas eletromagnéticas atmosféricas, originadas pelo decaimento dos π^0 's. Estes

são produzidos simultaneamente com pions carregados. Sob a hipótese de independência de carga, o espectro de produção de pions neutros será

$$p_{\pi^0}(E, t) = \frac{1}{2} \left[p_{\pi}^{(\pi)}(E, t) + p_{\pi}^{(N)}(E, t) \right] \quad \text{VI-10}$$

de modo que o espectro de gamas do seu decaimento é dado por

$$p_{\gamma}(E, t) = \int_E^{\infty} \frac{2}{E_0} p_{\pi^0}(E_0, t) dE_0 \quad \text{VI-11}$$

Chegamos ao espectro de (e^{\pm}, γ) na câmara através da convolução

$$F_{e, \gamma}(E, t) = \int_0^t dt' \int_E^{\infty} dE' p_{\gamma}(E', t') \pi(E', E, t-t') \quad \text{VI-12}$$

$\pi(E_0, E, t)$ expressa o nº de eletrons no intervalo de energia $E \rightarrow E+dE$ na profundidade t , quando a energia do primário é E_0

$$\pi(E_0, E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int ds \left(\frac{E_0}{E}\right)^s \frac{1}{E} H_j(s) e^{\lambda_j(s)t} \quad \text{VI-13}$$

onde o índice j significa soma para $j=1$ e $j=2$

O fator 2 na eq. VI-12 aparece para se dar conta de eletrons e ftons.

Conforme já foi dito, a contribuição de pions no espectro de hadrons é dominante a energias relativamente baixas. Isso significa que para se examinar o espectro de (e^{\pm}, γ) na região de energias mais altas, serão considerados somente (e^{\pm}, γ) produzidos por interações induzidas por nucleons

$$F_{e, \gamma}(E, t) = \frac{2 N_N}{2\pi i} \int_{s+1} \frac{ds}{s} \left(\frac{b}{E}\right)^s \frac{1}{E} \Gamma(s+1) H_j(s) \frac{e^{\mu_N(s)t} - e^{\lambda_j(s)t}}{\mu_N(s) - \lambda_j(s)} \quad \text{VI-14}$$

Agradecimentos

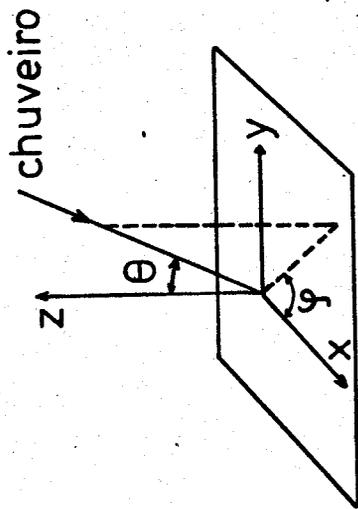
O autor expressa seu agradecimento a todos os membros da Colaboração Brasil-Japão.

Agradecimentos ao prof. Lattes, pela orientação neste trabalho.

Agradecimentos aos prof. Fujimoto, Hasegawa e Ohsawa pelas valiosas discussões.

Agradecimentos à Carola.

0



θ ang. zenital
 φ ang. azimutal

FIG 1

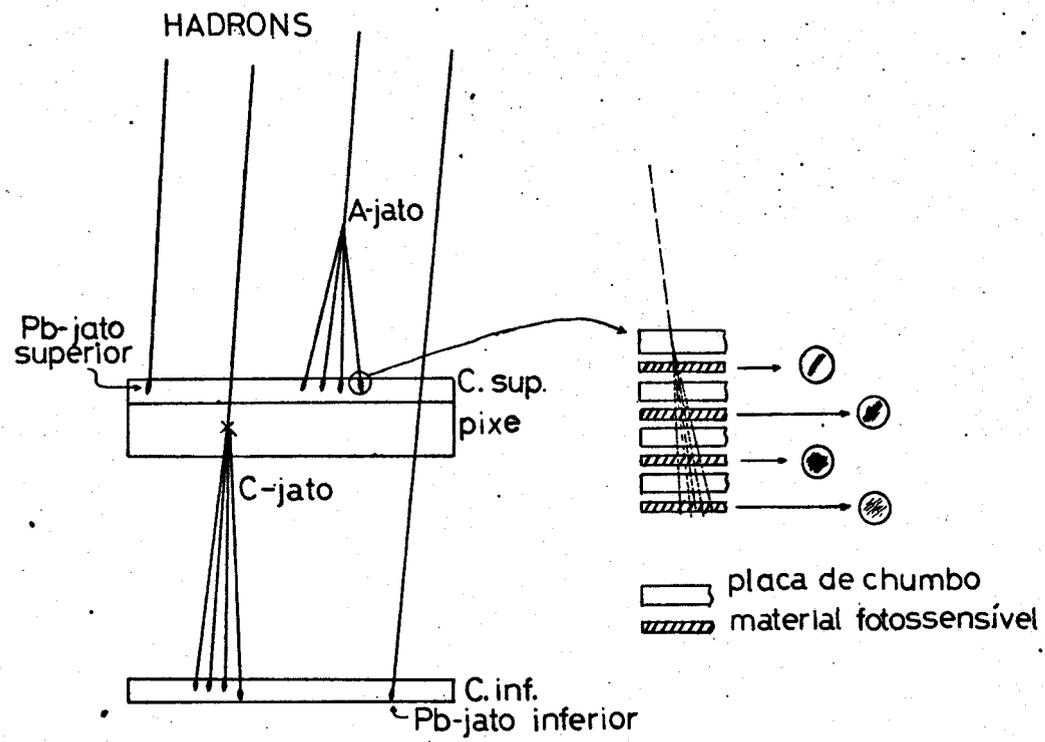


Fig. 2

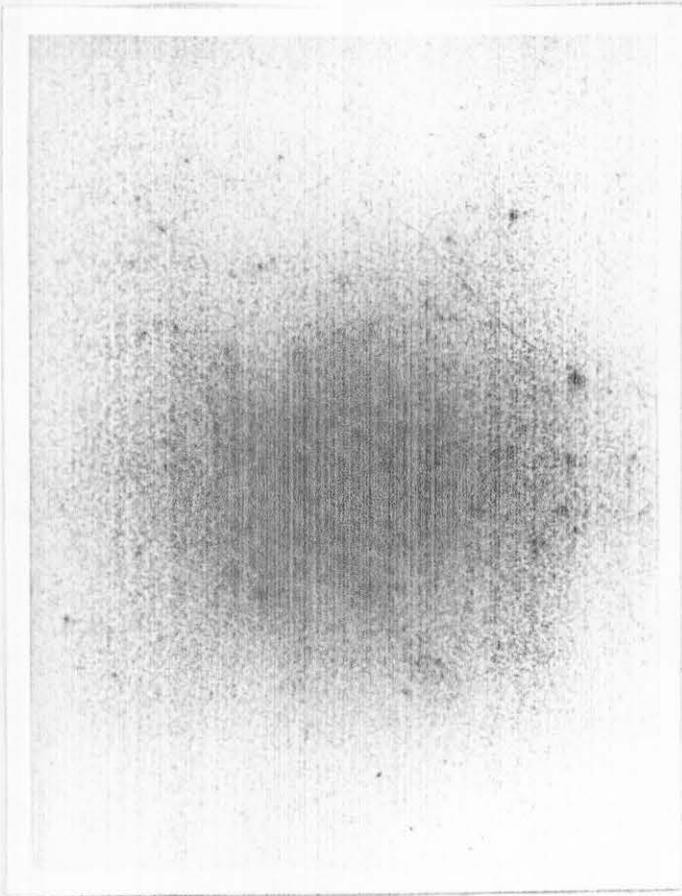


FIG 4

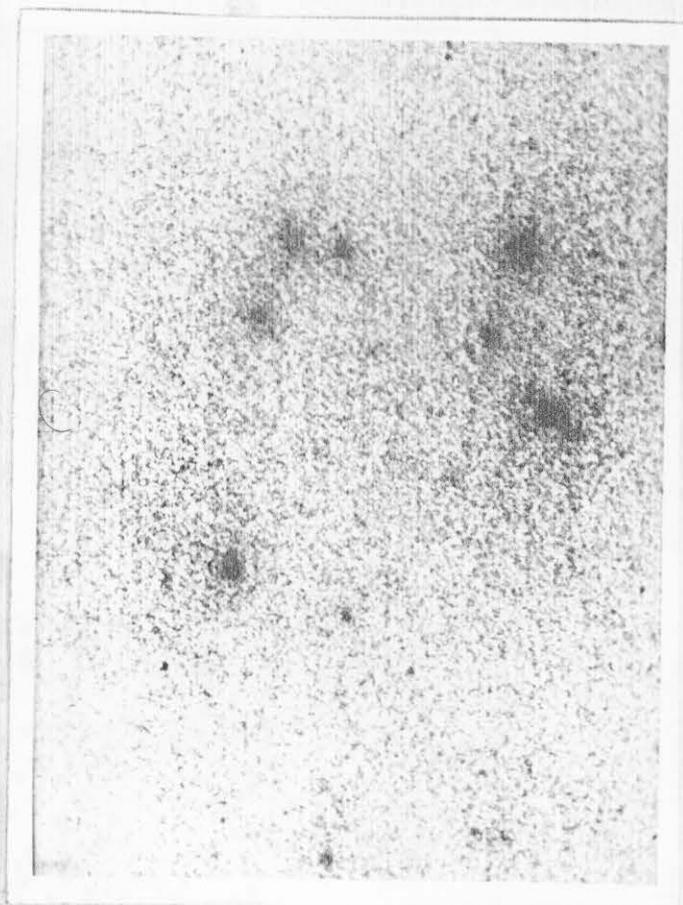


FIG 5

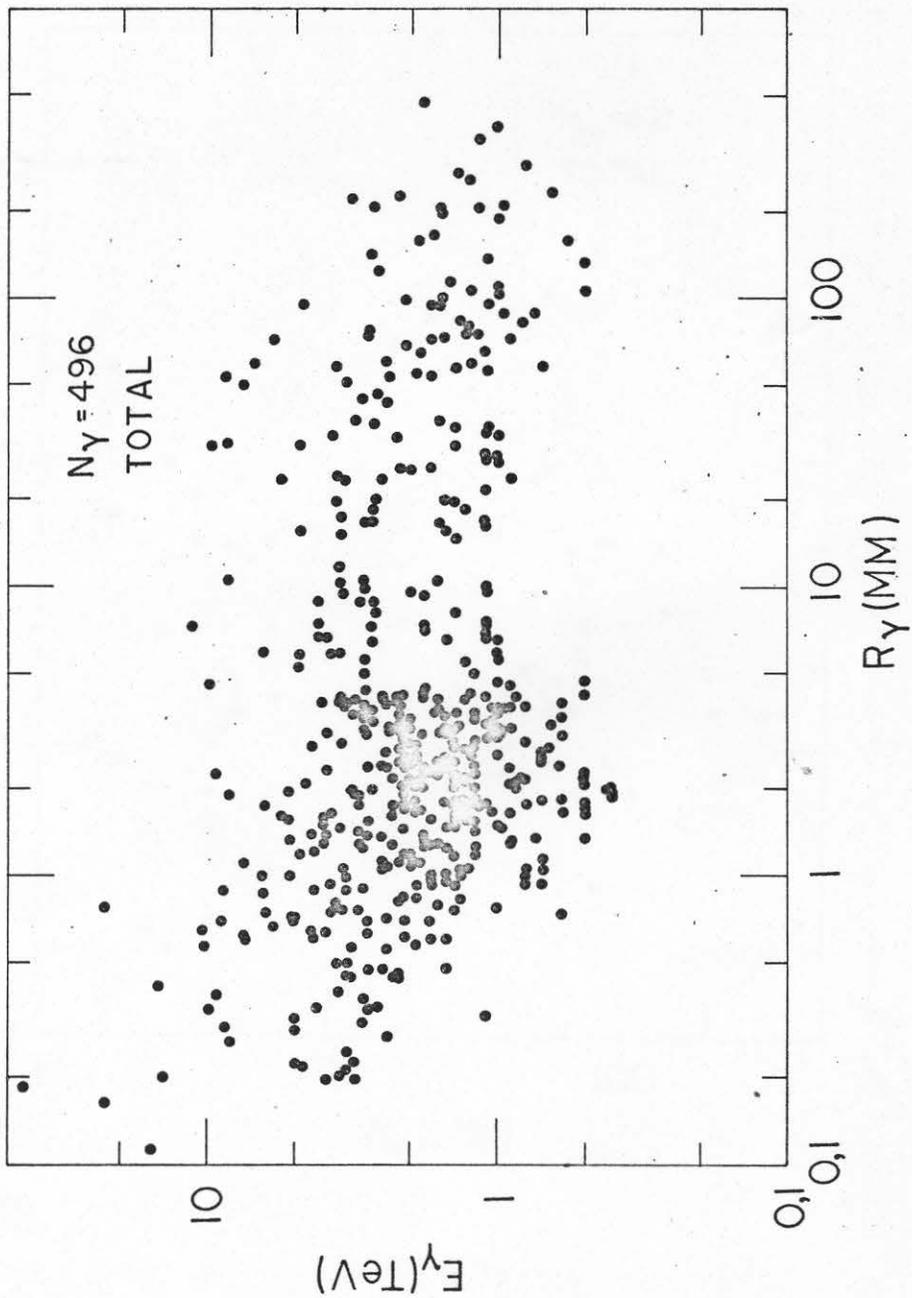


FIG 6

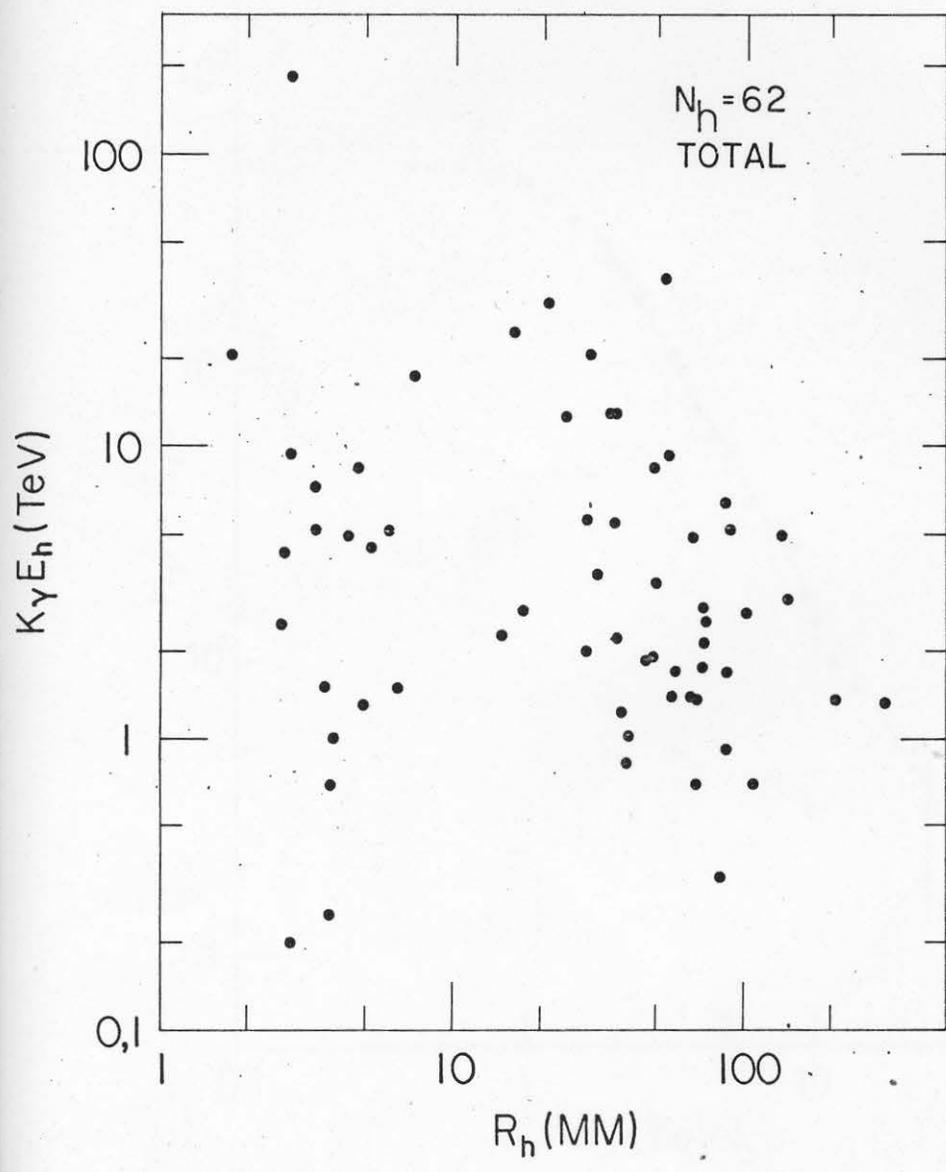


FIG. 7

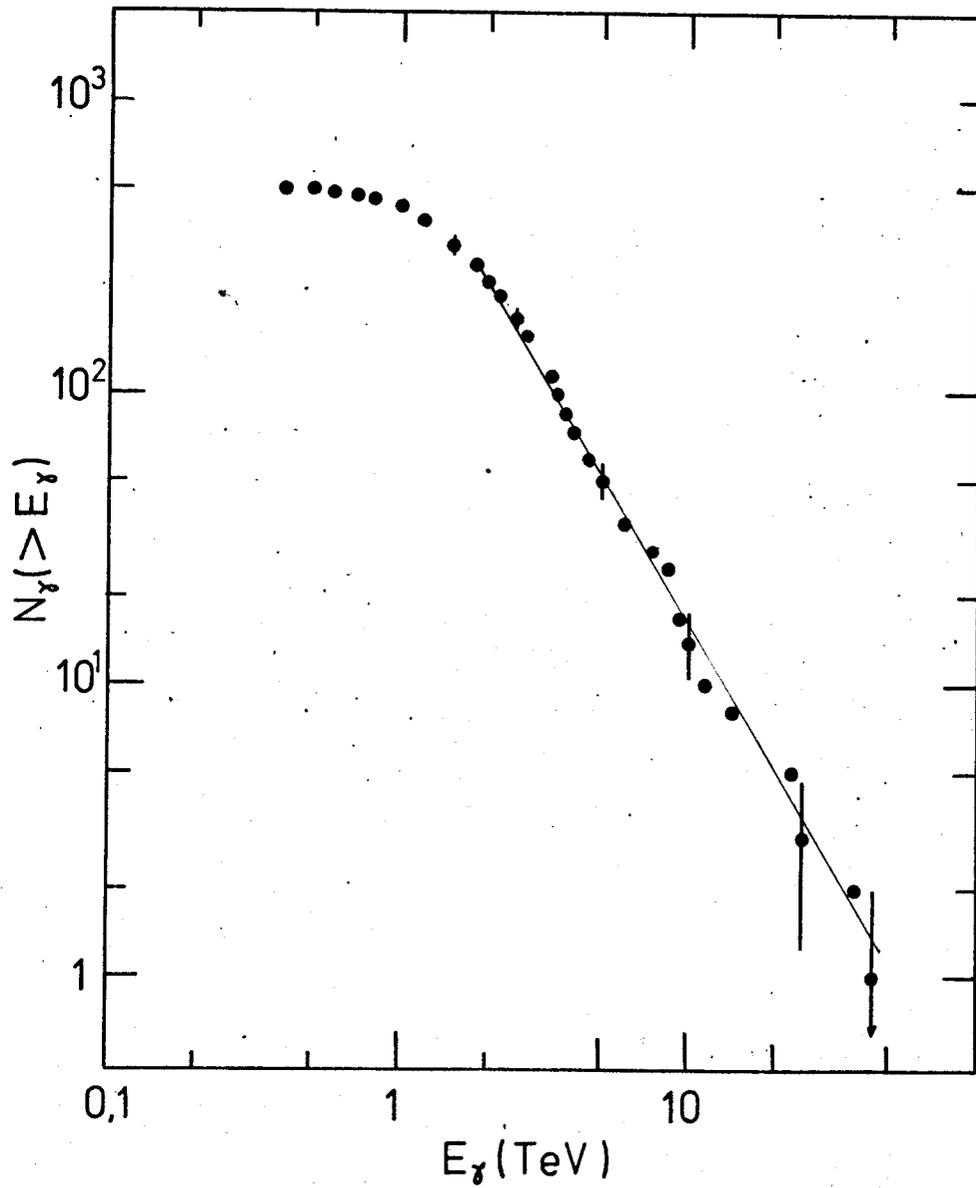


FIG 8

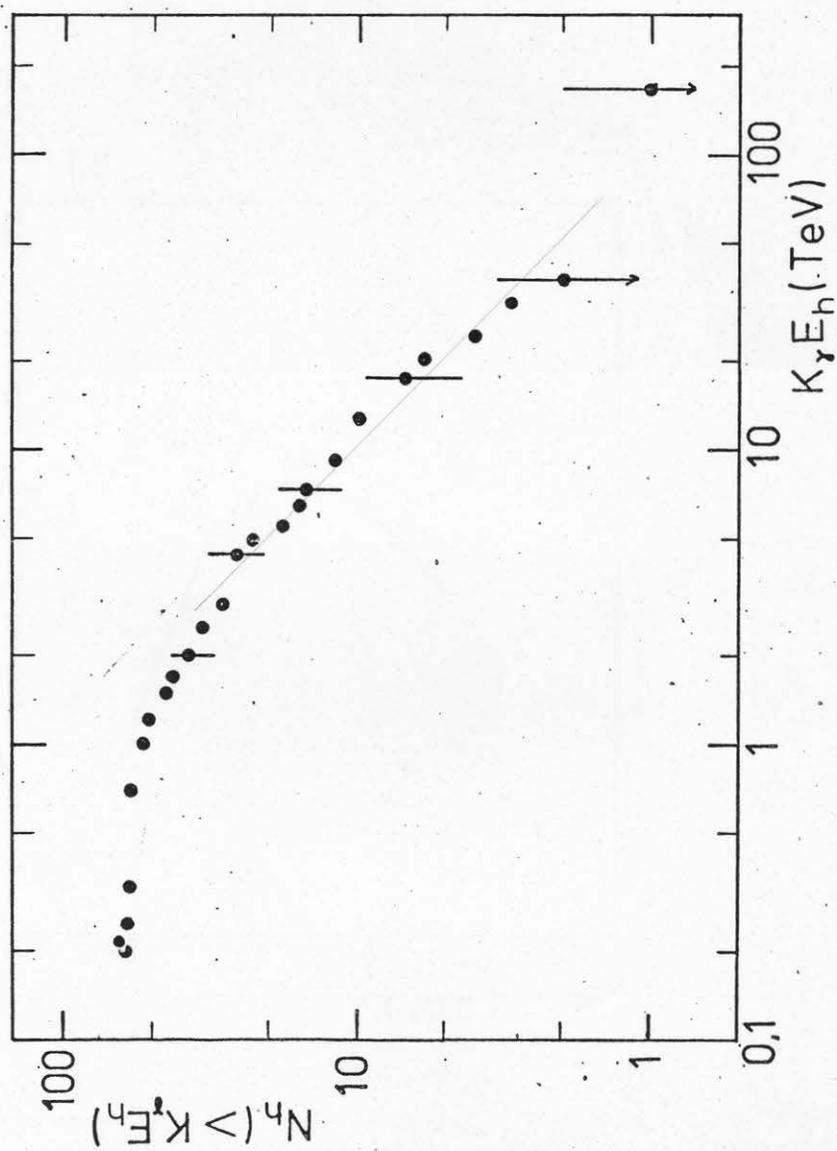


FIG 9

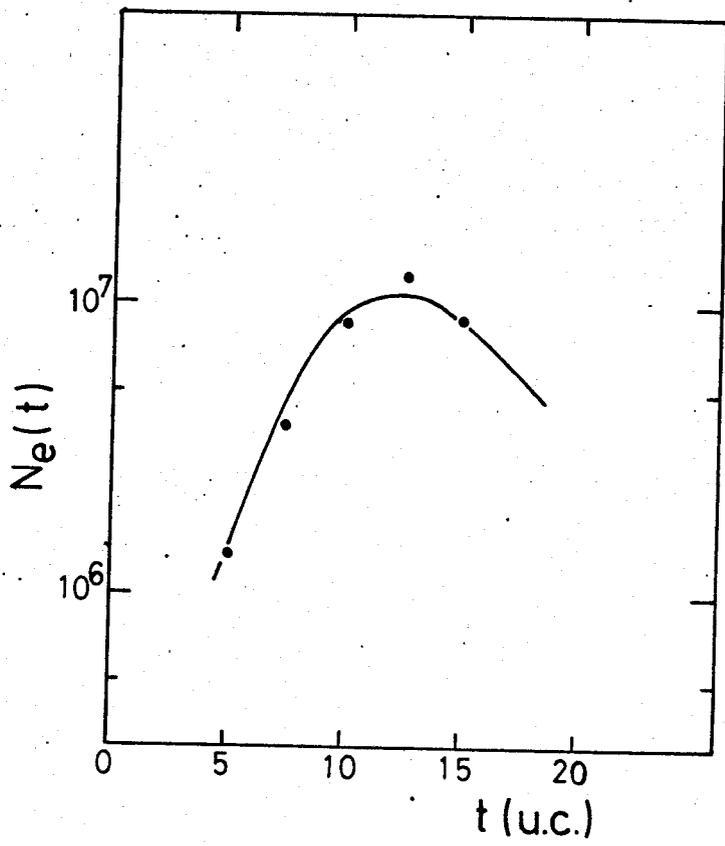


FIG 10

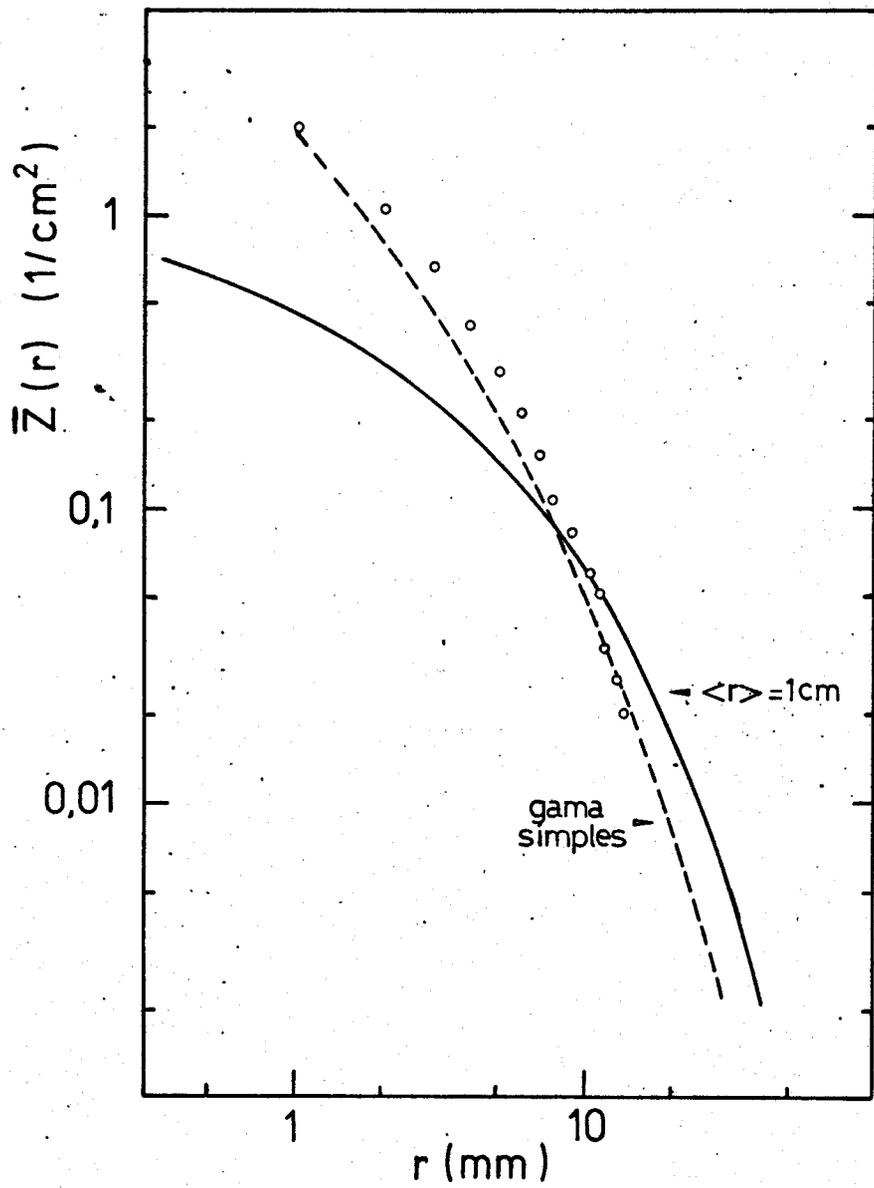


FIG. 11

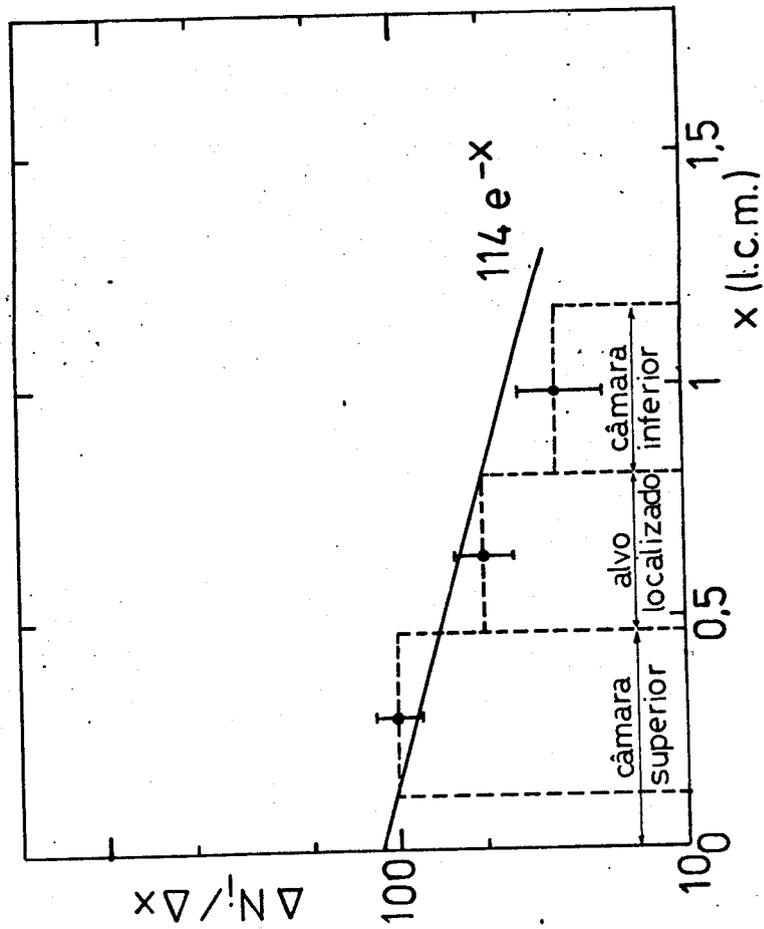


FIG 12

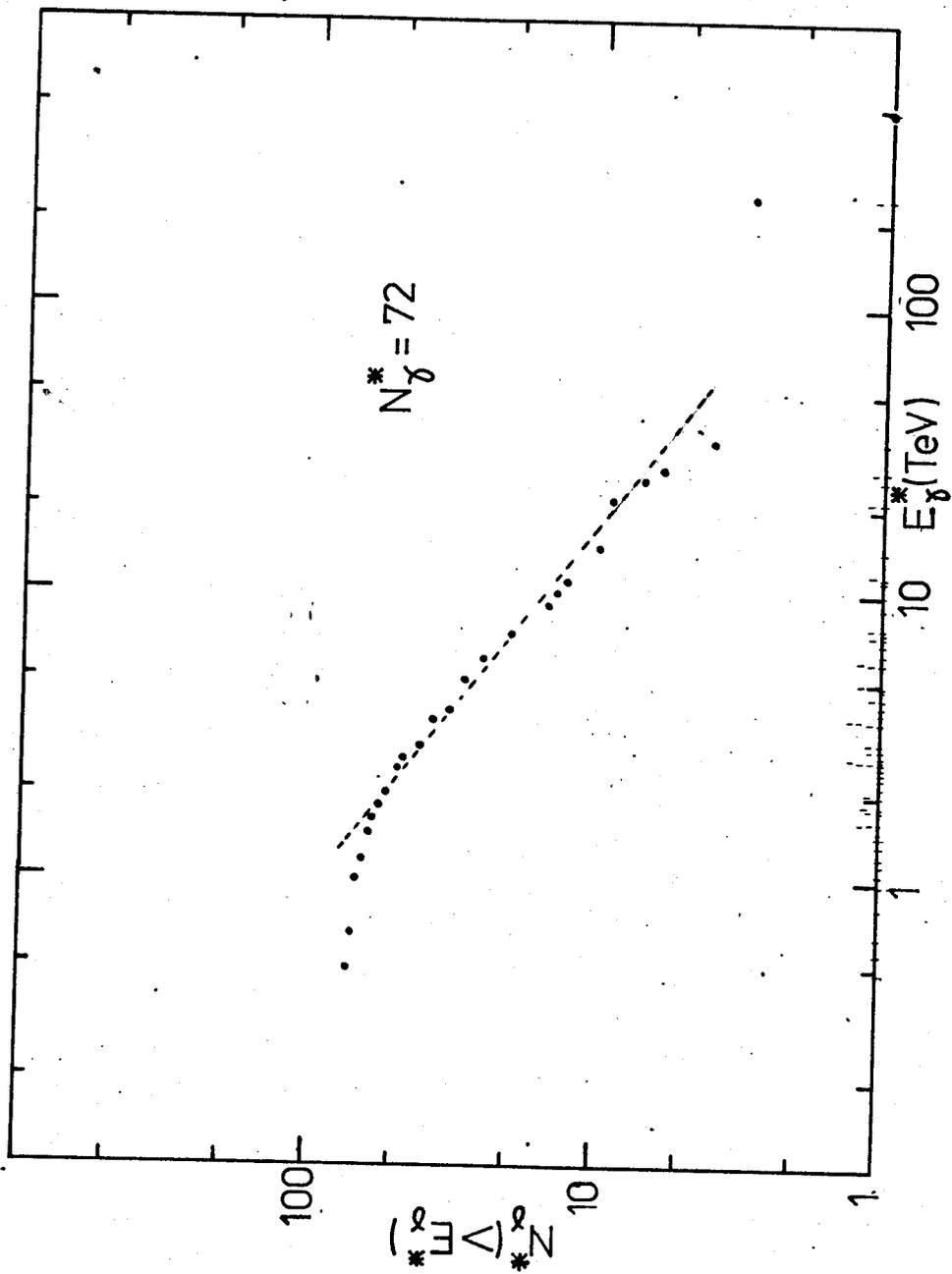


FIG 13

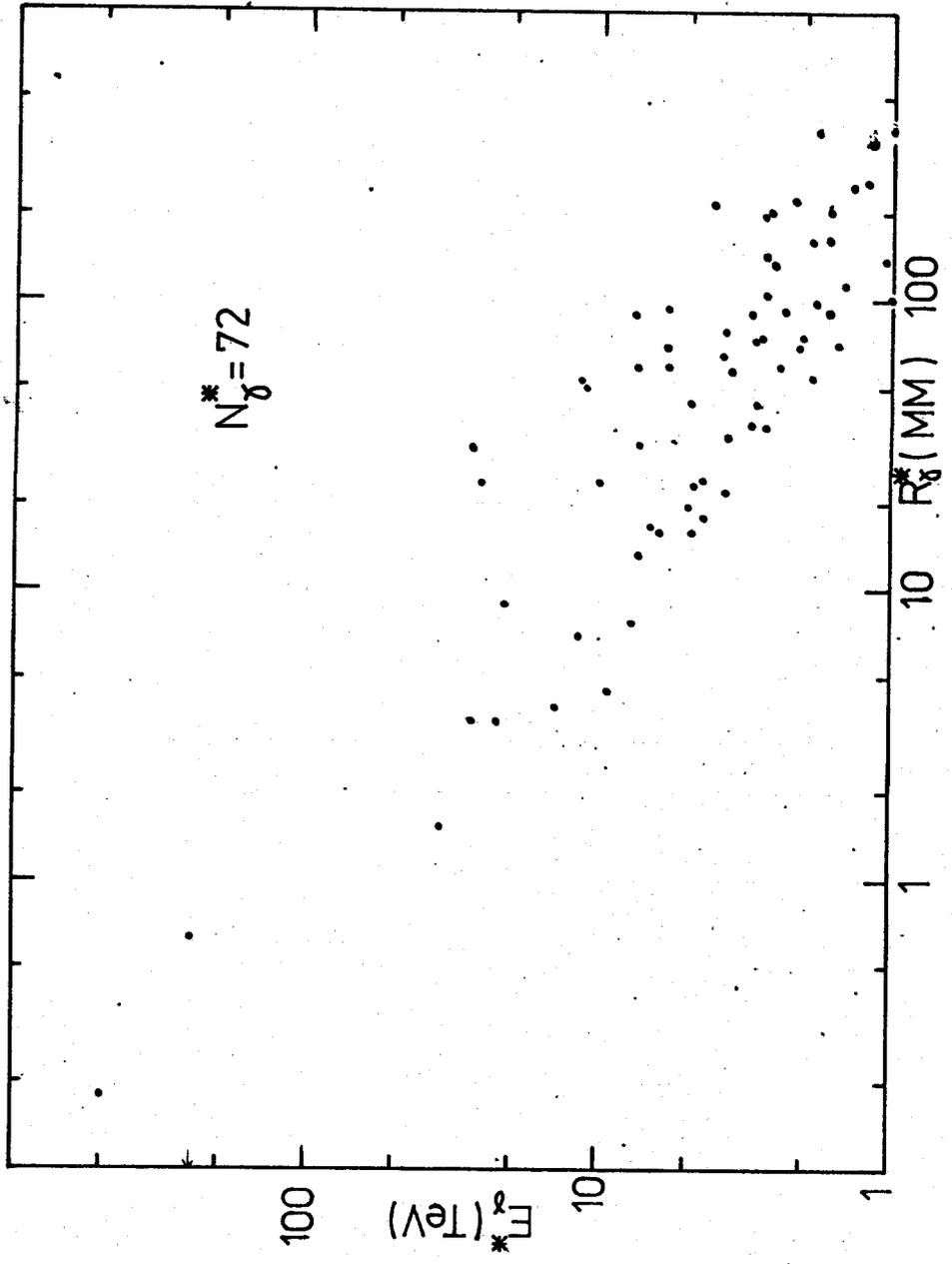


FIG 14

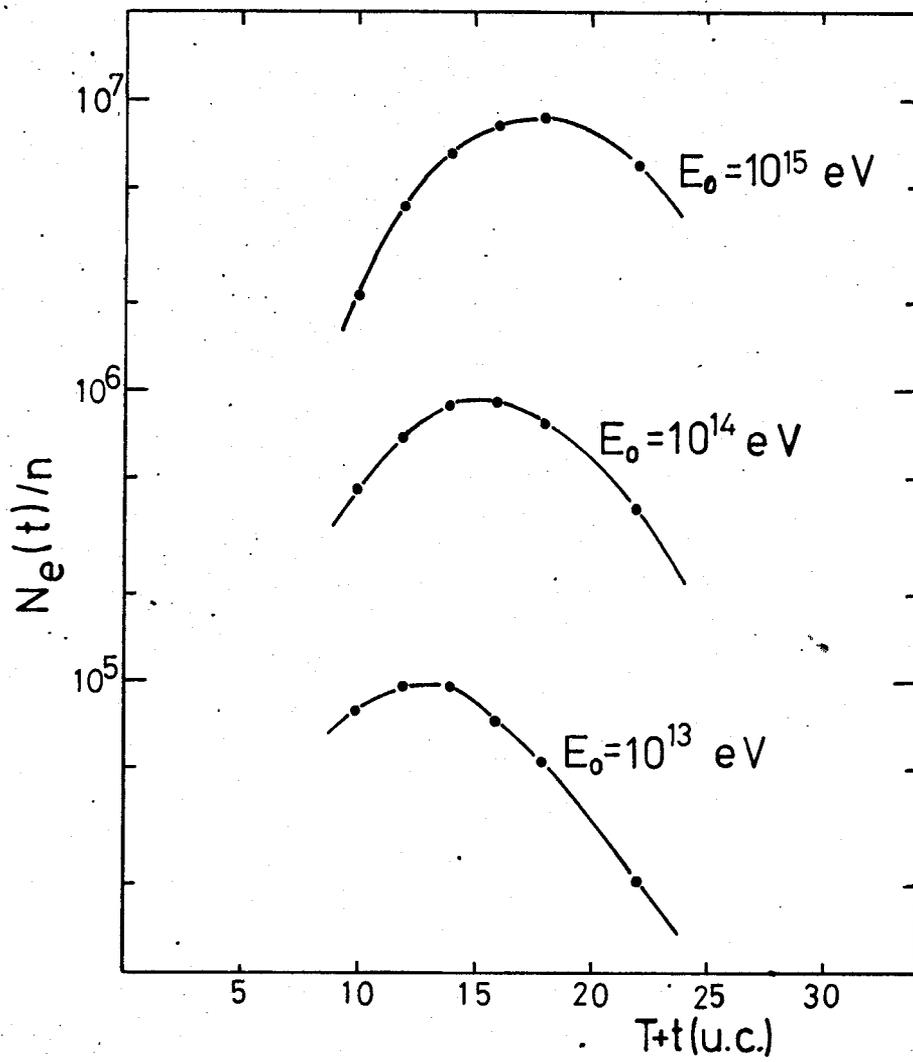


FIG 15

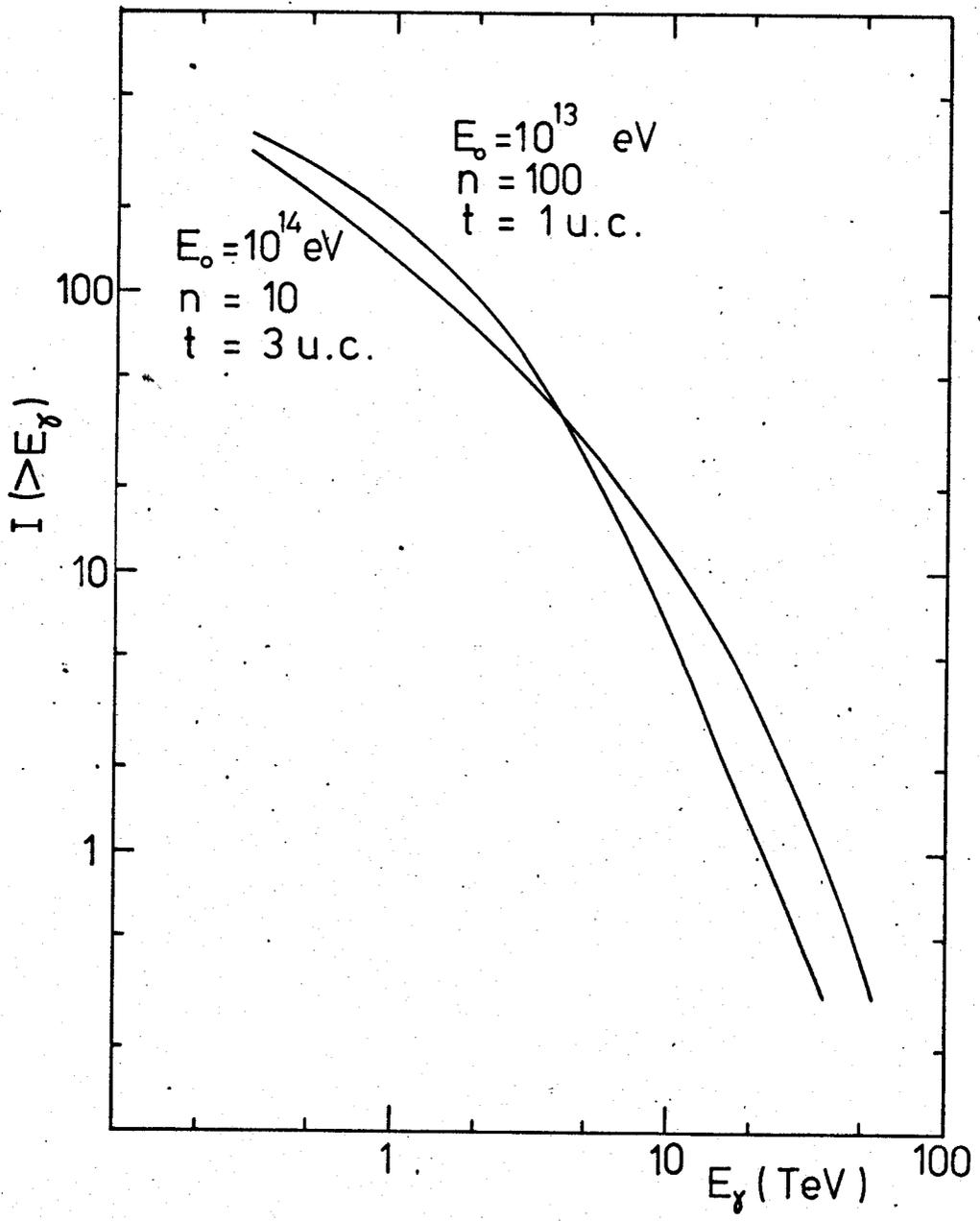


FIG 16

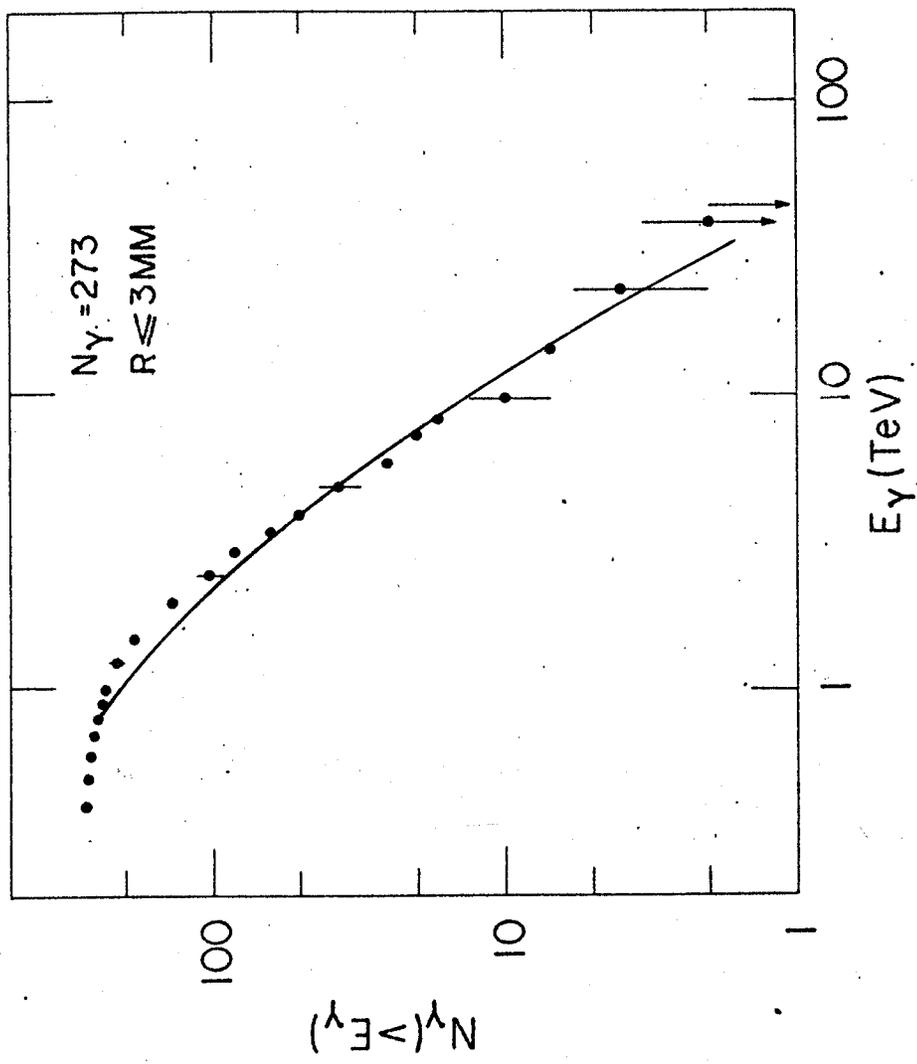


FIG 17

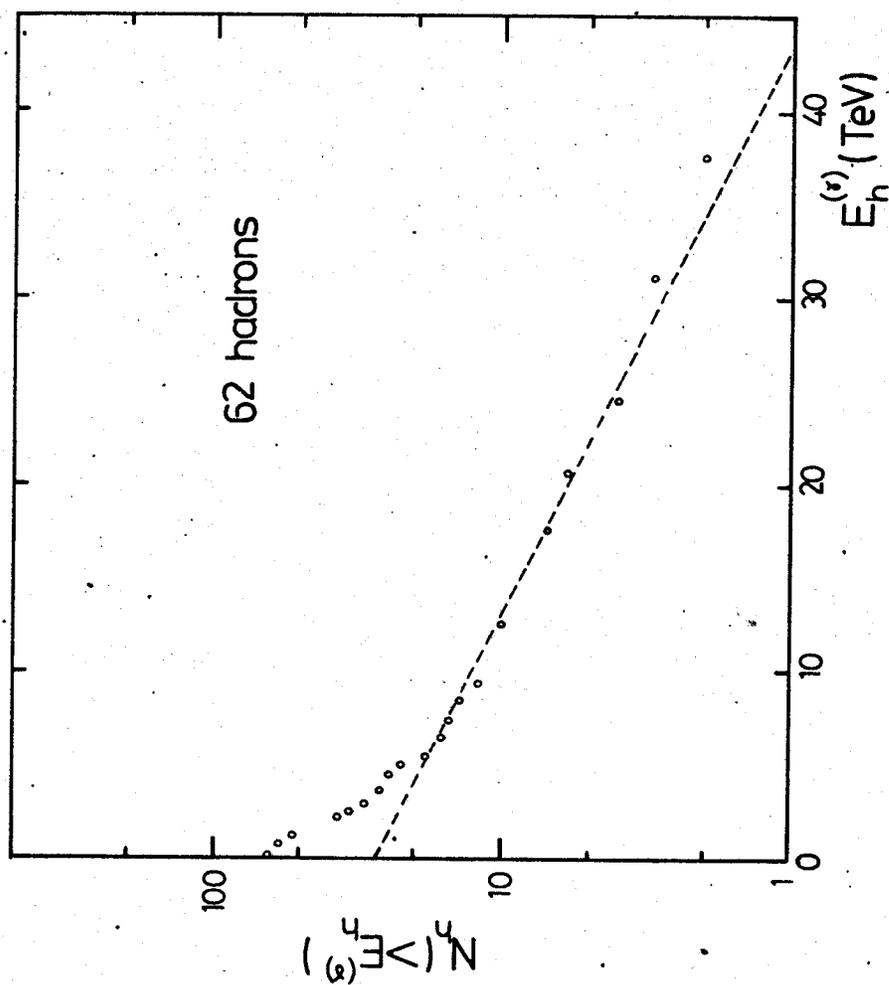


FIG 18

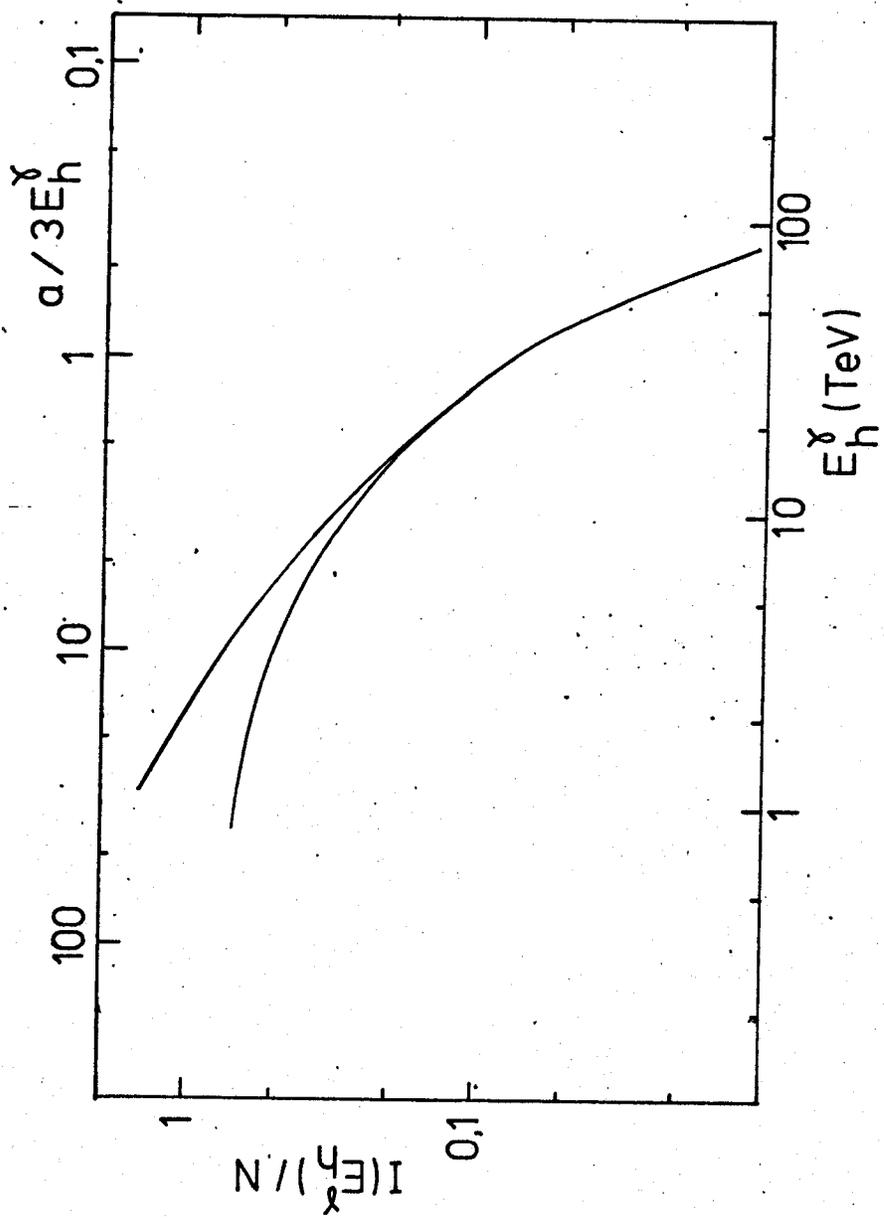


FIG. 19

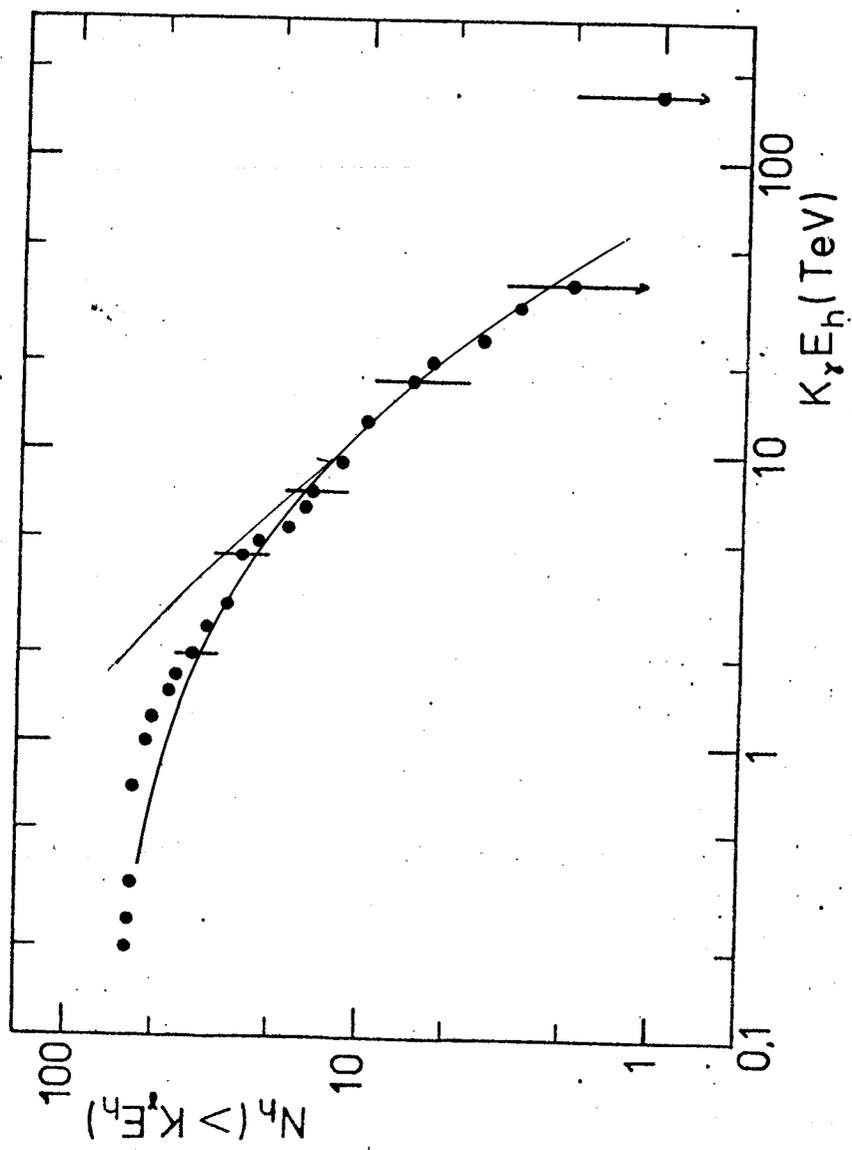


FIG 20

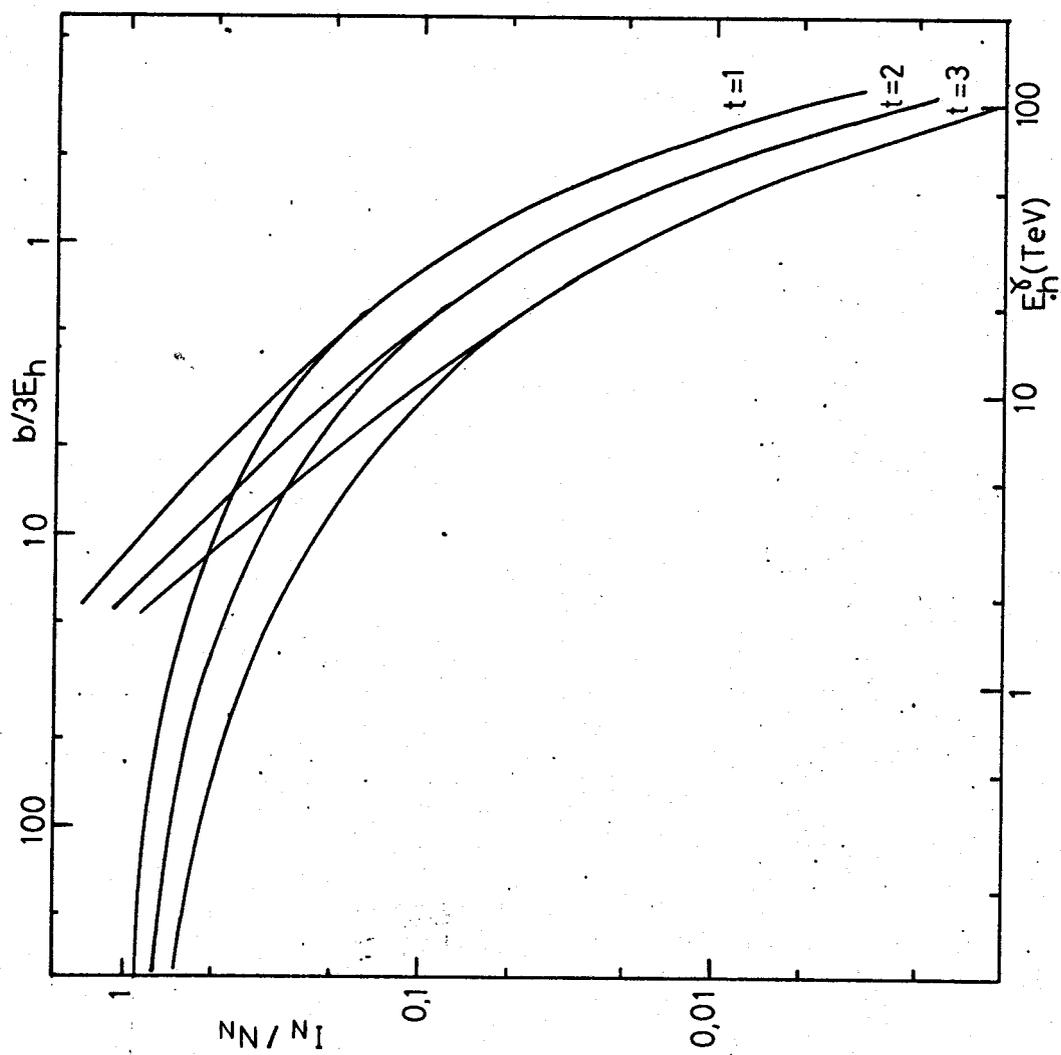


FIG 21

Fig.

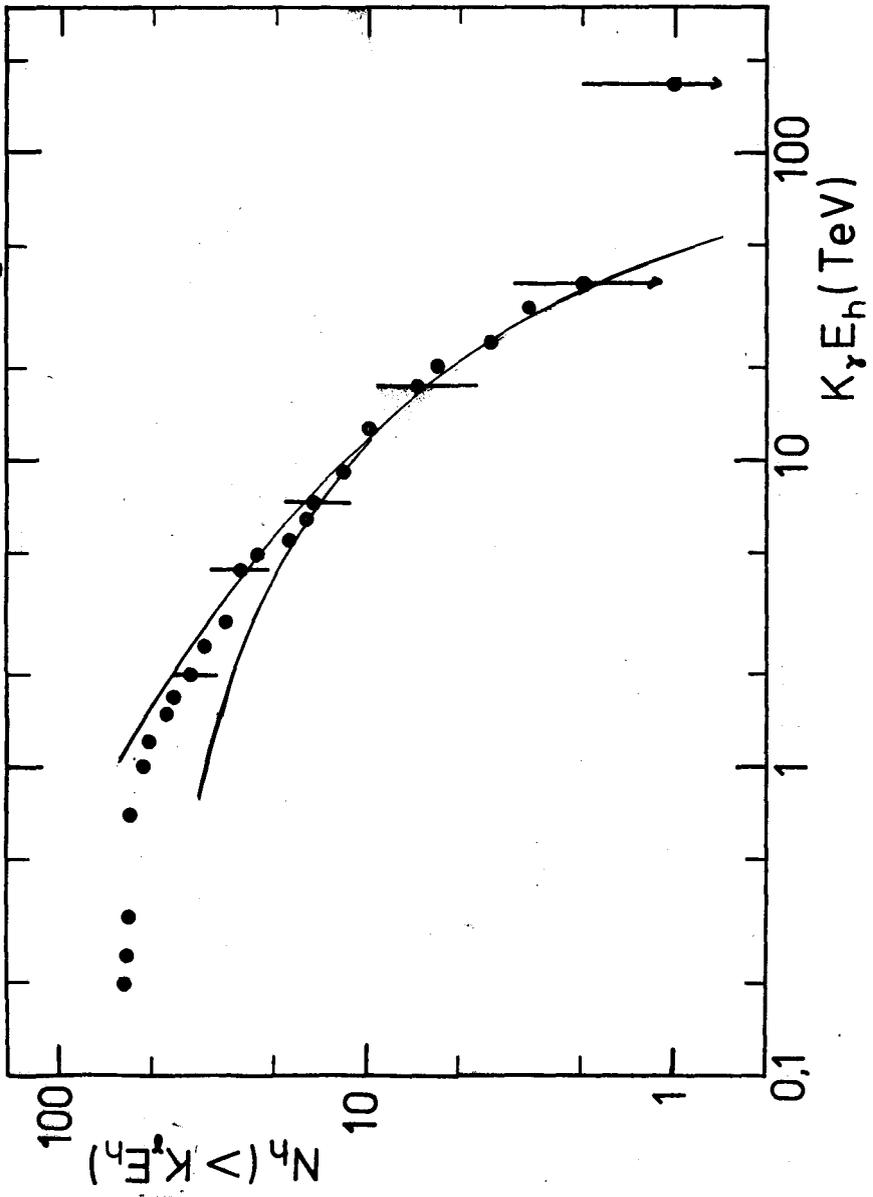


FIG22

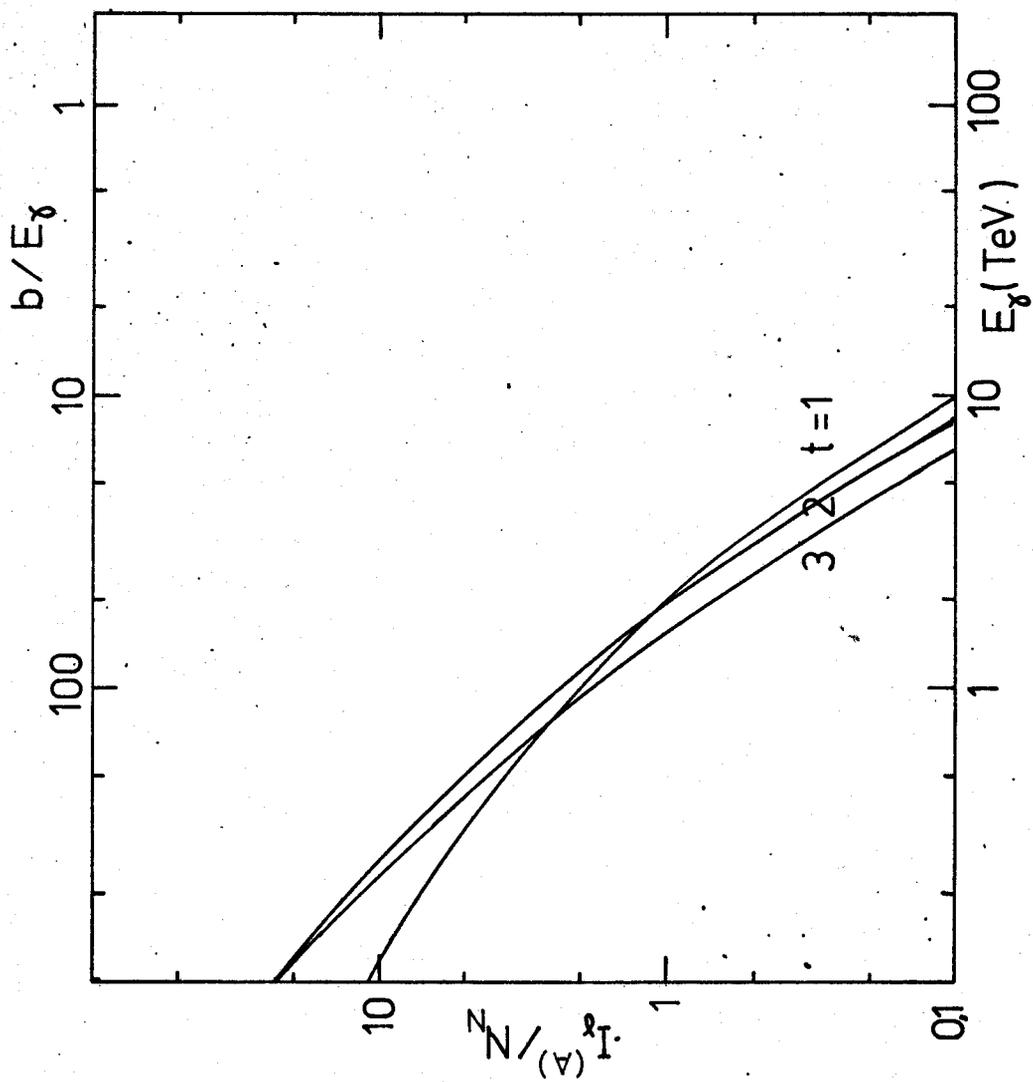


FIG. 23

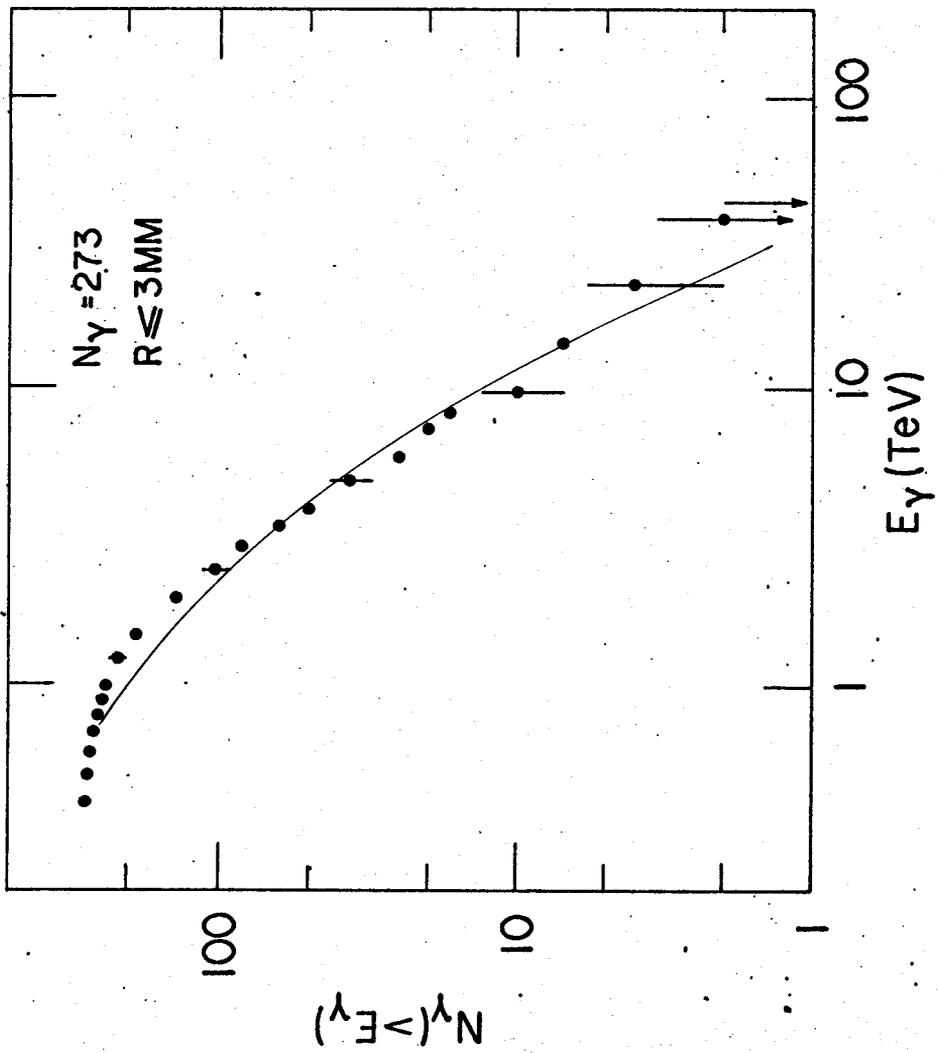


FIG 24

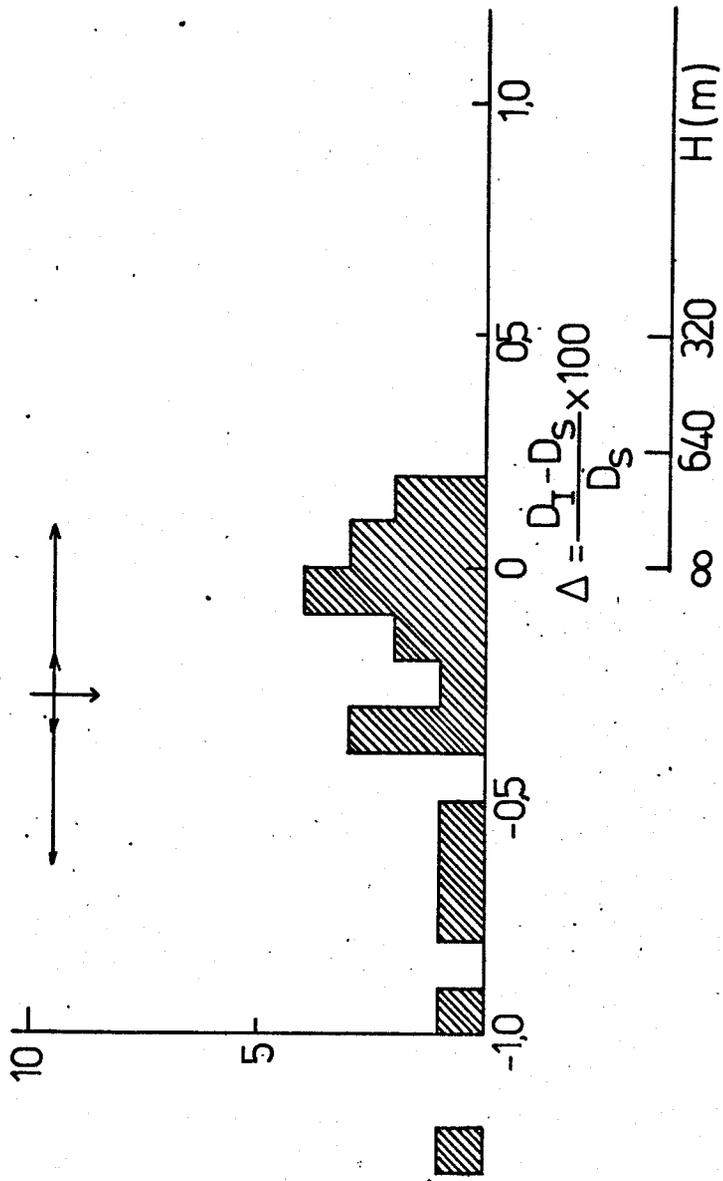


FIG A IIII-1