

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

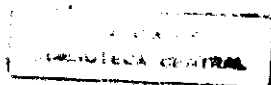
ESTUDO DE CASCATAS ELETROMAGNÉTICAS DETETADAS EM CÂMARAS DE EMULSÕES NUCLEARES E CHUÍBO EXPOSTAS A 5200m DE ALTITUDE E MORFOLOGIA DA RADIAÇÃO CÔSMICA

Tese de Doutorado

Cláudio Santos

-1971-

Para a realização deste trabalho contou-se com auxílios da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo e do Conselho Nacional de Pesquisas.



AOS MEUS PAIS

Meu muito obrigado

PREFÁCIO

Pretendemos, neste trabalho, realizar um estudo morfológico da Radiação Cósmica * na atmosfera terrestre a partir de medidas sobre cascatas eletromagnéticas * que são geradas ou incidem em detetores (câmaras de emulsão nuclear, filmes de raio-X e chumbo *) expostos no Monte Chacaltaya (5200m de altitude, $550\text{g}\times\text{cm}^{-2}$ de profundidade atmosférica), nos Andes Bolivianos, próximo à La Paz.

Essas exposições de CLINC's datam de 1962 e têm sido realizadas graças a um trabalho de colaboração internacional * entre grupos japoneses e brasileiros. Foram expostas, desde então, 15 câmaras, totalizando uma área de exposição \times tempo = $115,23\text{m}^2\text{xano}$.

O objetivo principal desta colaboração tem sido o estudo de interações nucleares de energia extremamente alta ($E_0 > 10^{13}\text{e.v.}$) provocadas pela componente nuclearmente ativa da R.C., e detetadas através da componente eletromagnética originada do decaimento de mesons π neutros criados nessas interações.

Todavia, o estudo morfológico da R.C. é indispensável, não só porque permite a escolha dos detetores e lugares de exposição mais convenientes para o objetivo visado como também pelas próprias informações intrínsecas que se obtém, conforme procuraremos mostrar neste trabalho.

* Por comodidade, usaremos as seguintes abreviações neste trabalho:

R.C.: Radiação Cósmica, Raios Cósmicos

c.e.m.: Cascata eletromagnética

CLINC: Câmara de emulsão nuclear, filme de raio-X e chumbo

C.B.J.: Colaboração Brasil-Japão

C.B.B.: Colaboração Bristol-Bombay

As chapas de emulsão nuclear e os filmes de raio-X de cada CENC, após processamento químico na Universidade de São Paulo (CENC's nºs 1 a 13) e na Universidade Estadual de Campinas (CENC's nºs 14 e 15), foram analisadas pelos grupos japoneses e brasileiros.

Os resultados obtidos nessas análises foram apresentados nas Conferências Internacionais de R.C. de Jaipur, 1963 (ref. 11), de Londres, 1965 (refs. 12, 45 e 46), de Calgary, 1967 (ref. 13), de Budapest, 1969 (ref. 47), de Tasmânia, 1971 (ref. 48), em Seminários Interamericanos de R.C. (refs. 49, 50 e 51), em Reuniões Científicas da S.B.P.C. e da A.B.C. (refs. 3, 52 a 71), tendo sido, também, publicados em revistas científicas (refs. 9, 10, 72 a 74).

O presente trabalho consta, essencialmente, de:

- a) uma revisão de dados obtidos através das CENC's nºs 1, 3, 4, 8, 11 e 12;
- b) análise dos dados colhidos pelo autor, em $2,4\text{m}^2$ da parte superior e $1,0\text{m}^2$ da parte inferior (vide 2.1) da CENC nº 13;
análise de dados colhidos pelos grupos de Campinas e do Rio de Janeiro, em $7,8\text{m}^2$ da CENC nº 14;
- c) comparação com resultados obtidos por outros grupos em vários locais de exposição e diferentes intervalos de energia;
- d) morfologia da R.C. na atmosfera, baseada em a) e b).

1 - INTRODUÇÃO

1.1 - Radiação Cósmica Primária

Dá-se o nome de Radiação Cósmica Primária (R.C.P.) ao fluxo de partículas de alta energia que atingem a Terra vindas do espaço exterior. Para energias entre 10^{11} e.v. e 10^{20} e.v. (energia máxima detectada até o presente) pode-se afirmar que o fluxo da R.C.P. é praticamente isotrópico e constante no tempo.

A maior parte da R.C.P. é constituída por núcleos completamente ionizados; eletrons constituem cerca de 1% do fluxo primário; outras partículas não chegam a 1%.*

Na faixa energética** $10^9 < E/\text{e.v.} < 10^{12}$ a composição dos núcleos da R.C.P. é aproximadamente:

100 protons,

5 partículas α ,

0,6 núcleos mais pesados.

Para energias maiores do que 10^{12} e.v., há evidência indireta (feixes de muons em chuviros extensos) de que as partículas α e núcleos mais pesados continuam presentes na R.C.P.

O fluxo e espectro energético integral de núcleos (protons isolados ou núcleons pertencentes a núcleos) são convencionalmente escritos sob a forma:

$$F_n(E) = K(E/E_0)^{-\alpha} \quad (1-1)$$

* Limites válidos para baixas energias ($E < 10^9$ e.v.). Para $E > 10^9$ e.v., $F_{\text{elet.}}/F_{\text{R.C.P.}} \sim 10^{-5}$.

** Energia por núcleon.

K e α conforme tabela 1-1.

Tabela 1-1

Parâmetros do Espectro Energético Integral do R.C.P. (ref. 1)

Faixa Energética	$E_0/\text{e.v.}$	$K/\text{cm}^2\text{xsegxsterad}$	α
$10^{10}\text{e.v. a } 3 \times 10^{13}\text{e.v.}$	10^{12}	$(1,6 \pm 0,8) \times 10^{-5}$	$1,60 \pm 0,05$
$8 \times 10^{14}\text{e.v. a } 10^{17}\text{e.v.}$	10^{17}	$(2,0 \pm 0,4) \times 10^{-14}$	$2,20 \pm 0,15$
$10^{17}\text{e.v. a } 10^{20}\text{e.v.}$	10^{19}	$(2 \pm 1) \times 10^{-18}$	$\sim 1,7$

O espectro energético muda de expoente entre $3 \times 10^{13}\text{e.v.}$ ($\alpha \sim 1,6$) e $8 \times 10^{14}\text{e.v.}$ ($\alpha \sim 2,2$) e outra vez perto de 10^{17}e.v. ($\alpha \sim 1,7$).

1.2 - Radiação Cósmica Secundária

Os núcleos da R.C.P. interagem com os núcleos dos átomos constituintes da atmosfera e dão origem a vários componentes secundários.

O livre caminho médio de interação, L_i , e a elasticidade média $\langle \eta \rangle = \langle 1 - k \rangle$ são independentes da energia dos núcleons incidentes. Para um espectro primário do tipo (1-1), o fluxo de núcleons, na profundidade atmosférica p e para ângulo zenital θ , pode ser escrito sob a forma**:

*

k: inelasticidade (fração, da energia incidente, cedida na interação).

**

Na aproximação em que as superfícies isobáricas são planos.

$$F_n(E,p) = K(E/E_0)^{-\alpha} e^{-p \sec \theta / L_a} \quad (1-2)$$

com

$$L_a = \frac{L_i}{1 - \langle \eta^\alpha \rangle}, \text{ livre caminho médio de absorção,} \quad (1-3)$$

$$L_i = 80 \text{ g cm}^{-2} \text{ (conf. W.D.Walker et al, Phys.Rev., 80, 546 (1950) e S.Hayakawa, Cosmic Ray Physics, John Wiley, 1969) e}$$

$$\langle \eta \rangle \sim 0,5 \quad (\text{conf. ref. 12 e S.Hayakawa, citado acima}).$$

Verifica-se que o livre caminho médio de absorção L_a é maior do que o livre caminho médio de interação L_i . Sendo $\eta < 1$, um aumento no valor do expoente α implica numa diminuição no valor de L_a .

Devido à mudança de α com a energia, a expressão (1-2) tem seu uso limitado a determinadas faixas energéticas.

Nas interações de alta energia ($E > 10^{11}$ e.v.) há produção múltipla de hadrons, principalmente pions e kaons, os quais, ao se desintegrarem, geram as componentes da Radiação Cósmica Secundária (R.C.S.) com exceção da componente nuclearmente ativa.

A R.C.S. de alta energia pode ser dividida e analisada nas seguintes componentes:

a) Componente Nuclearmente Ativa, constituída pelos núcleons residuais da R.C.P. e pelos hadrons (principalmente pions e kaons) criados em interações secundárias.

A contaminação de pions e kaons na componente nuclearmente ativa aumenta com a profundidade atmosférica mas, mesmo ao nível do mar, não chega a ser uma fração importante dessa componente;

b) Componente Eletromagnética, constituída por eletrons, pósitrons e raios gama de cascatas eletromagnéticas atmosféricas geradas por raios gama originados principalmente pelas desintegrações:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \text{ e}$$

$$K_C^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma,$$

sendo os π^0 e K_C^0 criados * em interações nucleares da componente nuclearmente ativa de alta energia;

c) Componente Muônica, constituída por muons devidos, principalmente, às desintegrações:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu),$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \text{ e}$$

$$K_C^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu,$$

sendo os pions e os kaons criados em interações nucleares da componente nuclearmente ativa de alta energia;

d) Componente Neutrínica, a qual compreende ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e e $\bar{\nu}_e$ sendo que somente os neutrinos muônicos foram detetados até o presente na R.C..

A componente ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ é devida principalmente às mesmas desintegrações responsáveis pela componente muônica, conforme item c) acima.

A componente ν_e , $\bar{\nu}_e$ deve-se principalmente às desintegrações:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \text{ e}$$

$$K_C^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e),$$

sendo os μ^\pm devidos principalmente às desintegrações de π^\pm , K^\pm e K_C^0 .

* Nos atos de criação de kaons intervêm os auto estados de estranheza: K^0 , \bar{K}^0 . Nas desintegrações de kaons devem-se considerar os auto estados de CP: K_C^0 e K_L^0 .

1.3 - Morfologia da Radiação Cósmica

Os estudos morfológicos da R.C. visam determinar e correlacionar os fluxos das partículas de cada componente da R.C., para valores arbitrários da energia E , ângulo zenital θ e profundidade atmosférica p .

No presente trabalho procurou-se:

a) determinar a distribuição zenital, o espectro energético e o fluxo absoluto da componente eletromagnética para $E > 10^{12}$ e.v. e $p = 550 \text{ g/cm}^2$;

b) determinar o espectro energético e o fluxo absoluto da componente nuclearmente ativa para $E > 10^{13}$ e.v. e $p = 550 \text{ g/cm}^2$;

c) utilizando os resultados de a) e b), calcular o fluxo vertical absoluto e o espectro energético da componente eletromagnética ($E > 10^{12}$ e.v.) e da componente nuclearmente ativa ($E > 10^{13}$ e.v.) para qualquer profundidade p ;

d) comparando os resultados de a) com o fluxo vertical de muons ao nível do mar, obter uma estimativa da razão de produção de kaons, relativa à razão de produção de pions em interações da componente nuclearmente ativa, para $E_{\pi, K} > 10^{12}$ e.v.;

e) utilizando os resultados de a) e d), calcular as razões de produção vertical de pions e kaons para $E > 10^{12}$ e.v. e p arbitrário;

f) utilizando os resultados de e), calcular os fluxos verticais de pions e kaons para $E > 10^{12}$ e.v. e p arbitrário;

g) utilizando os resultados de f), calcular o fluxo vertical de neutrinos muônicos (ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$) para $E > 10^{12}$ e.v. e ao nível do mar.

Os cálculos apresentados neste trabalho não se baseiam em modelo determinado de produção múltipla de pions, mas são feitos de acôr-

do com a orientação clássica de S. Hayakawa (Cosmic Rays Physics, John Wiley, 1969 e ref. 25) na qual a hipótese básica utilizada consiste em se supor que a razão de produção integral dessas partículas pode ser aproximada por:

$$R_{\pi}(E,p) = R_{\pi}(E_0,0) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\beta} e^{-p/L_a} \quad (1-4)$$

com β e L_a , livre caminho médio de absorção, na atmosfera, da componente nuclearmente ativa, constantes no intervalo de energia em estudo.

2 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

2.1 - Lista de Exposições de CENC's

Foram expostas pela C.B.J., no Monte Chacaltaya, desde maio de 1962, 15 câmaras, cujas características estão mostradas na tabela 2.1.

Tabela 2-1

CENC's Expostas em Chacaltaya (1962 - 1970)

nº	início de exposição	tempo/dias	área/m ²	área x tempo/m ² xmes	nº de câmaras de Pb	espessura total/cm de Pb	emulsões entre camadas de Pb
1	6/62	50	0,4	0,67	4	6	E+2X*
2	6/62	50	0,4	0,67	4	6	E+2X
3	6/62	119	0,4	1,59	4	8	E+2X
4	8/62	75	1,2	3,00	4	6	E+2X
5	8/62	74	6,0	14,80	4	6	2X
6	8/62	120	1,2	4,80	6	10	E+2X
7	6/62	300	0,2	2,00	7	10	E+2X
8	10/62	180	5,6	33,60	6	10	E+2X
9	4/63	194	8,0	51,76	6	10	E+2X
10**	4/63	192	1,2	7,68	4 + 4	6 + 5	E+2X
11	2/64	316	6,0	63,24	20	30	E+2X
12**	5/65	335	6,0 + 6,0	67,00 + 67,00	4 + 13	8 + 20	E+2X+X̄
13**	8/66	380	9,8 + 5,0	124,46 + 63,50	4 + 33	8 + 36	E+2X+X̄
14	5/68	357	48,0	571,20	10	12	E+2X+X̄
15**	10/69	296	44,2 + 33,0	436,25 + 325,71	6 + 7	6 + 7	E+2X

* E: emulsão nuclear (Fuji ET7A)

X: filme de raio-X (Sakura, tipo F)

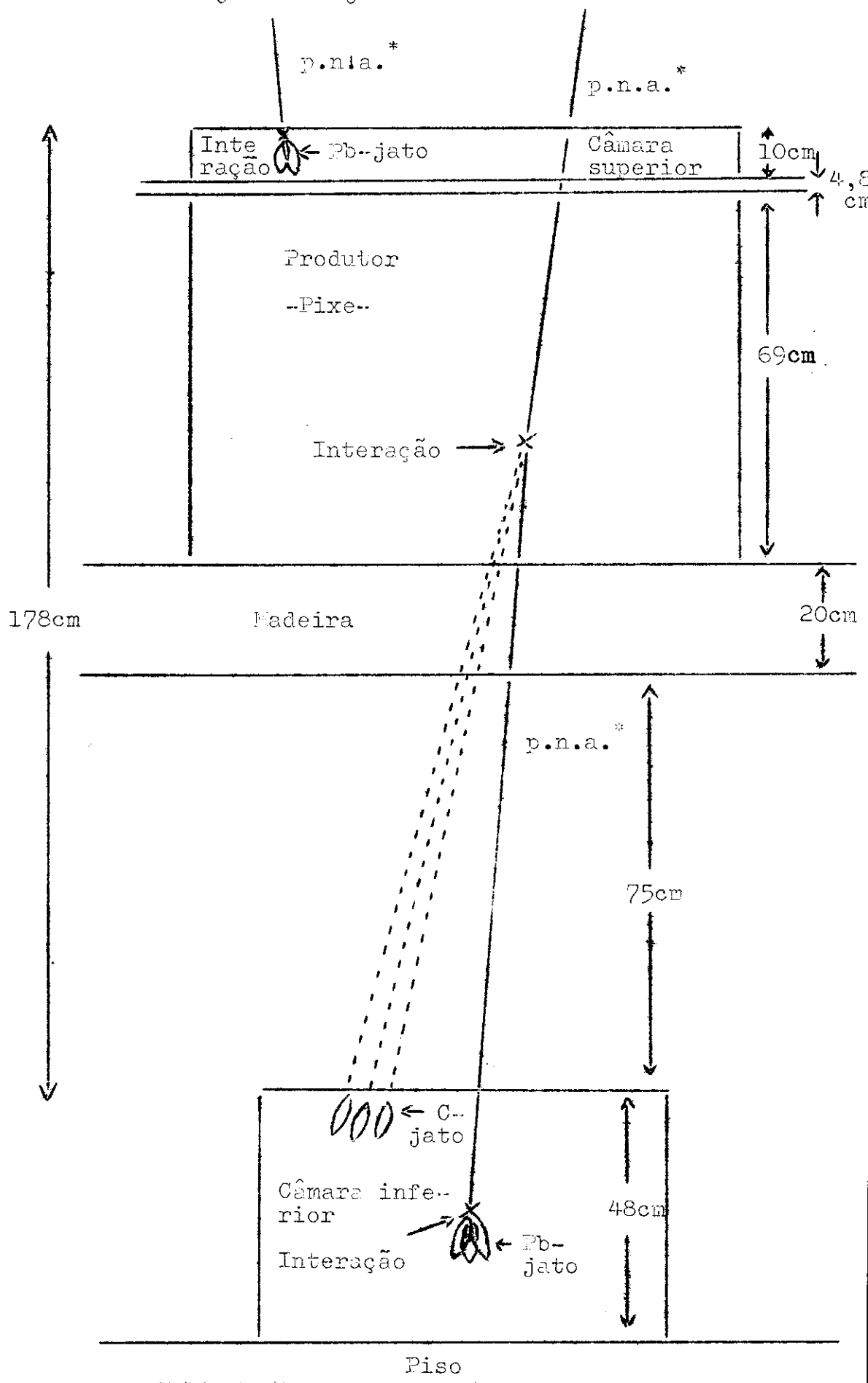
X̄: filme de raio-X (Sakura, tipo R).

**

CENC's com camada produtora (vide fig. 2-1, CENC nº 13).

Interações Nucleares na CLNC:

Pb-jato e C-jato



* p.n.a.: partícula nuclearmente ativa

2.2 - Características das Emulsões Utilizadas

2.2.1 - Emulsões Nucleares (Fuji ET7A)

Foram utilizadas emulsões nucleares Fuji ET7A que são sensíveis a partículas de mínimo de ionização. Estas emulsões são películas de 50 microns de espessura coladas em placas de plástico de dimensões $40 \times 50 \times 0,02 \text{ cm}^3$. O raio médio dos grãos de haleto de prata é de 0,27 microns. O número médio de grãos em traços de mínimo de ionização é de 30 a 40 por 100 microns. O efeito de desaparecimento da imagem latente com o tempo foi investigado cuidadosamente e verificou-se que é desprezível para exposições de até um ano e meio (ref. 2).

A distinguibilidade de traços de eletrons e pósitrons, necessária para a determinação de energia de c.e.m. nas emulsões ET7A, permite consistência de mais ou menos 10% ou melhor para contagens efetuadas por diferentes observadores.

2.2.2 - Filmes de Raio-X (Sakura, tipo N)

Os filmes de raio-X são películas de emulsão fotográfica em ambas as faces de uma placa de celulósido de dimensões $40 \times 50 \times 0,02 \text{ cm}^3$; a espessura destas películas é de 25 microns. O raio médio dos grãos de haleto de prata é de 7 microns. Assim, a perda de energia por ionização, de uma partícula carregada passando por um grão de emulsão, é muito maior do que no caso de emulsão nuclear e quase todos os cristais de haleto de prata atingidos formam imagem latente com a consequência de que as manchas produzidas pelas c.e.m. poderam ser detetadas, após a revelação, mais facilmente do que nas emulsões ET7A. Além disso, os filmes Sakura são mais resistentes do que os filmes ET7A contra os efeitos mecânicos e químicos.

Lo que se refere ao efeito de desaparecimento da imagem latente, os filmes N, embora não tão estáveis quanto as emulsões Fuji, são suficientemente estáveis para as atuais experiências (ref. 3).

A energia limite, E_L , isto é, a energia mínima que uma c.e.m. precisa ter a fim de ser detetável, depende essencialmente da magnitude da radiação de fundo (e portanto do tempo de exposição e da profundidade de colocação da chapa na câmara) e do ângulo de incidência da cascata (ângulo zenital). Esta energia limiar varia, ainda, para cada CENC, dependendo do tempo de armazenamento, série de fabricação e condições de processamento.

A tabela 2-2 mostra as energias mínimas de detecção eficiente, para busca a olho nu, em filmes de raio-X, tipo N, expostos na profundidade de 8u.c. (no chumbo, lu.c. \sim 0,57cm), para as CENC's usadas no presente trabalho.

Tabela 2-2

Energia Mínima de Detecção Eficiente de c.e.m., a Olho Nu, 8u.c., Para Filmes de Raio-X, Tipo N

Nº CENC	E/e.v.	Tempo de Exposição/dias
1	$3,0 \times 10^{11}$	50
3	$1,0 \times 10^{12}$	119
4	$7,0 \times 10^{11}$	75
5	$1,5 \times 10^{12}$	74
8	$1,5 \times 10^{12}$	180
11	$2,0 \times 10^{12}$	316
12	$2,0 \times 10^{12}$	335
13	$3,0 \times 10^{12}$	380
14	$3,0 \times 10^{12}$	357

2.2.3 - Filmes de Raio-X (Sakura, tipo R)

Os filmes tipo R diferem dos filmes tipo N, essencialmente, no tamanho médio dos grãos de haleto de prata: **1,5 microns**.

Consequentemente, a opacidade nos primeiros é menor do que nos últimos e as manchas produzidas pelas c.e.m. são mais nítidas, o que é conveniente para o estudo de famílias de raios gama (vide 2.5.1) de alta energia ($E_{c.e.m.} > 3,0 \times 10^{12} \text{ e.v.}$).

2.3 - Processamento Químico das Placas de Emulsão Nuclear e Filmes de Raio-X (tipos N e R)

As placas de emulsão nuclear e os filmes de raio-X foram processados nos laboratórios da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo (CEMC's n°s 1 a 13) e nos laboratórios da Universidade Estadual de Campinas (CEMC's n°s 14 e 15).

2.3.1 - Emulsões Nucleares

Para se processar uma grande quantidade de placas de emulsão nuclear com 50 microns de espessura, as placas são mergulhadas verticalmente em grandes tanques.

Um exemplo da rotina de trabalho para este processamento está mostrado na tabela 2-3.

Dêsde que a espessura da emulsão é fina, só pequenas distorções da gelatina e leves mudanças no grau de revelação, com a profundidade, foram encontradas, após o processamento por este método. No laboratório de revelação da Universidade Estadual de Campinas, ~~sessenta~~ **seis** chapas de emulsão nuclear são reveladas ao mesmo tempo em um tanque de revelação.

Tabela 2-3

Exemplo de rotina de trabalho para processamento de emulsões Fuji ET7A

processo	temperatura	tempo/min.	agente químico (solução)
banho prévio	20°C	9	água destilada
revelação	20°C	15	sulfito de sódio (6,7g/l) + bi-sulfito de sódio (1,4cc/l) + anidol (3 g/l) + água (930cc/l)
freiamento	20°C	9	ácido acético (5cc/l) + água (995cc /l)
fixagem	20°C	60	hipo-sulfito de sódio (400g/l) + <u>bi</u> sulfito de sódio (30g/l)
lavagem	20°C	150	água corrente

Tabela 2-4

Exemplo de rotina de trabalho para processamento de filmes de Raio-X, tipos N e R

processo	temperatura	tempo/min.	agente químico (solução)
revelação	20°C	10*	Konidol X (0,1 lata/l)
freiamento	20°C	4	ácido acético (30cc/l)
fixagem	20°C	12	solução A: hipo-sulfito de sódio (250g) + água a 50°C (600 cc); após, resfriar até 20°C. solução B: sulfito de sódio (15g) + ácido acético (58cc) + <u>A</u> lúmen de potássio (15g) + água a 50°C (200cc); <u>a</u> pós, resfriar até 20°C.
lavagem	20°C	30	juntar as duas soluções água corrente

* Para filme tipo R: 8 min.

2.3.2 - Filmes de Raio-X (tipos N e R)

Os filmes de raio-X (tipos N e R) são processados do mesmo modo. Procede-se, todavia, a um super-processamento (três vezes mais tempo no revelador do que nos processamentos de filmes de raio-X utilizados para fins médicos e industriais) a fim de tornar a eficiência de detecção das manchas pretas, produzidas pelos chuveiros de eletrons e pósitrons, ótima.

Um exemplo da rotina de trabalho para processamento de filmes tipos N e R está mostrado na tabela 2-4, pág. 2-6 *.

2.4 - Detecção das Cascatas Eletromagnéticas

Superpõe-se um par de filmes de raio-X, tipo N, expostos em contato na CENC, sobre um fundo fortemente luminoso e faz-se a busca de c.e.m. (manchas pretas) a olho nu. A superposição de filmes facilita esta busca através da coincidência de manchas produzidas por uma mesma cascata. Em seguida, marcam-se, nas chapas de emulsão nuclear adjacentes, as posições destas manchas e faz-se a procura das c.e.m. com microscópio (objetiva 10 ou 20x, ocular 6,3x). A c.e.m. será vista como feixes de traços paralelos de mínimo de ionização. Mede-se, então, o ângulo azimutal e o comprimento projetado dos traços; conhecendo-se a espessura da emulsão, tem-se o ângulo de incidência da c.e.m. (ângulo zenital). Em seguida, faz-se um "mapa" mostrando o ângulo azimutal e a projeção horizontal das posições das c.e.m. nas diferentes camadas de emulsão, para cada bloco. Este mapa, além de ser um

*

As rotinas de processamento mostradas nas tabelas 2-3 e 2-4 estão sujeitas a pequenas mudanças dependendo do grau da "radiação de fundo", devida, principalmente, aos R.C. de baixa energia e radioatividades naturais. Para cada CENC são realizados testes de processamento para se encontrar as melhores condições de revelação.

registro conveniente dos eventos encontrados, permite seguir as c.e.m. nas emulsões nucleares mesmo quando suas energias estão abaixo do limiar de detecção dos filmes de raio-x.

Antes de se desmontar cada câmara (Bolívia), procede-se à marcação de "linhas de referência", fazendo-se uma irradiação (Raio-X) nas laterais de cada bloco (área detetora $40 \times 50 \text{ cm}^2$, espessura variável) que constitui a câmara; baseando-se nessas linhas de referência, é possível construir o mapa referido acima, utilizando-se apenas os filmes de raio-X, sem a necessidade de detecção e medida de tôdas as c.e.m. nas emulsões nucleares. Esta rotina de trabalho, juntamente com a medida de energia usando-se filmes de raio-X (fotometria, vide 2.6.2) possibilita uma economia de tempo de fator da ordem de 10 e uma economia de verba (emprego de menor quantidade de chapas de emulsão nuclear, mais cara do que filmes de raio-X), também, de fator da ordem de 10.

As figs. 2-2 e 2-3 são fotografias tomadas de um mesmo chuveiro na mesma profundidade, em emulsão nuclear e filme de raio-X, respectivamente.

2.5 - Classificação das Cascatas Eletromagnéticas

Os diferentes tipos de c.e.m. detetadas podem ser classificados como originários de:


2.5.1 - Raios Gama Cogenéticos de Interações Nucleares Atmosféricas:

AF-jatos


São raios gama provenientes do decaimento de π^0 ($\tau \sim 10^{-16}$ seg) produzidos nas interações atmosféricas ocorridas próximas ao detetor (aproximadamente 1 u.c., cerca de 600 m em Chacaltaya). Nesse caso,

Fig. 2-2

Fotomicrografia de c.e.m. Simples em Emulsão Nuclear

36 μ m


Fotomicrografia de c.e.m. Simples em Filme de Raio-X, tipo N

36 μ m


os raios gama chegam à câmara sem sofrer processo de cascata na atmosfera (produção de pares e bremsstrahlung), vide fig. 2-4, e são detectados como c.e.m. paralelas, recebendo a denominação de família de raios gama.

2.5.2.- Raios Gama Simples ou Isolados: AS-jatos

Em vista de sua origem e difusão na atmosfera, todos os raios gama, elétrons e pósitrons incidentes no detector têm de ser considerados como pertencentes à alguma família de raios gama. Vamos denotar as energias dos raios gama produzidos na interação atmosférica por E_1, E_2, \dots, E_n com $E_1 > E_2 \dots > E_n$. Só se pode observar aqueles eventos com energia acima do valor limite E_L (vide 2.2.2). Assim, um raio gama aparecerá isolado na câmara quando pertencer à uma família com $E_2 < E_L$.

2.5.3 - Raios Gama, Elétrons e Pósitrons de Cascatas Atmosféricas: AC-jatos

Se a interação ocorre muito acima do detector, os raios gama sofrem processos de cascata ao atravessarem a atmosfera. Estes eventos são denominados cascatas atmosféricas e podem aparecer isolados ou constituindo uma família, fig. 2-5.

2.5.4 - Raios Gama Cogenéticos de Interações nas Camadas de Chumbo da CENC: Pb-jatos

São raios gama provenientes de interações, de partículas nuclearmente ativas, ocorridas nas camadas de chumbo que formam a câmara, vide fig. 2-1. São detectados como várias c.e.m. misturadas entre si

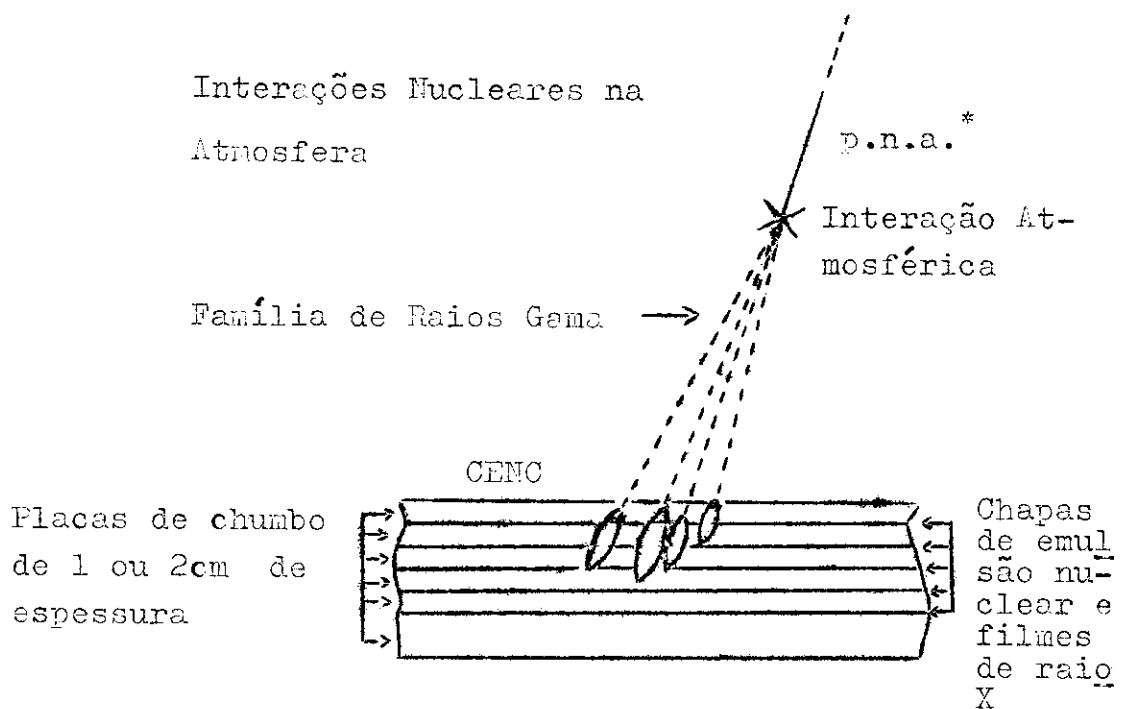
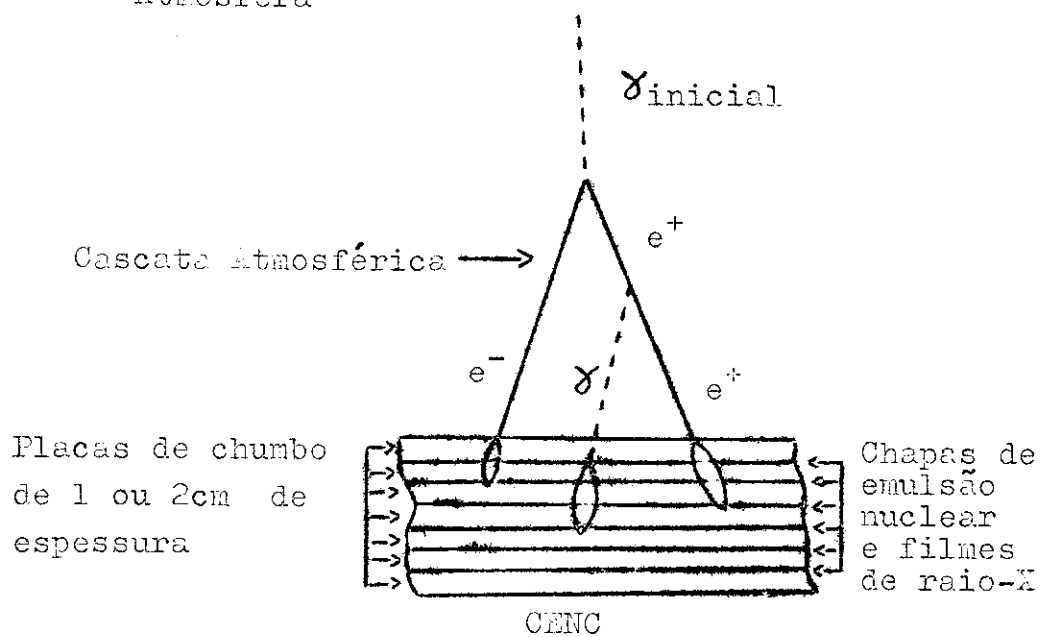


Fig. 2-5

Interações Eletromagnéticas, na
Atmosfera



* p.n.a.: partícula nuclearmente ativa

(devido ao elevado número atômico do chumbo, os diferentes raios gama se materializam antes de sofrerem uma separação espacial que permita individualizar as cascatas eletromagnéticas) e aparecem ao microscópio como a fotografia da fig. 2-6. É usual, na prática, chamar de Pb-jato tôdas as c.e.m. detetadas em profundidades maiores do que 12 u.c. (15cm de chumbo). Aquelas detetadas em profundidades menores do que 12u.c. são consideradas nominalmente como causadas por raios gama (ou eletrons ou pósitrons) provenientes de interações atmosféricas, em bora se saiba, a priori, que há contaminação de Pb-jatos. As correções estatísticas para a determinação dos fluxos da componente eletromagnética e da componente nuclearmente ativa (Pb-jatos) são tratadas no Cap. 3.

2.5.5 - Raios Gama Cogenéticos de Interações na Camada Produtora : C-jatos

São raios gama provenientes de interações ocorridas na região produtora (pixe) * e são detetados nas primeiras camadas da parte inferior das câmaras (fig. 2-1). Aparecem, nas chapas de emulsão nuclear, como várias c.e.m. cujos eixos estão separados por distâncias da ordem de dezenas de microns.

Não nos ocuparemos com tais cascatas neste trabalho.

2.6 - Determinação da Energia das Cascatas Eletromagnéticas Indiví - duais

Kanata e Nishimura (ref. 4) calcularam o desenvolvimento longitudinal e transversal das c.e.m. originadas por um par eletrôn-pósi -


*

Sòmente as CENC's nºs 12, 13 e 15 foram dotadas de produtor, isto é, de um alvo leve, conforme fig. 2-1.

Fig. 2-6

Fotomicrografia de Cascata Eletromagnética Composta
(Pb-jato) em Emulsão Nuclear

36 μ m



tron no chumbo, considerando que os raios gama são devidos à radiação de elétrons e pósitrons e que os elétrons e pósitrons são provenientes de produção de pares por raios gama, supondo blindagem completa do campo nuclear dos átomos (do material atravessado pela c.e.m.) pelos elétrons externos, usando fórmulas assintóticas para as probabilidades de produção de pares e para a radiação por elétrons e pósitrons, e desprezando as demais interações com exceção do espalhamento Coulombiano que é levado em conta no cálculo da difusão lateral das cascatas (Aproximação A).

Este tratamento é válido quando as energias das partículas do chuveiro (isto é, os elétrons e pósitrons) são grandes em comparação

com a energia crítica ^{*}.

Os autores citados obtiveram assim, a variação do número de elétrons e pósitrons por unidade de área com a distância (r) ao eixo da c.e.m., para várias distâncias (h) entre o ponto de criação do primeiro par e^\pm por raio gama de energia E_0 e o ponto de observação:

$$\rho_{e^\pm}(E_0, r, h).$$

2.6.1 -- Curvas de Transição: $N_{e^\pm}(E_0, R, h)$

Integrando-se $\rho_{e^\pm}(E_0, r, h)dr$ de zero a R, obtêm-se curvas que, para cascatas de energia inicial E_0 , dão o número de elétrons e pósitrons existentes dentro de um círculo de raio R, concêntrico com o eixo da cascata, à distância h referida acima, isto é:

$$N_{e^\pm}(E_0, R, h) = \int_0^R \rho_{e^\pm}(E_0, r, h) dr \quad (2-1)$$

Na prática, estas curvas são calculadas para R fixo e dão N_{e^\pm} em função de h, para vários valores de E_0 .

Os detetores usados pela C.B.J. são formados por camadas de chumbo intercaladas com envelopes contendo placas de emulsão nuclear, filmes de raio-X e papel. Os envelopes e seu conteúdo correspondem a apenas 0,008u.c. mas têm espessura de aproximadamente 4mm; tem-se, então, um espalhamento lateral maior do que no caso de c.e.m. que a - travessam apenas chumbo.

* Na teoria das c.e.m., a energia crítica E_c é definida: "Energia crítica é a energia tal que a taxa média de perda de energia, só por ionização, por unidade de cascata, é igual à própria energia" (no chumbo, $E_c = 7,8 \times 10^6$ e.v.). No nosso caso, $E_{e^\pm} > 10^9$ e.v., o que justifica o uso da Aproximação A.

21)

Nishimura (ref. 5) recalculou as curvas de transição levando em conta a passagem do chuveiro por material inhomogêneo e também o efeito introduzido pela inclinação das c.e.m. cujos eixos não são perpendiculares às superfícies da emulsão detetora.

2.6.2 - Método de Contagem de Traços

Para a determinação da energia das c.e.m. observadas nas emulsões ET7A procede-se da seguinte maneira:

- a) com microscópio (objetiva 100x, ocular 6,3x) conta-se o número de traços de **eletrons** e **pósitrons** da cascata dentro de um círculo de raio $R = 50$ microns centrado no ponto em que o eixo da cascata incide na emulsão. Esta contagem é feita em todas as placas de emulsão (localizadas em diferentes profundidades) em que a cascata em questão aparece. Constrói-se, então, a curva de transição experimental para a cascata;
- b) compara-se a curva experimental obtida com as curvas de transição teóricas calculadas para várias energias incidentes (E_0). A energia da cascata detetada é a energia que corresponde à curva teórica que melhor concorda com a experimental (fig. 2-7).

Este método tem a vantagem de que os efeitos de variação no grau de processamento, particularmente a não uniformidade através da placa de emulsão, não influem na determinação da energia.

As medidas feitas por este método permitem obter a energia com erro de ~ 20% (ref. 6).

2.6.3 - Método Fotométrico

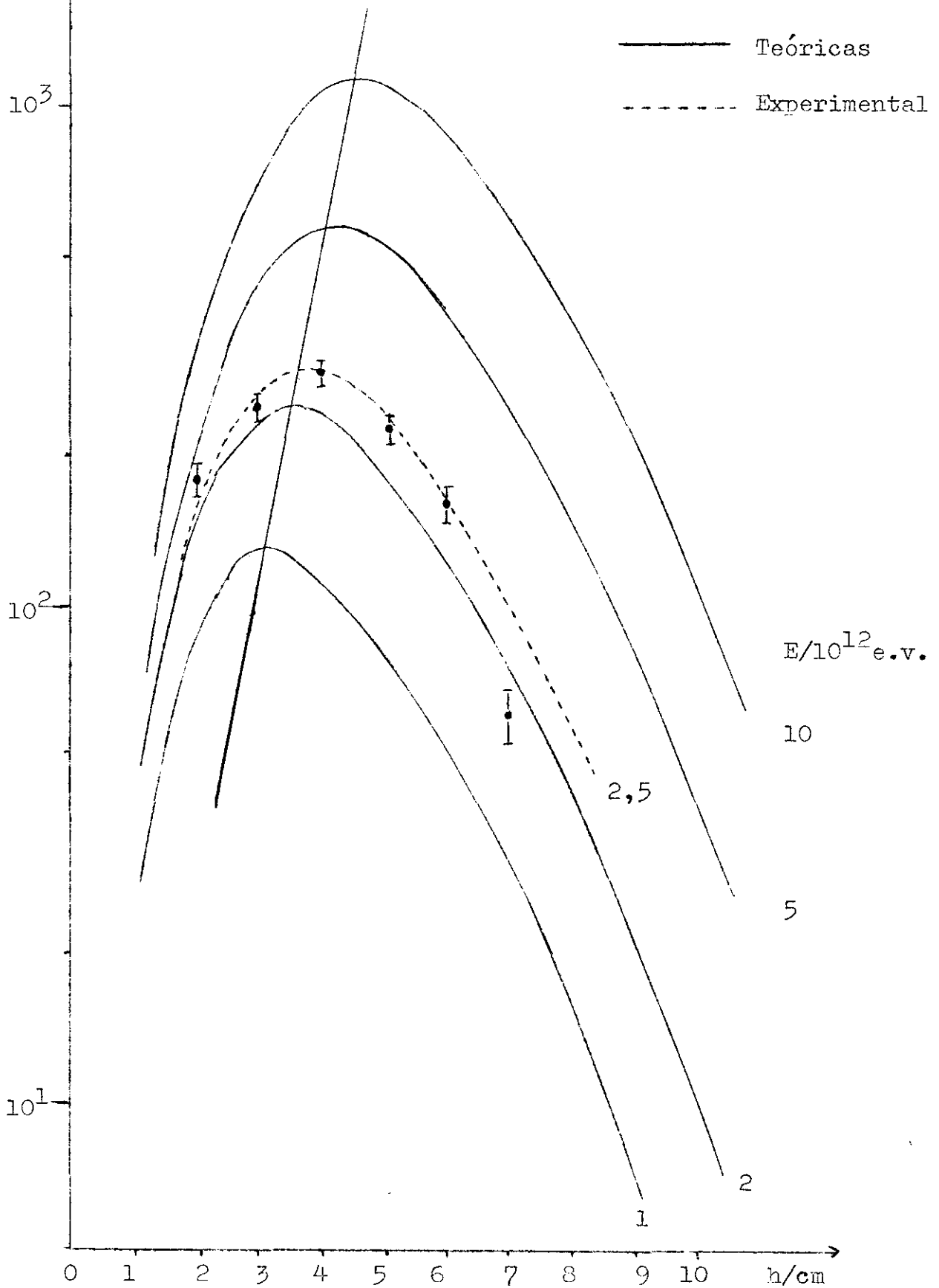
Como já foi mencionado no parágrafo 2.3.2, o filme de raio-X,

$N_{e\pm}(E_0, R, h)$

Curvas de Transição por Contagem

c.e.m. simples

Raio = 50 microns



tipo N, dá um sinal maior do que a emulsão ET7A, para uma c.e.m., em relação à radiação de fundo.

Assim, pode-se, após calibração, medir a energia de uma cascata usando-se o método fotométrico que consiste no seguinte: usando microscópio com objetiva 10x, ocular 10x e diafragma correspondente a um círculo de raio 150 microns no filme X (fig. 2-8) mede-se, com uma foto-multiplicadora Dumont 6292, a corrente provocada pela luz que passa por uma região próxima à cascata (I_0) e pela região ocupada pela mancha (I). Calcula-se a opacidade $\bar{O} = \log(I_0/I)$ para a mesma cascata nas profundidades em que é detetada e constrói-se a curva de transição experimental (\bar{O} versus h). Esta curva é traçada pelos pontos experimentais, paralelamente às curvas de transição teóricas calculadas por I.Otha (ref. 7) para filmes N (fig. 2-9).

Faz-se, então, uma curva de calibração $\log(I_0/I)_{\text{máximo}}$ versus E da cascata (determinada pelo método de contagem de traços). A fig. 2-10 refere-se aos resultados obtidos para a CLNC nº 13.

Esta calibração é necessária para cada CLNC porque os filmes N adquirem diferentes características conforme tempo de exposição da câmara (radiação de fundo), grau de processamento, série de produção, tempo de armazenamento, etc.

O método fotométrico é aplicado para chuveiros com energia E maior do que $2 \text{ a } 3 \times 10^{12} \text{ e.v.}$ e os resultados concordam bastante bem com aqueles obtidos pelo método de contagem de traços.

2.7 - Determinação da Energia ΣE_g de Cascatas Eletromagnéticas Compostas (Pb-jatos)

Interações nucleares de hadrons de alta energia da R.C. dão

Esquema do Aparêlho Fotométrico

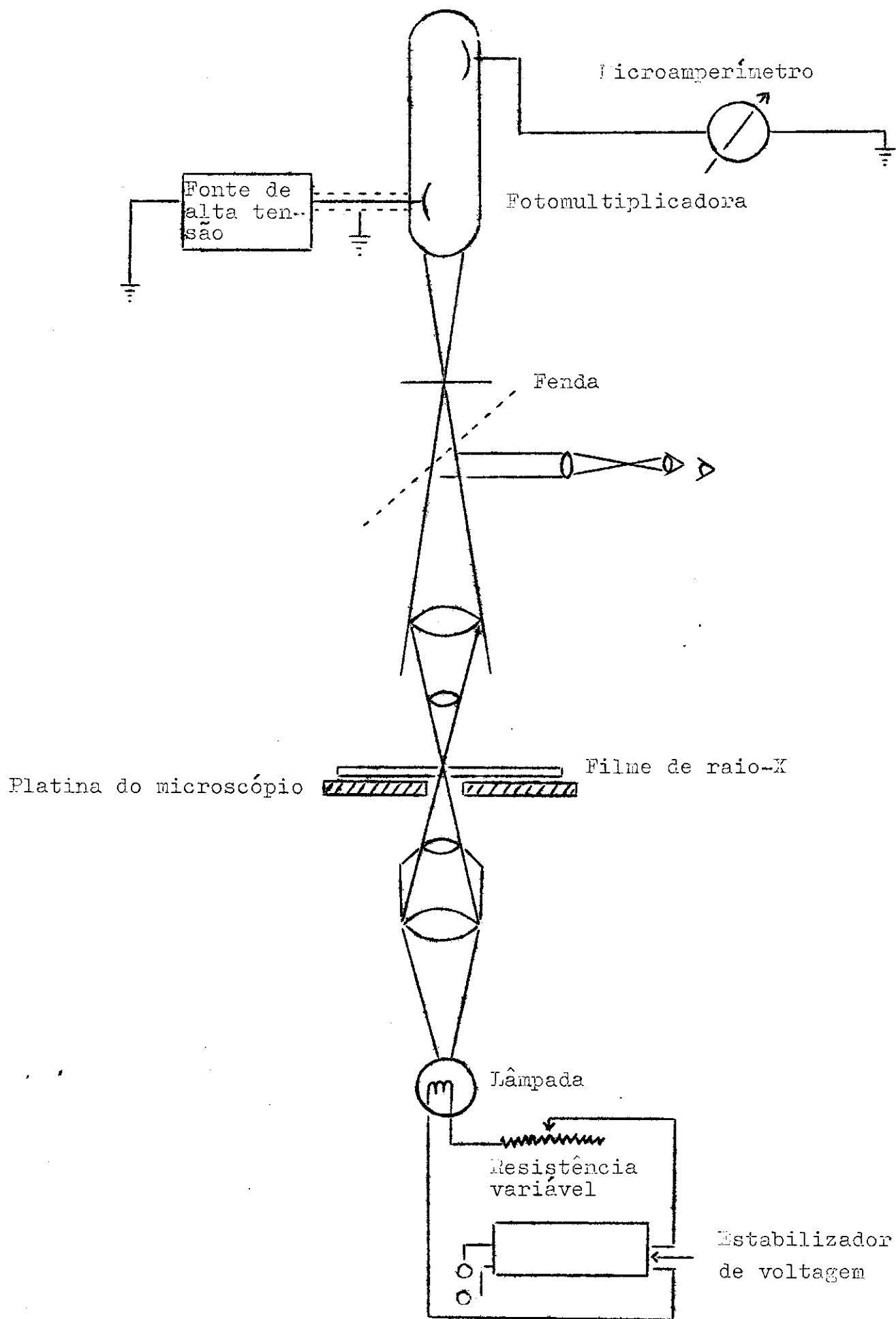
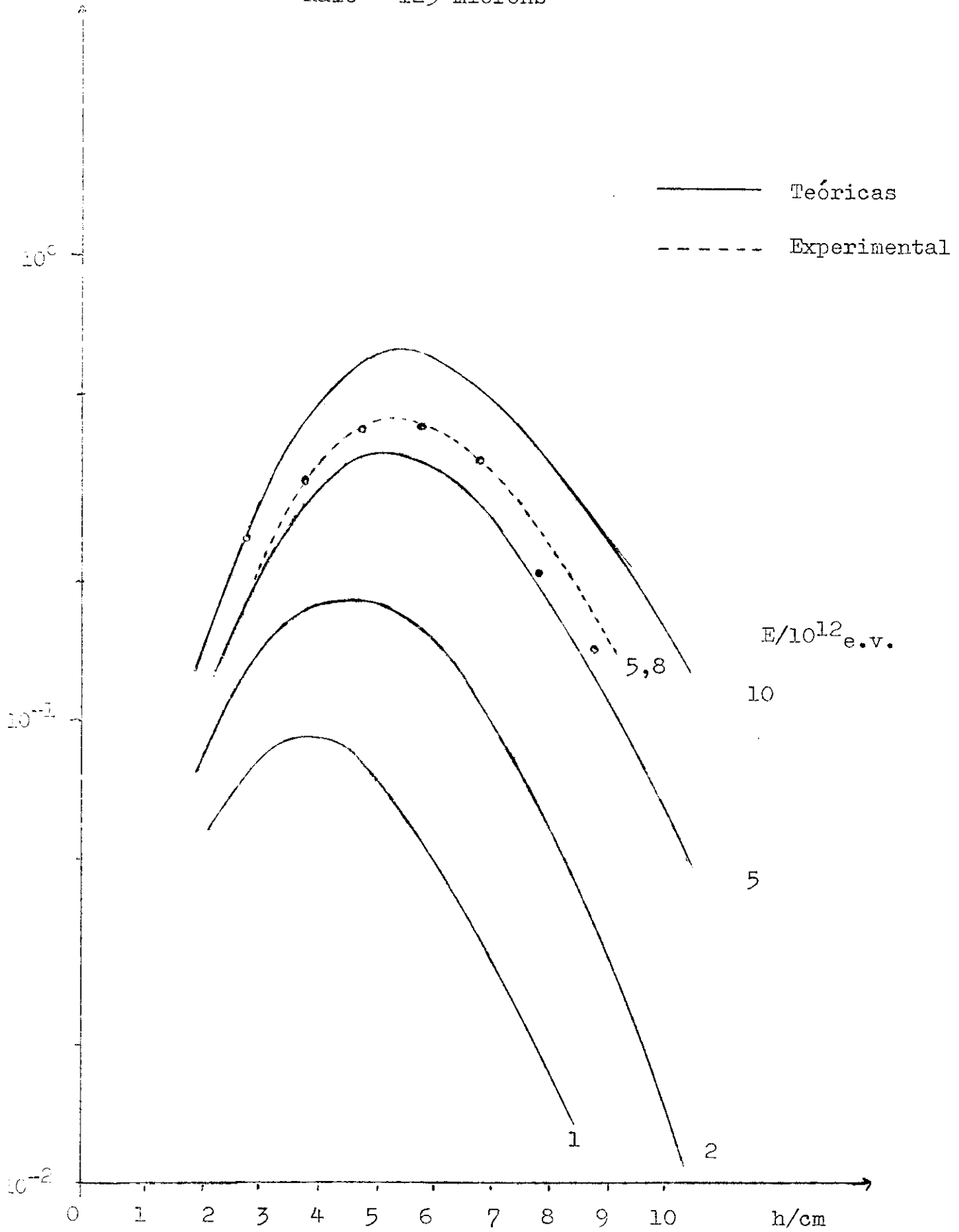


Fig. 2-9

Curvas de Transição por Fotometria

c.e.m. simples

Raio = 125 microns



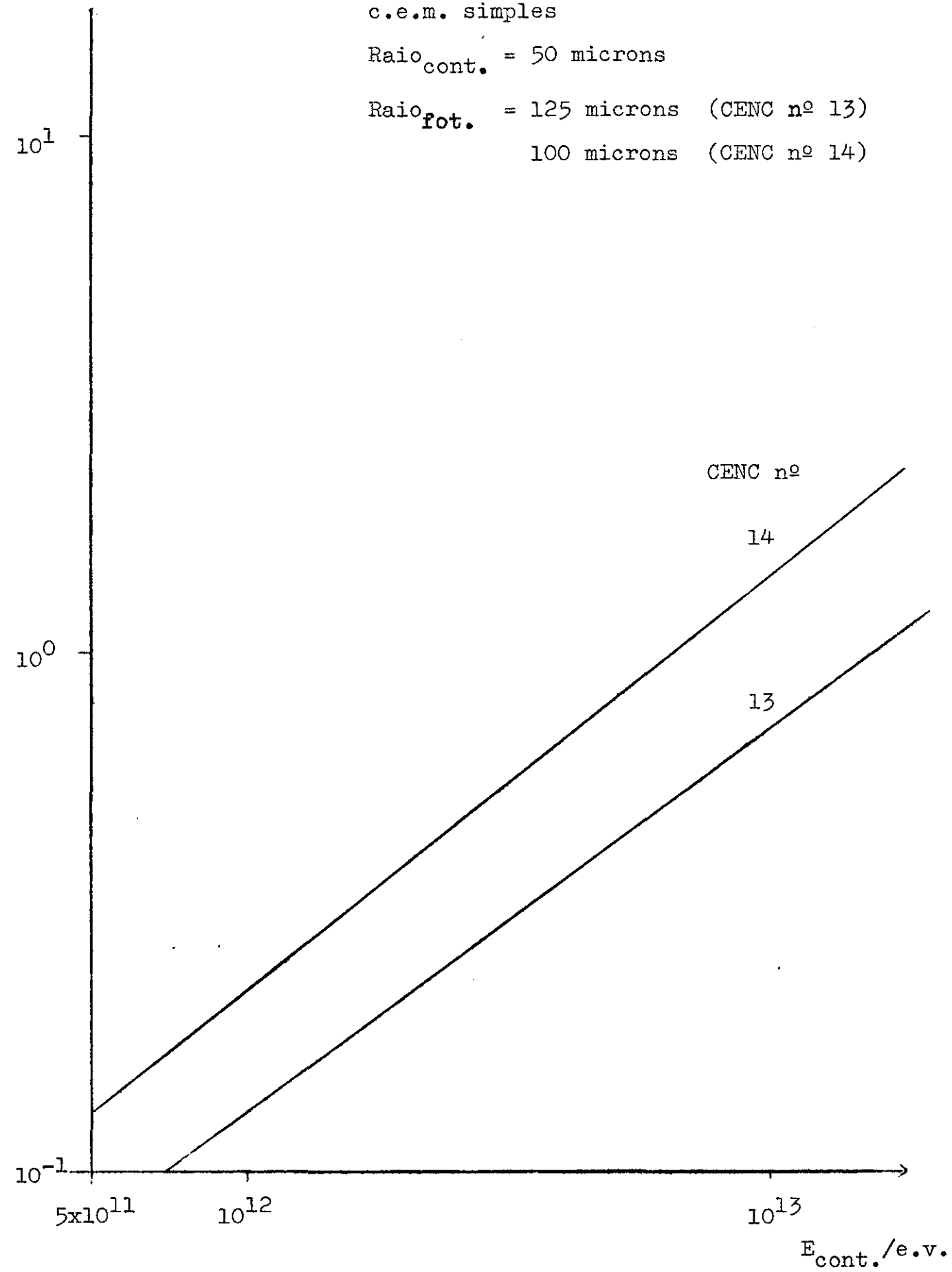
Curva de Calibração

Opacidade versus Energia por Contagem

c.e.m. simples

Raio_{cont.} = 50 micronsRaio_{fot.} = 125 microns (CENC nº 13)

100 microns (CENC nº 14)



lugar à produção múltipla de pions. Os pions neutros se desintegram em raios gama ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$; $\tau \sim 10^{-16}$ seg) os quais, ao atravessarem a matéria, geram c.e.m..

A possibilidade de observar separadamente as c.e.m. assim produzidas depende do número atômico do meio no qual as c.e.m. se desenvolvem; se o número atômico é elevado, as c.e.m. crescem rapidamente e a separação lateral dos respectivos eixos não é suficiente para evitar contaminações recíprocas, resultando na formação de c.e.m. compostas.

Nas interações atmosféricas (A-jatos) observadas pela C.B.J. e nos C-jatos detetados nas câmaras nºs 12 e 13 (dotadas de um alvo leve situado a aproximadamente 1m do detetor) as c.e.m. são bem separadas e sua detecção nas câmaras de fotoemulsão e chumbo permite determinar a energia e a posição (diagrama de alvo), no plano de observação, de cada c.e.m. individual.

Interações nucleares no próprio chumbo das câmaras detetoras dão lugar a c.e.m. compostas denominadas Pb-jatos.

Até o presente, a energia $\sum E = \sum_i E_i$ de Pb-jatos tem sido estimada tratando-se as c.e.m. compostas da mesma forma que as c.e.m. simples (individuais). Feitas as contagens de traços ou as medidas fotométricas na c.e.m. composta, sem procurar separar as c.e.m. individuais sobrepostas, dá-se a $\sum E_g$ do Pb-jato o valor da energia nominal que se obtém procurando o melhor ajuste das medidas com curvas de transição que são corretas apenas para c.e.m. simples.

Com o objetivo de obter uma melhor estimativa de $\sum E_g$ de Pb-jatos, procuramos estudar o desenvolvimento no chumbo de c.e.m. compostas, construindo curvas de distribuição lateral, para várias profundidades, utilizando eventos simulados com base em C-jatos estudados

dos pela C.B.J. e outros publicados pela C.B.B., ref. 8. A partir das curvas de distribuição lateral obtivemos, por integração, as curvas de transição correspondentes aos Pb-jatos simulados.

2.7.1 - Simulação de Cascatas Eletromagnéticas Compostas (Pb-jatos) Verticais

O estudo de C-jatos nas CENC's nºs 12 e 13 da C.B.J. permitiu obter 83 diagramas de alvo nos quais não há superposição de c.e.m..

Para cada diagrama de alvo tem-se as informações:

E_i : energia de cada cascata eletromagnética;

\vec{R}_i : vetor que determina a posição da i-ésima c.e.m. no plano de observação (relativamente ao centro pesado de energia);

$\sum E_g = \sum_i E_i$: energia total irradiada sob forma de raios gama;

H: distância entre o centro de interação nuclear e o plano de observação.

Sabe-se (ref. 9) que a distribuição de momenta transversais dos C-jatos é independente de $\sum_i E_i$. Fazendo uso dessa informação e de relações de semelhança geométrica, pode-se gerar novos diagramas de alvo, a partir de diagramas de alvo experimentais, através da transformação:

$$T(E_i, \vec{R}_i, \sum_i E_i, H) = (kE_i, \alpha \vec{R}_i / k, k \sum_i E_i, \alpha H) \quad (2-2)$$

A simulação de Pb-jatos foi feita inicialmente utilizando-se 83 C-jatos da C.B.J. e normalizando os diagramas de alvo para:

$h = \alpha H = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9$ e 10 cm de chumbo

e

$$\sum_i E_i' = k \sum_i E_i = 10^{12}, 5 \times 10^{12} \text{ e } 10^{13} \text{ e.v.}, \text{ respectivamente.}$$

A fig. 2-11 mostra um diagrama de alvo típico.

Para cada diagrama de alvo foram sorteadas as distâncias de materialização * Z_i de todos os raios gama levando em conta que a distribuição de probabilidade de Z é:

$$du = e^{-Z/\sigma_0} dZ / \sigma_0 \quad (2-3)$$

$$\sigma_0 = 9X_0/7 \quad (2-4)$$

$X_0 = 1$ unidade de cascata ($= 0,57 \text{ cm}$, no chumbo)

Para isso sorteu-se u de uma distribuição uniforme em $0 \leq u \leq 1$ e tomou-se:

$$Z_i = -\ln(1 - u) \times \sigma_0 \quad (2-5)$$

Dada uma i -ésima c.e.m. de energia E_i e um plano de observação situado a uma profundidade h em relação ao centro de interação nuclear do diagrama de alvo, seja:

$$\rho_h(E_i, r_i, t_i = h - Z_i)$$

a densidade de elétrons e pósitrons nos pontos situados à distância r_i do eixo da c.e.m.

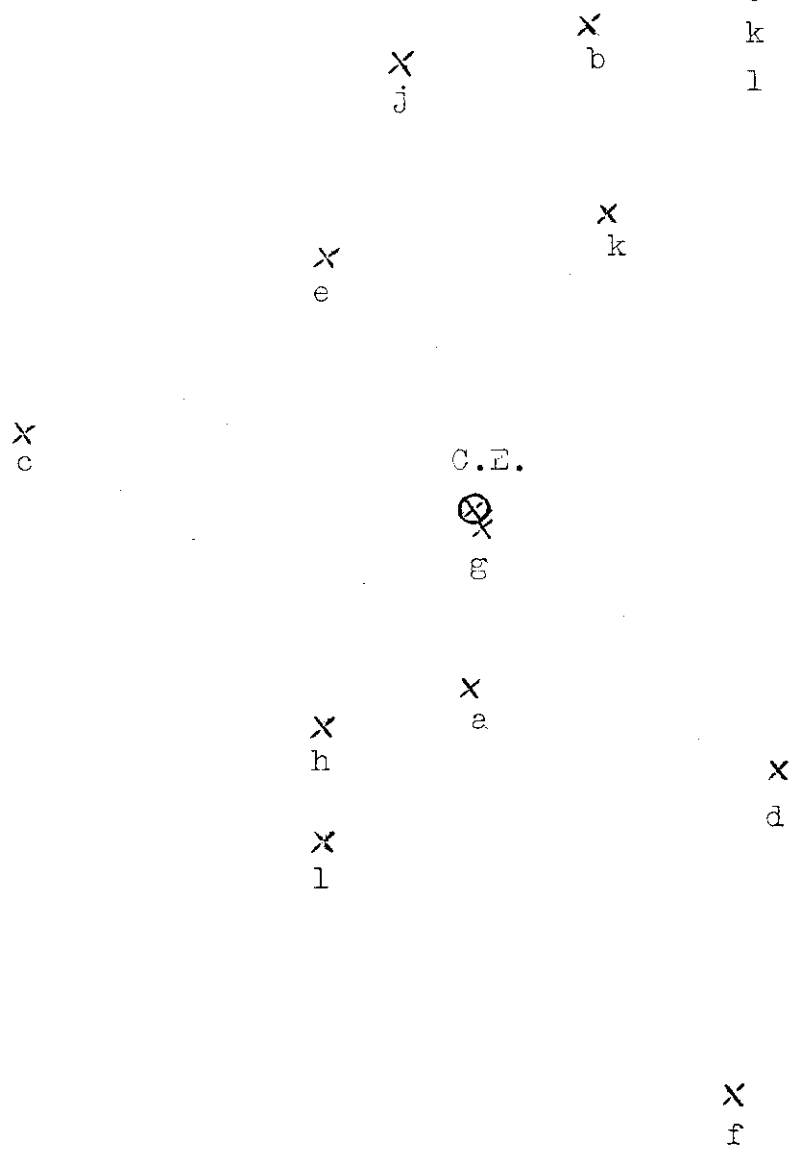
* A rigor, a distância entre o ponto de desintegração $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ e o ponto de materialização de um raio gama difere da distância entre este último ponto e o centro de interação nuclear que gerou os π^0 .

Fig. 2-11

Posições de Incidência das Cascatas Eletromagnéticas
que Constituem o C-Jato Nº 705, CENEC nº 13, C.B.J.

Casc.	$E/10^{12}$ e.v.
a	0,92
b	0,70
c	0,42
d	0,45
e	0,27
f	0,25
g	0,26
h	0,36
j	0,18
k	0,21
l	0,20

44 μ m



Para cada diagrama de alvo da simulação obteve-se a densidade média de eletrons e pósitrons, à distância $r_{\text{Pb-jato}}$ do centro de energia da c.e.m. composta simulada, efetuando-se, no Centro de Computação de Dados do Instituto de Matemática, Estatística e Ciências da Computação, da Universidade Estadual de Campinas, as integrações:

$$\rho_{\text{Pb}}(\sum_i E_i, r_{\text{Pb}}, h) = \frac{1}{72} \sum_{j=1}^{72} \sum_i \rho_h [E_i, (\vec{r}_{\text{Pb}} - \vec{R}_i), t_i] \quad (2-6)$$

com

$$\vec{r}_{\text{Pb}} = \vec{r}(r_{\text{Pb}}, \phi_j) \quad (2-7)$$

$$\phi_j = 5j \quad (2-8)$$

sendo ϕ_j o ângulo azimutal em graus.

A fig. 2-12 mostra a distribuição lateral $\rho(E, r, h)$, ref. 6, para cascatas eletromagnéticas simples em várias profundidades de observação, na CENEC, para $E_g = 10^{13}$ e.v.. Para $r < 100$ microns, as distribuições laterais para outras energias podem ser obtidas fazendo-se uso da relação de semelhança:

$$\rho(E', r', h) = (E'/E)^2 \rho(E, r=E'r'/E, h). \quad (2-9)$$

As figs. 2-13a), b) e c) mostram os resultados obtidos para distribuições laterais de Pb-jatos simulados, tomando-se $\sum_i E_i = 10^{13}$ e.v. e $h = 2, 5$ e 10 cm de chumbo. A curva nº 1 corresponde à mediana das densidades obtidas e as curvas nºs 2 e 3 contêm 50% dos dados; a curva nº 4 corresponde a c.e.m. individuais (os pontos calculados foram espalhados horizontalmente, em torno das abscissas corretas, para facilitar a visualização: eliminação de superposição; pelo mesmo motivo, estas figuras contêm apenas a metade dos Pb-jatos simulados; porém, a mediana e as faixas foram deter -

Fig. 2-12

Distribuição Lateral de c.e.m. Simples

$E = 10^{13}$ e.v.

$\rho_{e^+/\mu m^{-2}}$

T/u.c.

$(h_{Pb} = 0,57T_{cm}/u.c.)$

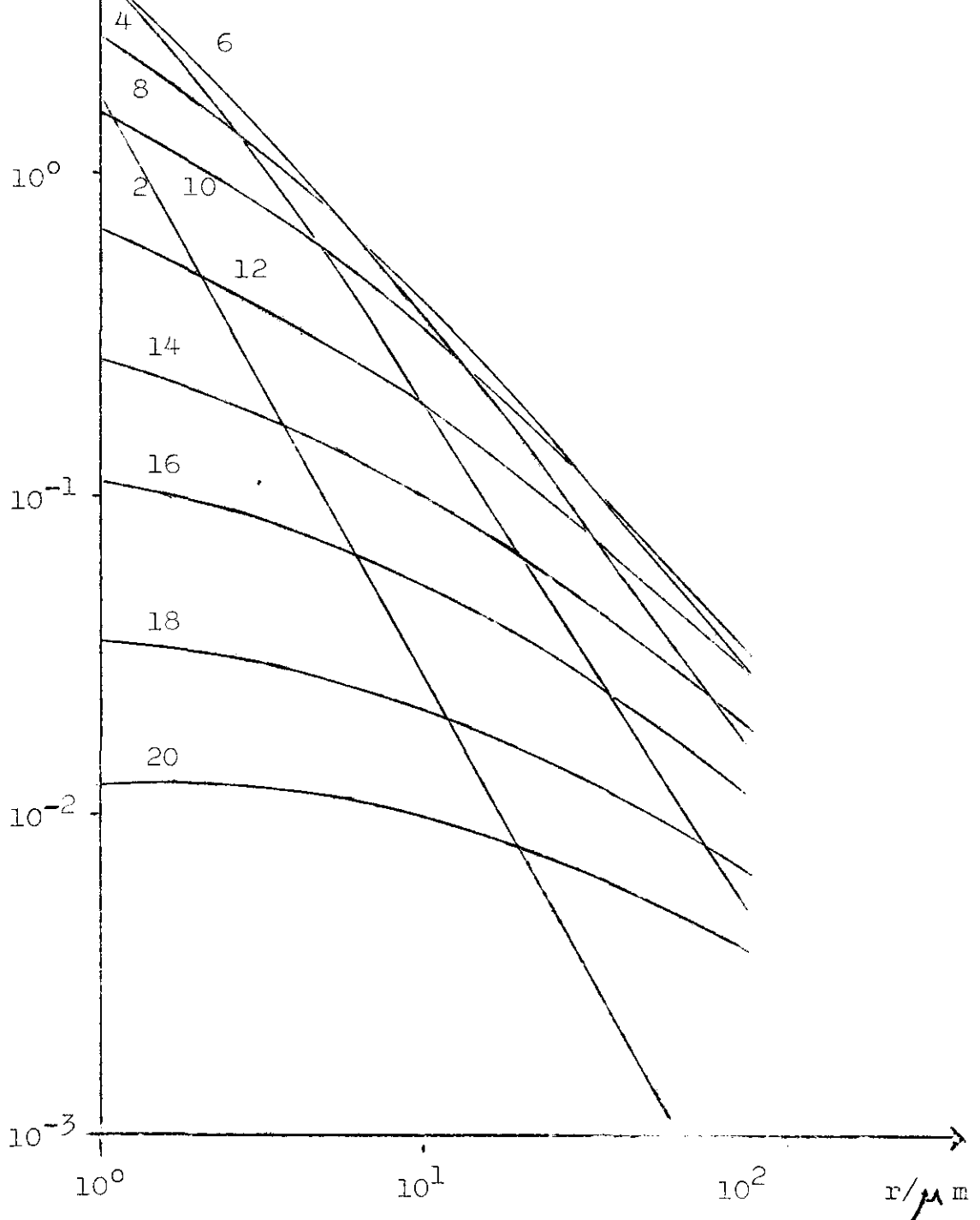


Fig. 2-13a)

Distribuição Lateral

Pb-jato (Pontos Simulados)

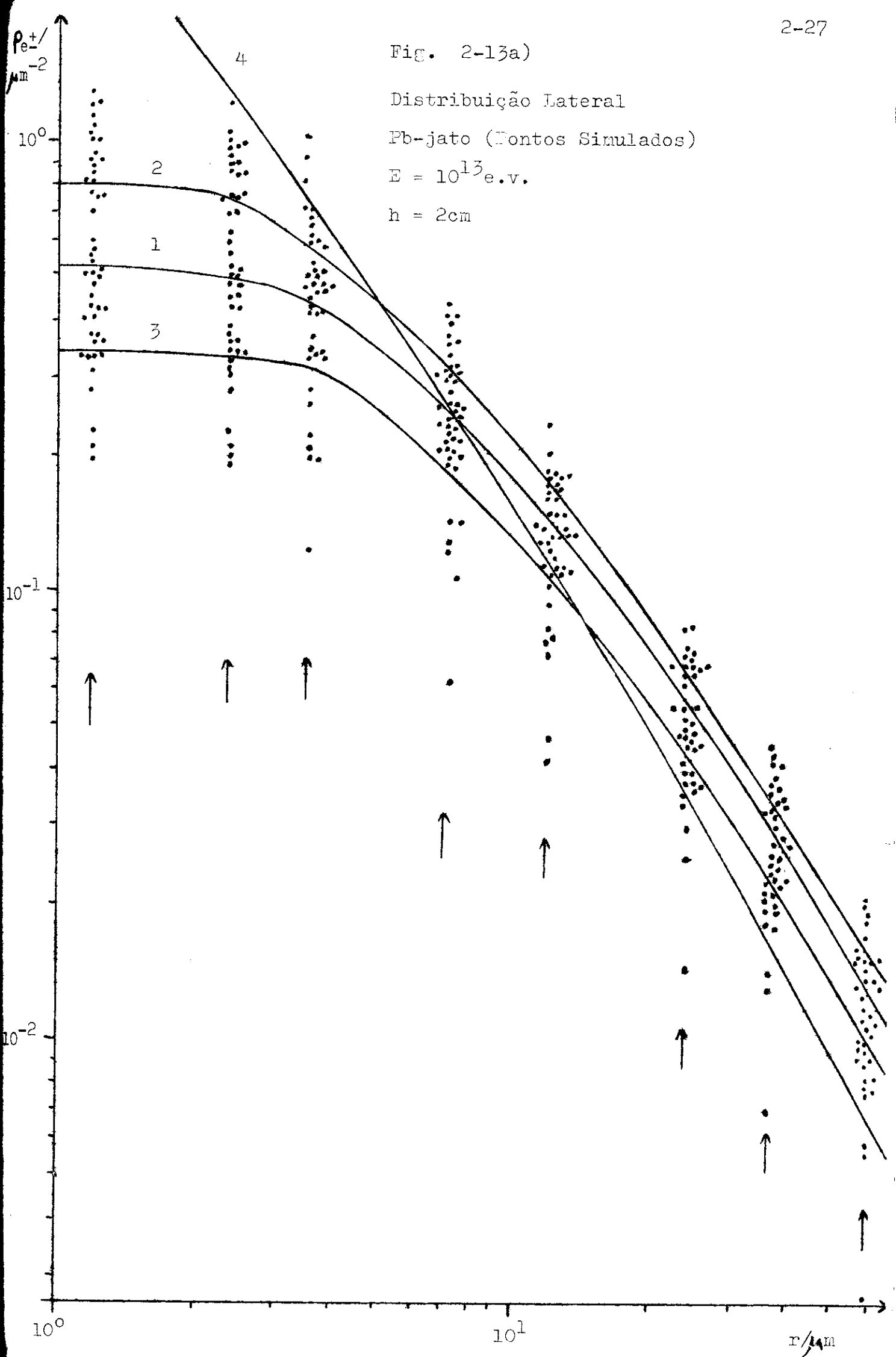
 $E = 10^{13}$ e.v. $h = 2$ cm

Fig. 2-13b)

Distribuição Lateral

Fb-jato (Pontos Simulados)

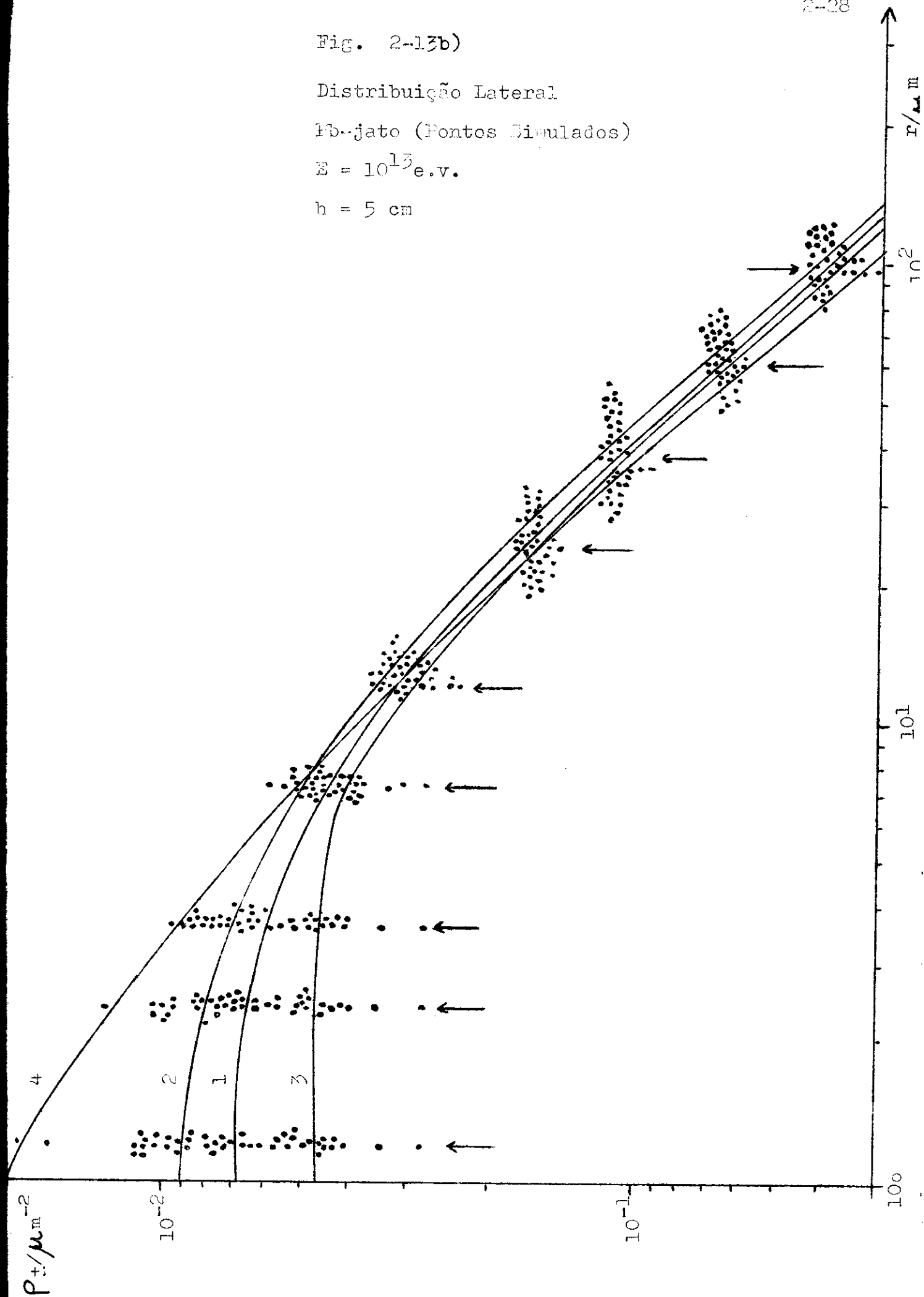
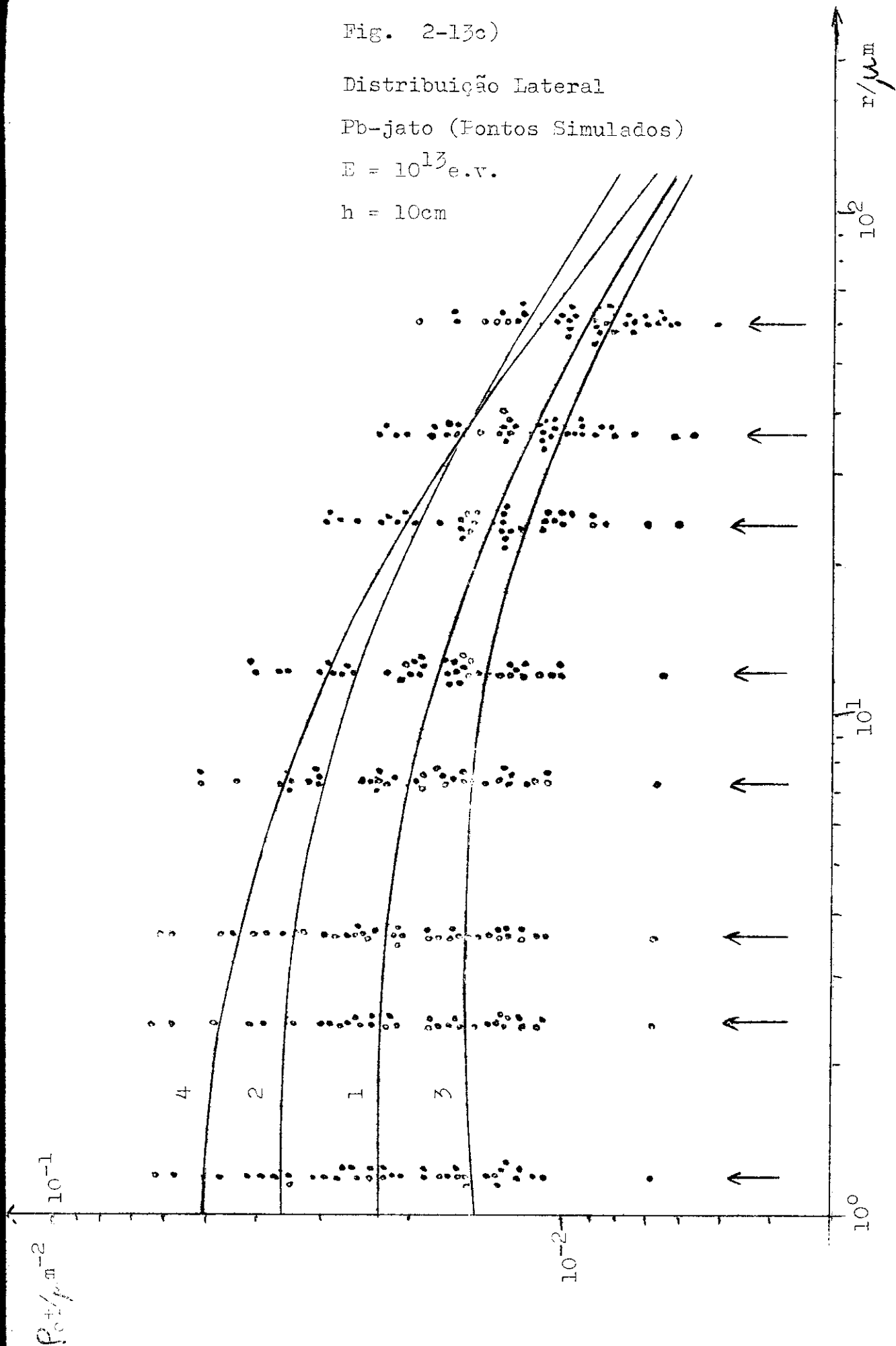
 $E = 10^{13}$ e.v. $h = 5$ cm

Fig. 2-13c)

Distribuição Lateral

Pb-jato (Pontos Simulados)

 $E = 10^{13}$ e.v. $h = 10$ cm

minadas levando-se em conta o total dos eventos simulados.

A fig. 2-14 mostra as distribuições laterais para gama simples e as medianas, obtidas por simulação de 83 Pb-jatos de energia normalizada $\sum_i E_i = 10^{13}$ e.v., também para $h=2, 5$ e 10 cm de chumbo. Note-se que a diferença entre as distribuições laterais para cascatas individuais e para cascatas compostas é maior para pequenas distância ao centro do evento.

Na fig. 2-15 estão mostradas, para $\sum_i E_i = 10^{13}$ e.v., as relações

$$\frac{\rho_{\text{simples}}(E, r, h)}{\rho_{\text{composta}}(\sum_i E_i = E, r, h)} \quad (2-10)$$

em função da distância ao eixo das c.e.m. correspondentes, também para $h = 5$ e 10 cm de chumbo.

Comparando os resultados obtidos para $\sum_i E_i = 5 \times 10^{12}$ e.v. e 10^{12} e.v., verificou-se que a relação de semelhança

$$\rho(E', r', h) = (E'/E)^2 \rho(E, r = E'r'/E, h) \quad (2-11)$$

é válida também para c.e.m. compostas.

A fig. 2-16 mostra as distribuições laterais obtidas para cascatas compostas de $\sum_i E_i = 10^{13}$ e.v. e $h = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9$ e 10 cm de chumbo.

As curvas de transição (número de eletrons e pósitrons existentes em um círculo de raio $R = 50$ microns versus profundidade no chumbo) das c.e.m. compostas simuladas foram obtidas integrando-se as distribuições laterais e são mostradas na fig. 2-17 (as faixas indicadas contêm 50% dos pontos calculados).

Na fig. 2-18 estão comparadas as curvas de transição para c.e.m. simples e para c.e.m. compostas. Nesta fig. estão também traça

Fig. 2-14

Distribuição Lateral

Pb-jato (Comparação)

 $E = 10^{13}$ e.v. h/cm

5

2

5

2

10

10

— Gama Simples
 - - - Pb-jato (C.B.J.)

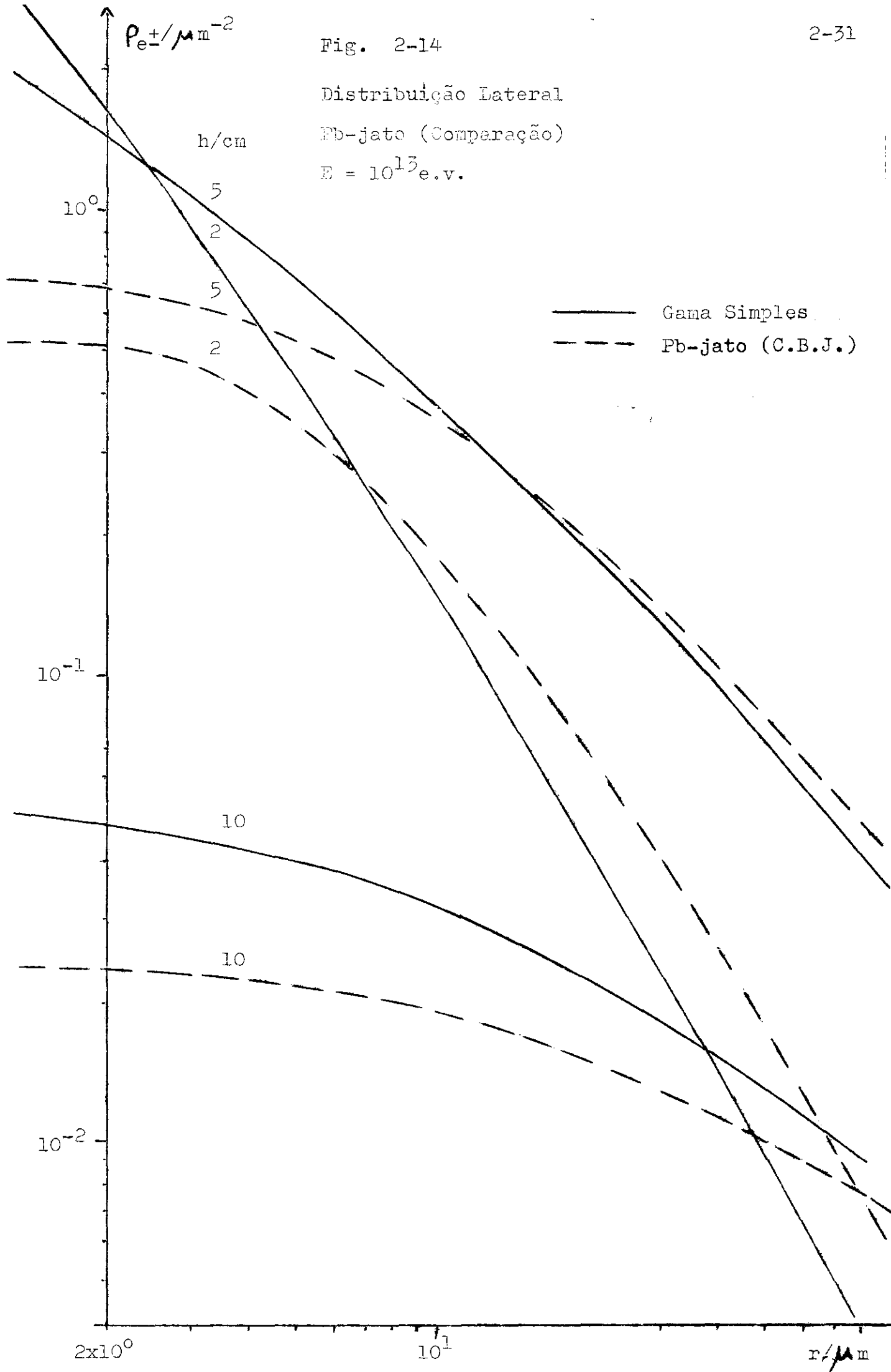


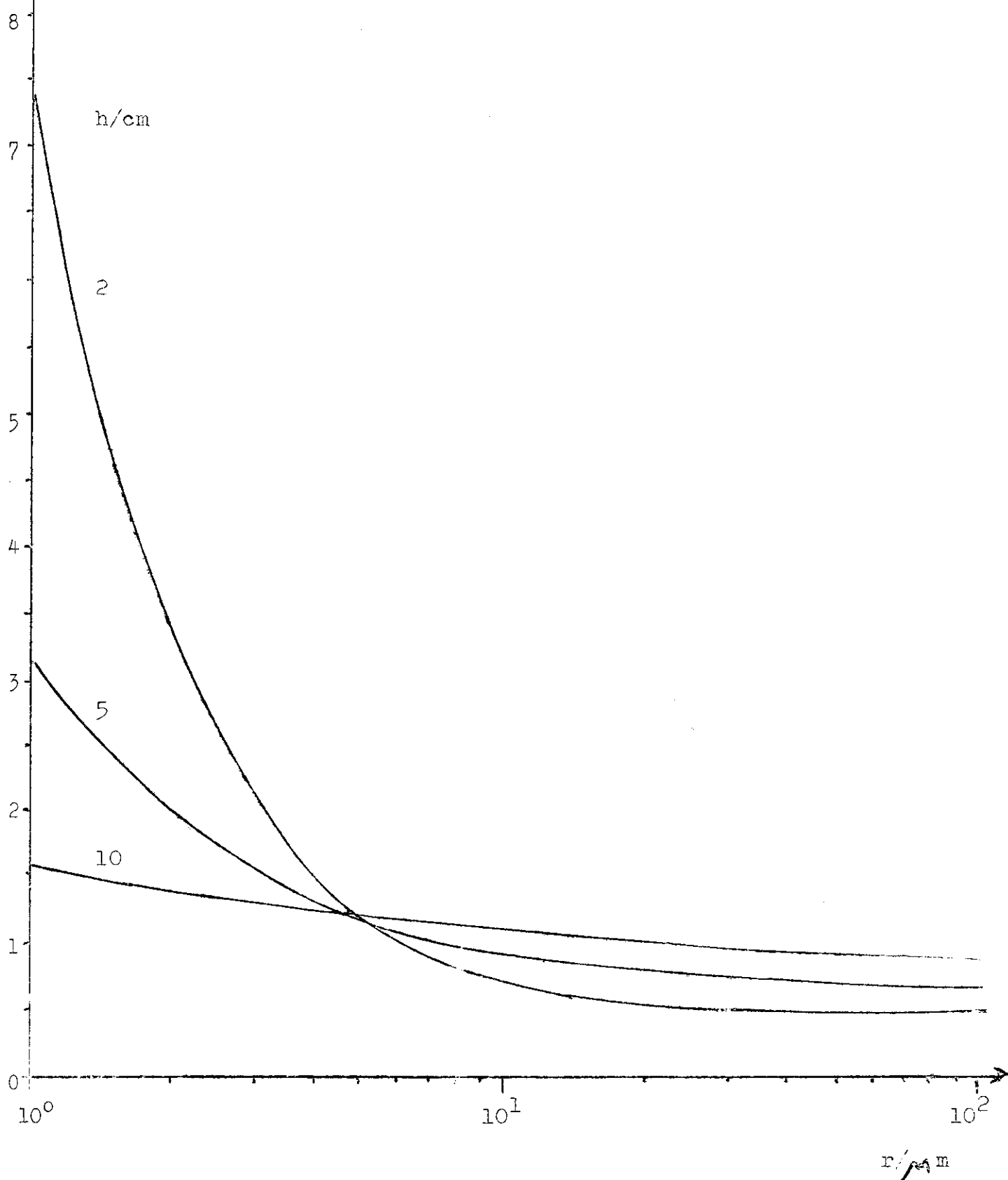
Fig. 2-15

$\frac{\rho_s}{\rho_c}$

$\frac{\rho_s}{\rho_c}$ versus Distância ao Eixo

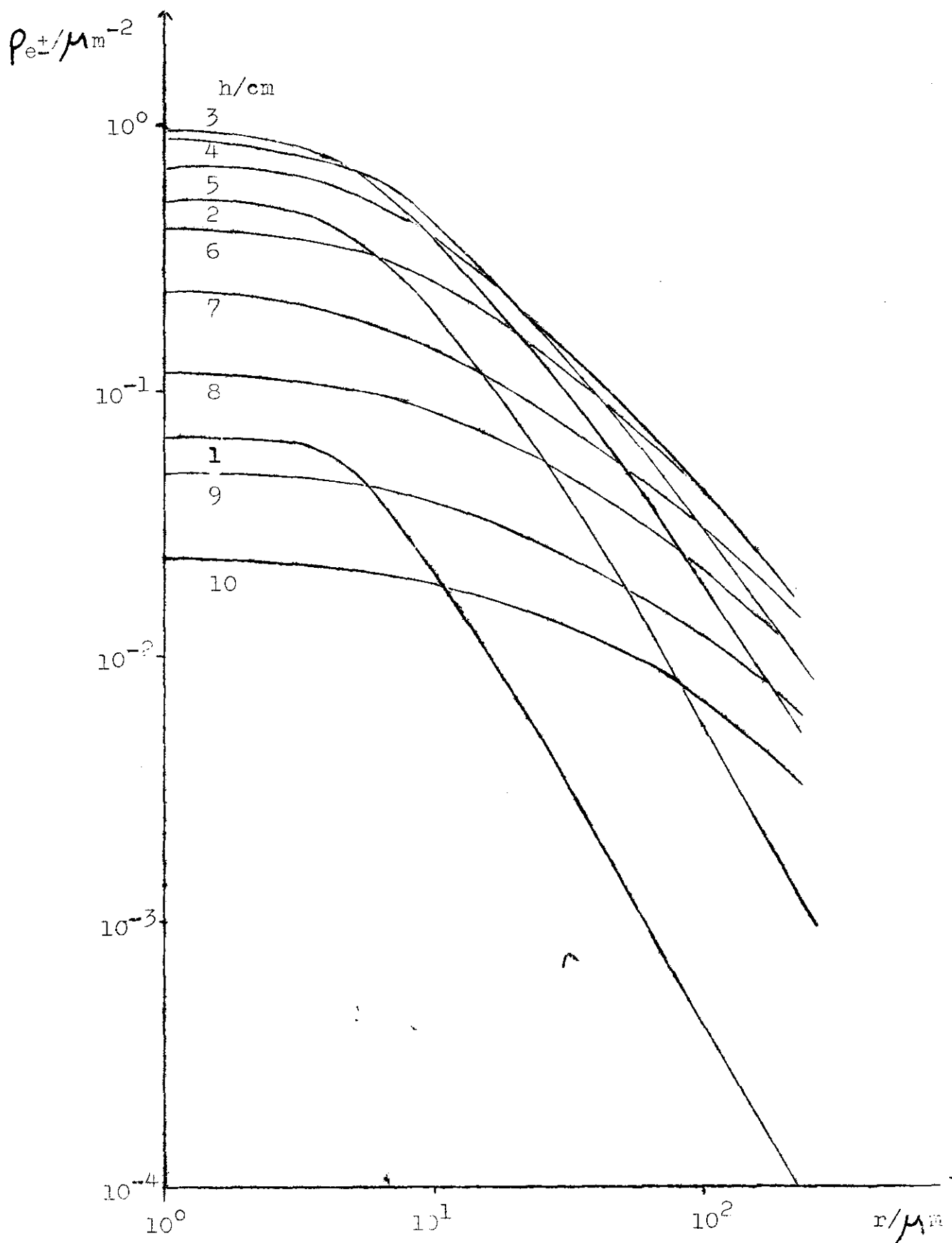
Pb-jato (C.B.J.)

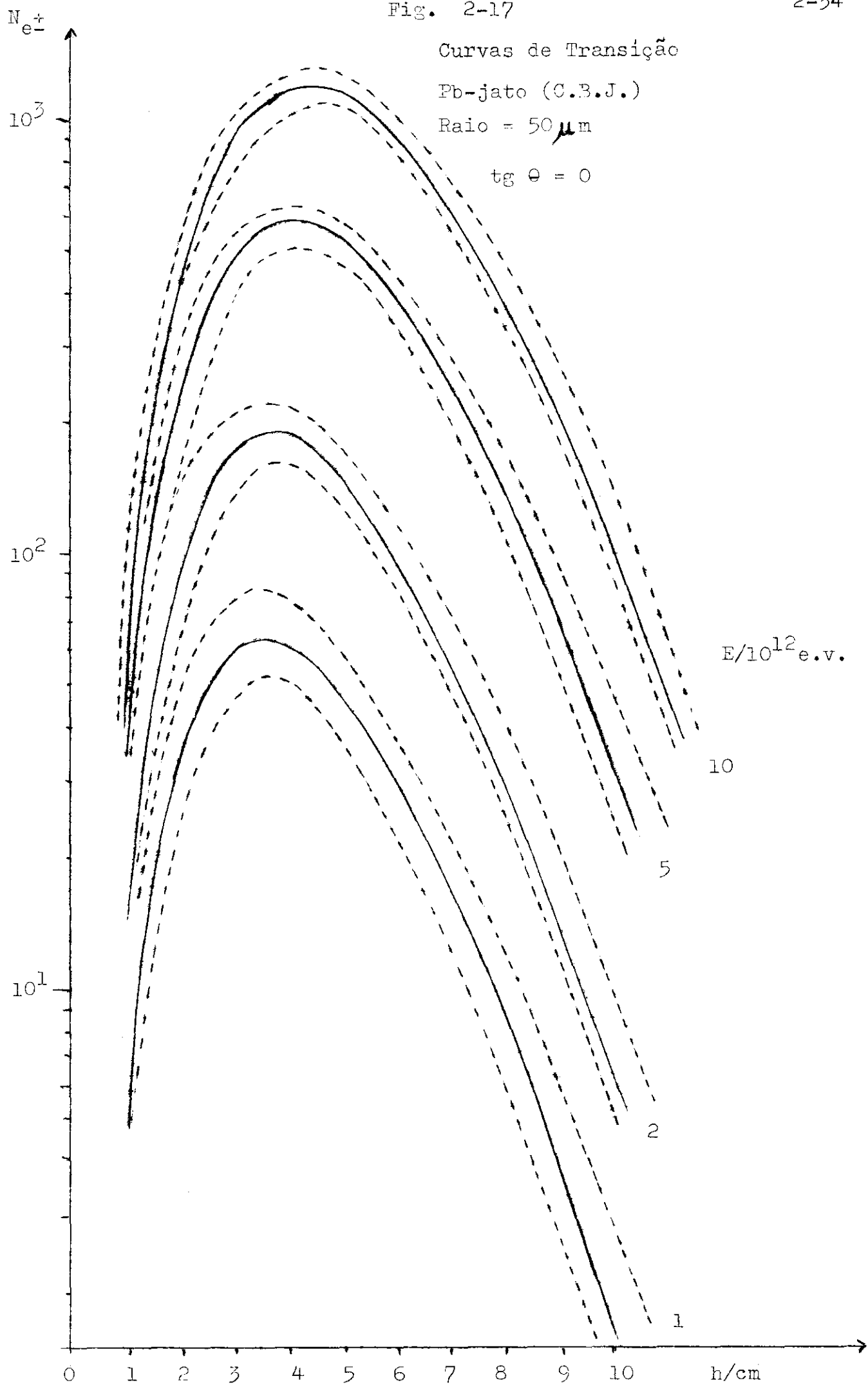
$E = 10^{13}$ e.v.



Distribuição Lateral

Pb - jato (C.B.J.)

 $E = 10^{13}$ e.v.

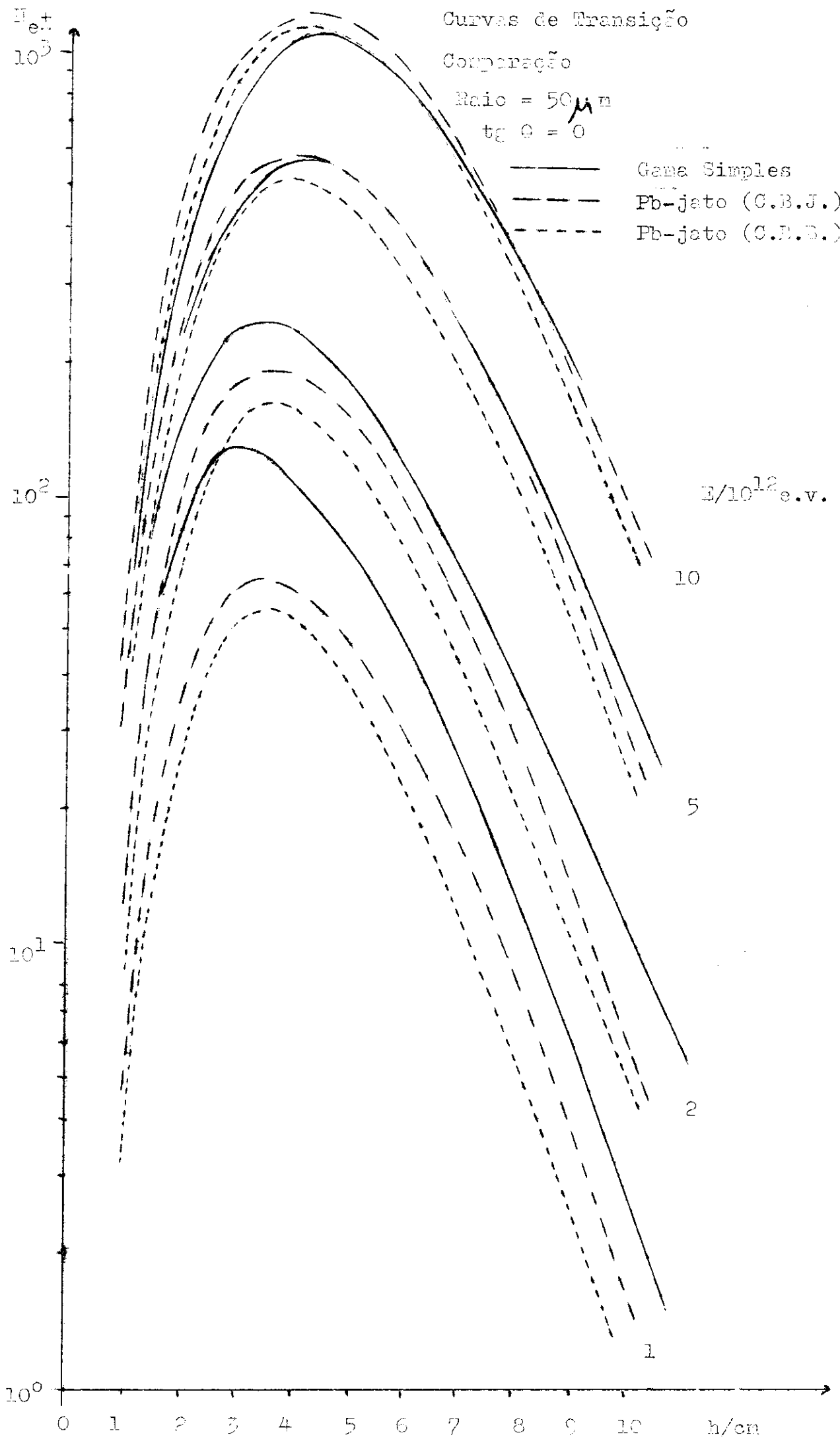


Curvas de Transição

Comparação

Raio = $50 \mu m$ $\text{tg } \theta = 0$

— Gama Simples
 - - - Pb-jato (C.B.J.)
 - - - Pb-jato (C.B.S.)



das as curvas de transição, para c.e.m. compostas, obtidas por simulação com base em dados de 45 C-jatos publicados pela Colaboração Bristol-Bombay (C.B.B.), ref. 8.

Pode-se notar que as curvas de transição relativas à C.B.B. diferem mais das curvas para c.e.m. simples do que aquelas relativas à C.B.J.. Isso pode ser entendido se levarmos em conta que o limiar de detecção para a C.B.B. é menor do que para a C.B.J., para os eventos em questão; por esse motivo, a C.B.J. só detetou C-jatos de vidos a um estado intermediário isotrópico de $m_\gamma = 1,3 \text{ GeV}/c^2$ e número extrapolado de raios gama igual a 8 (ref. 9), enquanto que a C.B.B. detetou também um estado intermediário de $m_\gamma = 8 \text{ GeV}/c^2$ e $n_{\text{ext}} = 30$ (ref. 9). As curvas relativas à C.B.B., embora se baseiem em menor estatística devem corresponder mais de perto à realidade dos Pb-jatos pois incluem também as c.e.m. compostas de maior multiplicidade.

2.7.2 - Cascatas Eletromagnéticas Compostas Inclinadas

Até o momento consideramos somente c.e.m. que incidem verticalmente sobre o detetor.

Para c.e.m. inclinadas pode-se efetuar correções utilizando o método do raio eficaz, conforme J.Nishimura, ref. 6.

As figs. 2-19a), b) e c) mostram as curvas de transição para $R = 50$ microns e várias inclinações das c.e.m.. Nestas figs. são comparadas as curvas de transição para c.e.m. simples com as curvas de transição para c.e.m. compostas (C.B.J. e C.B.B.).

Nas figs. 2-20a), b), c) e d) são dadas as correlações entre o número máximo de eletrons e pósitrons nas c.e.m. e a energia total sob a forma de raios gama, para c.e.m. simples e compostas (C.B.J. e C.B.B.) e para vários ângulos de incidência ($\theta =$ ângulo zenital).

Fig. 2-19a)

Curvas de Transição (Comparação)

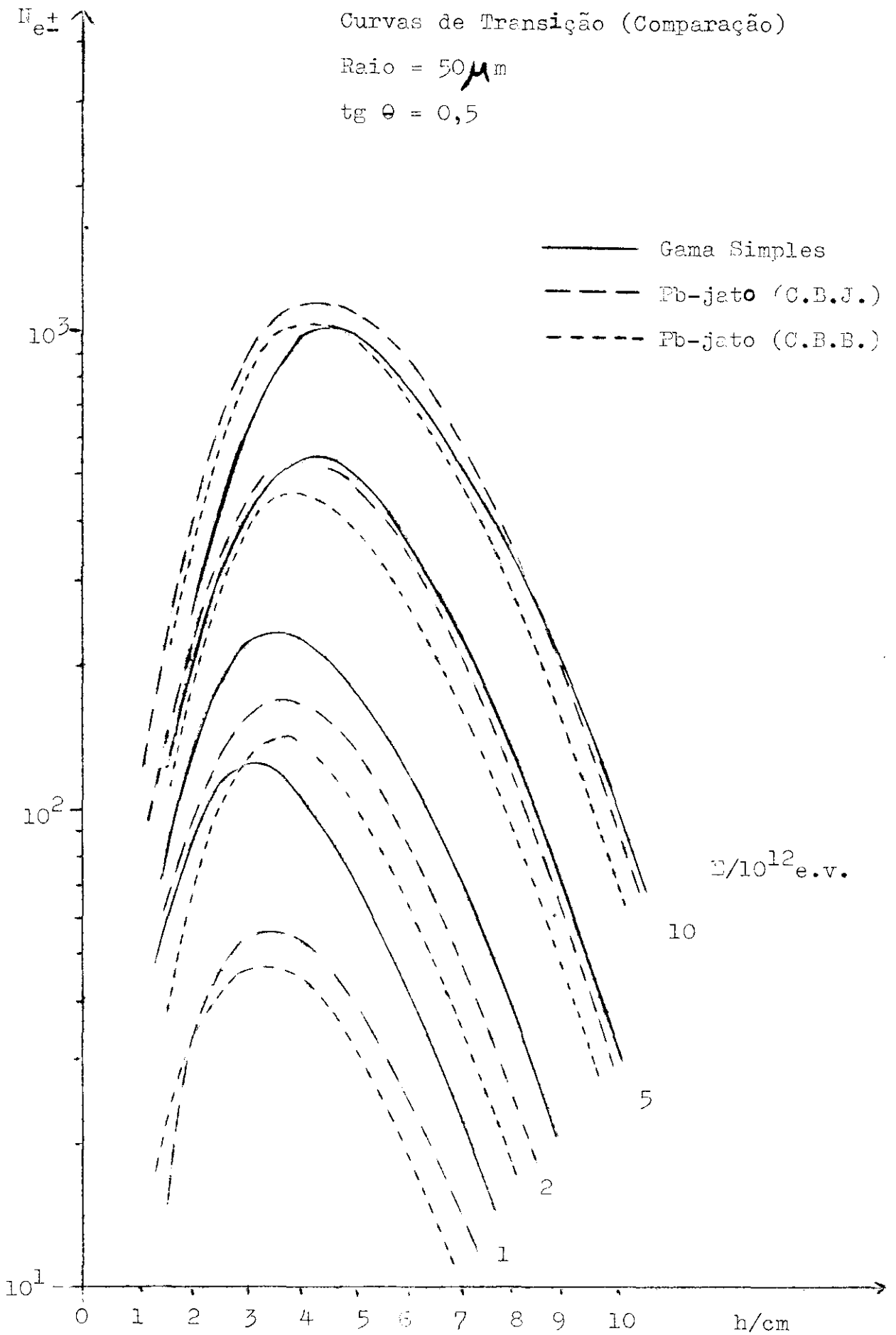
Raio = 50 μ m $\text{tg } \theta = 0,5$ 

Fig. 2-19b)

Curvas de Transição (Comparação)

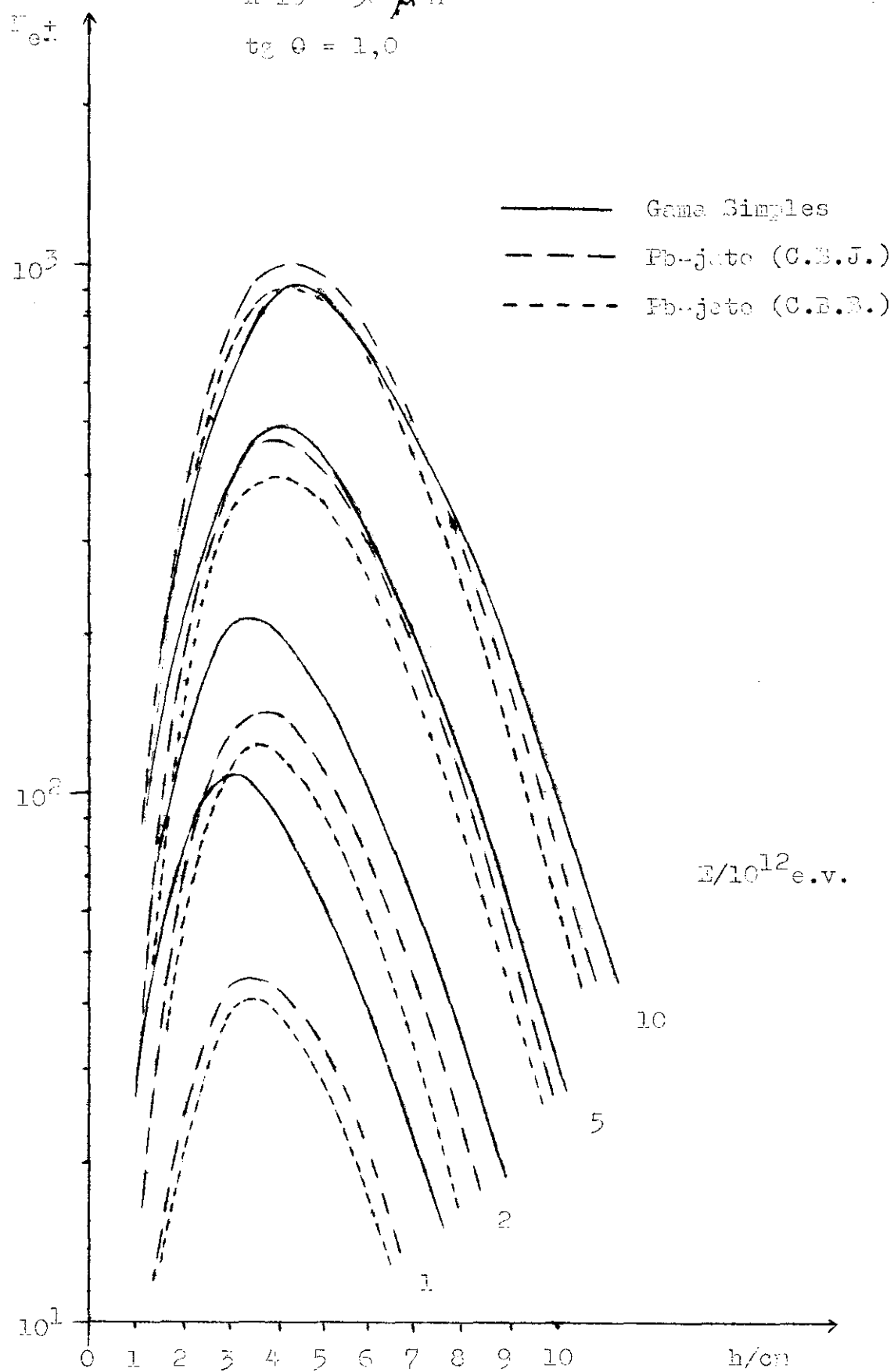
 $R_{10} = 50 \mu m$ $\operatorname{tg} \theta = 1,0$ 

Fig. 2-19c)

Curvas de Transição (Comparação)

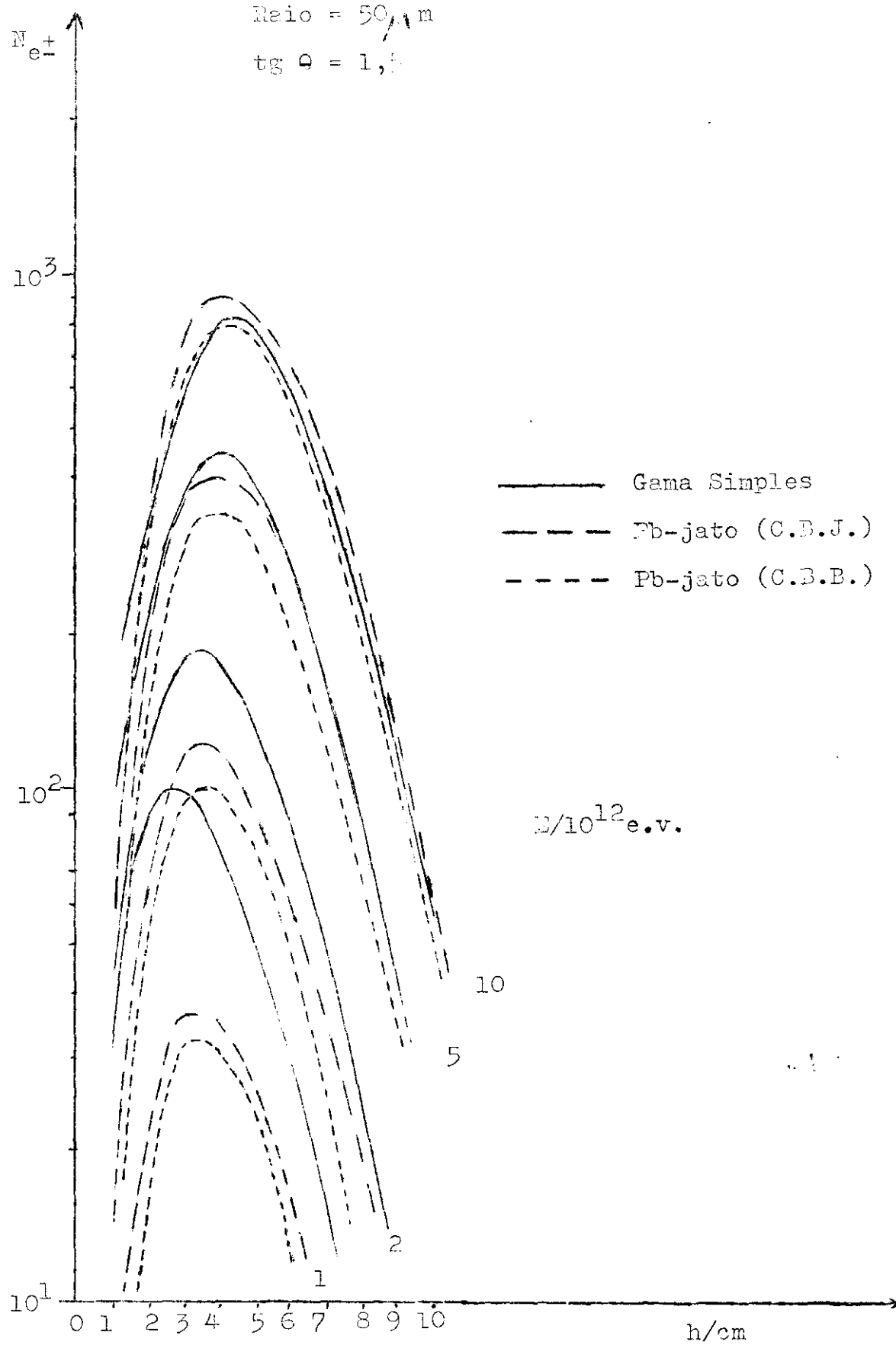
Raio = 50 μ m $\text{tg } \theta = 1,5$ 

Fig. 2-20a)

Energia X Número Máximo de Elétrons
e Pósitrons (Comparação)

Raio = 50 microns

$\text{tg } \theta = 0$

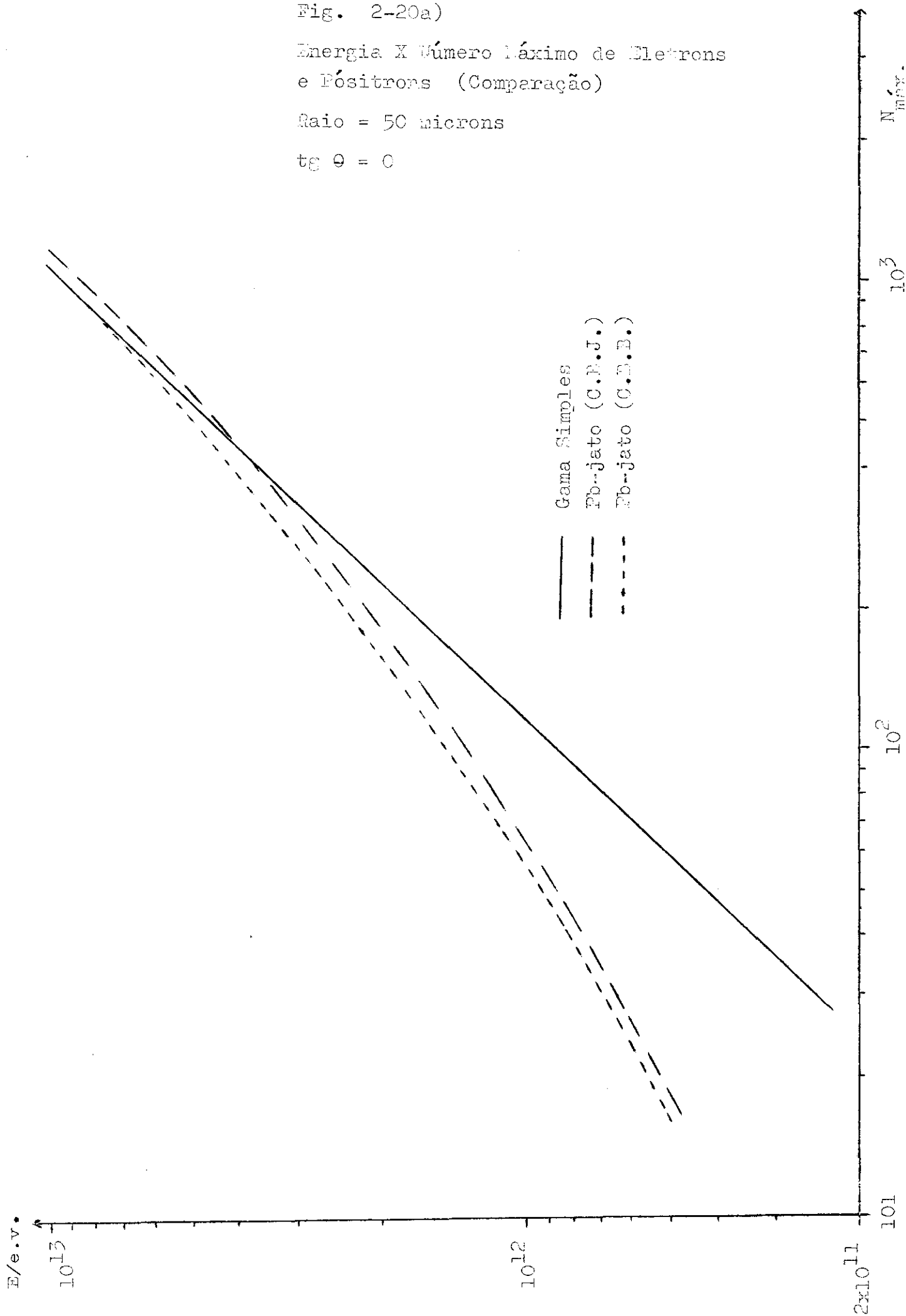


Fig. 2-20b)

Energia X Número Máximo de Elétrons e Pósitrons
(Comparação)

Raio = 50 microns

$\text{tg } \theta = 0,5$

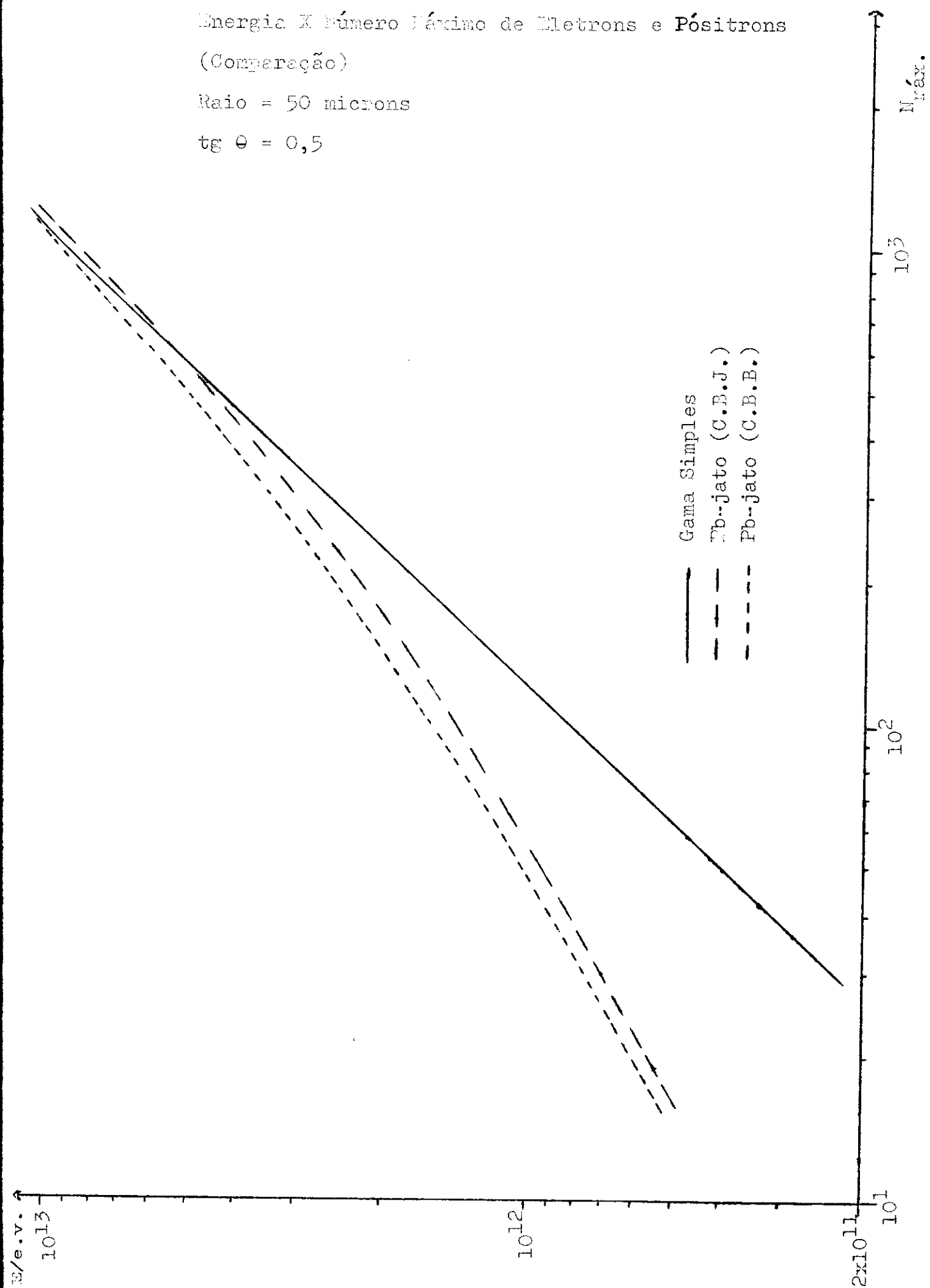


Fig. 2-20c)

Energia X Número Máximo de Eletrons e Pósitrons
(Comparação)

Raio = 50 microns

$\text{tg } \theta = 1,0$

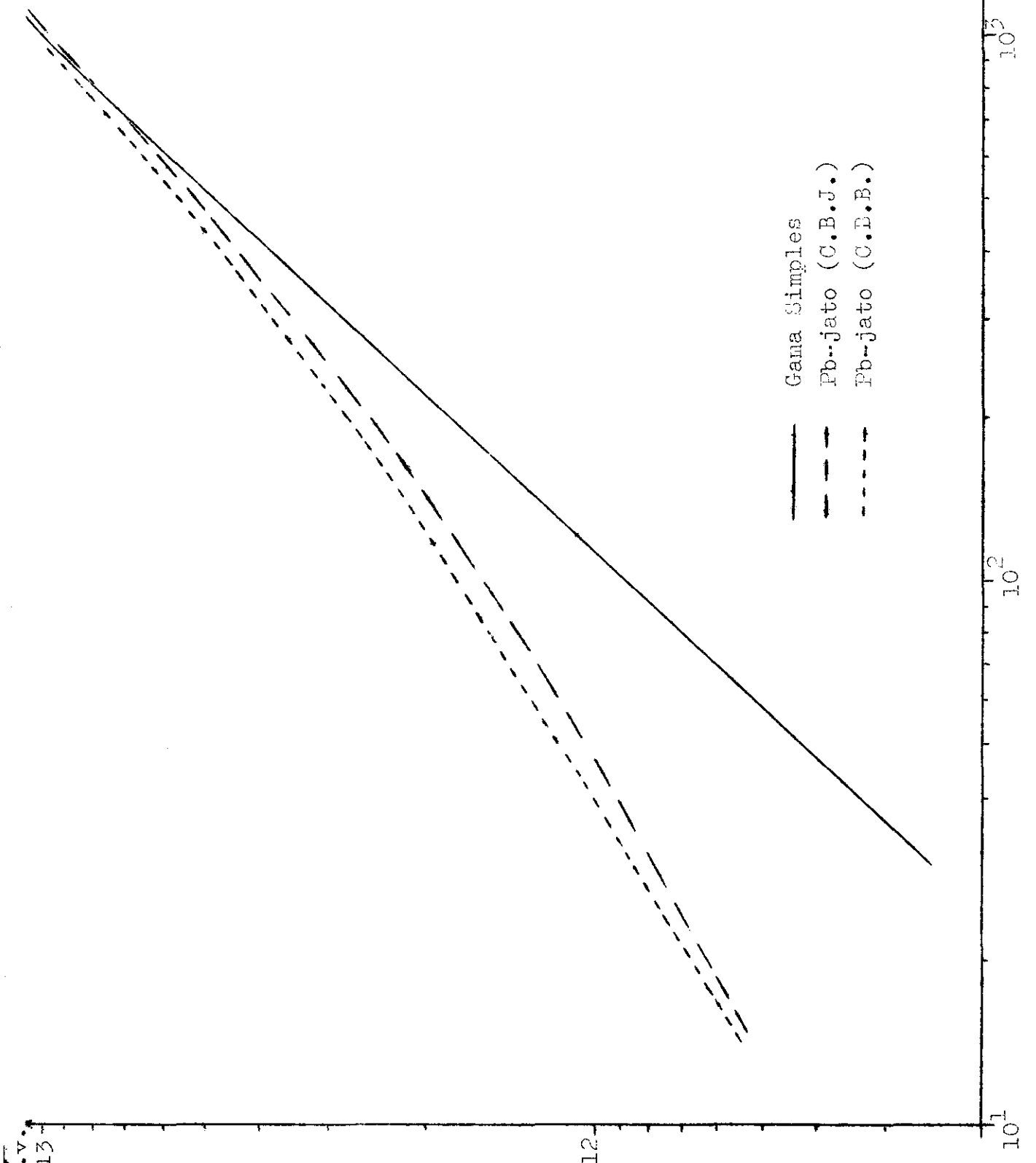
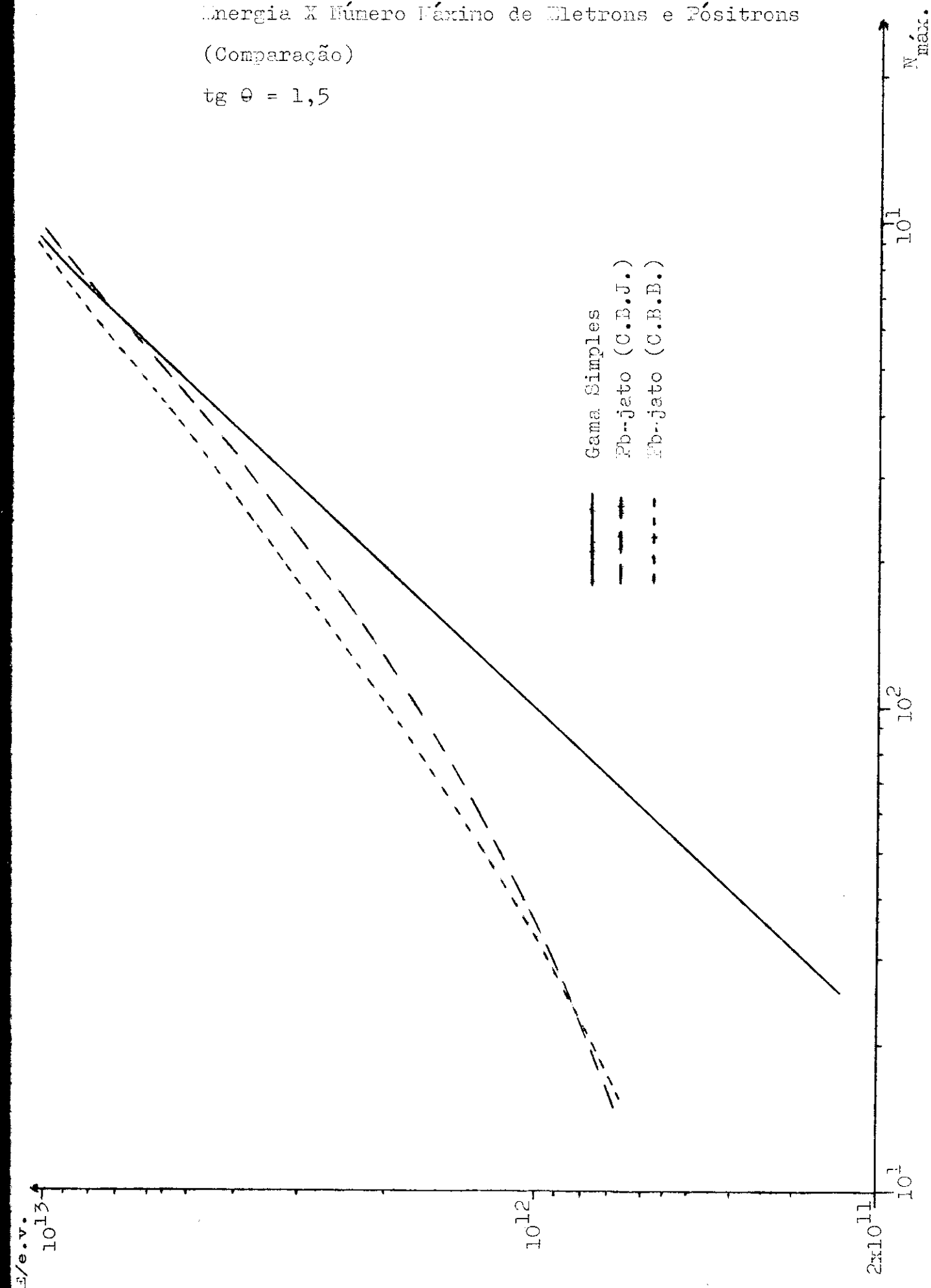


Fig. 2-20d)

Energia X Número Máximo de Eletrons e Pósitrons
(Comparação)

$\text{tg } \theta = 1,5$



2.7.3 - Curvas de Transição para Fotometria de Pb-jatos

I.Ohta (ref. 7) mediu a opacidade local em filmes de raio-X, tipo N, para diversas exposições a feixes de elétrons relativistas obtidos artificialmente. Os resultados de Ohta podem ser expressos pela relação empírica:

$$\theta = \theta_0 (1 - e^{-\alpha \rho_{e^\pm}}) \quad (2-12)$$

com

$$\theta_0 = 7$$

$$\alpha = 3\mu m^2$$

sendo θ a opacidade correspondente à densidade ρ .

A opacidade $\bar{\theta}(R)$ para um diafragma de raio R pode ser obtida integrando-se a eq. (2-12); resulta:

$$\bar{\theta}(R) = -\log_{10} \frac{2}{R^2} \int_0^R e^{-2,3\theta(r)} r dr \quad (2-13)$$

Utilizando as distribuições laterais $\rho_{e^\pm}(E, r, h)$ obtidas para c.e.m. compostas simuladas (2.7.1 e 2.7.2) calculamos, através de (2-12) e (2-13) curvas de transição de opacidade, com diafragma de $R = 185$ microns, para os Pb-jatos baseados em C-jatos da C.B.J. e C.B.B.; nas figs. 2-21a) e b) mostram-se os resultados, estando traçadas as curvas de transição medianas e as que limitam faixas que contêm 50% dos pontos experimentais.

Na fig. 2-22 são comparadas as curvas de transição fotométrica -

Fig. 2-21a)

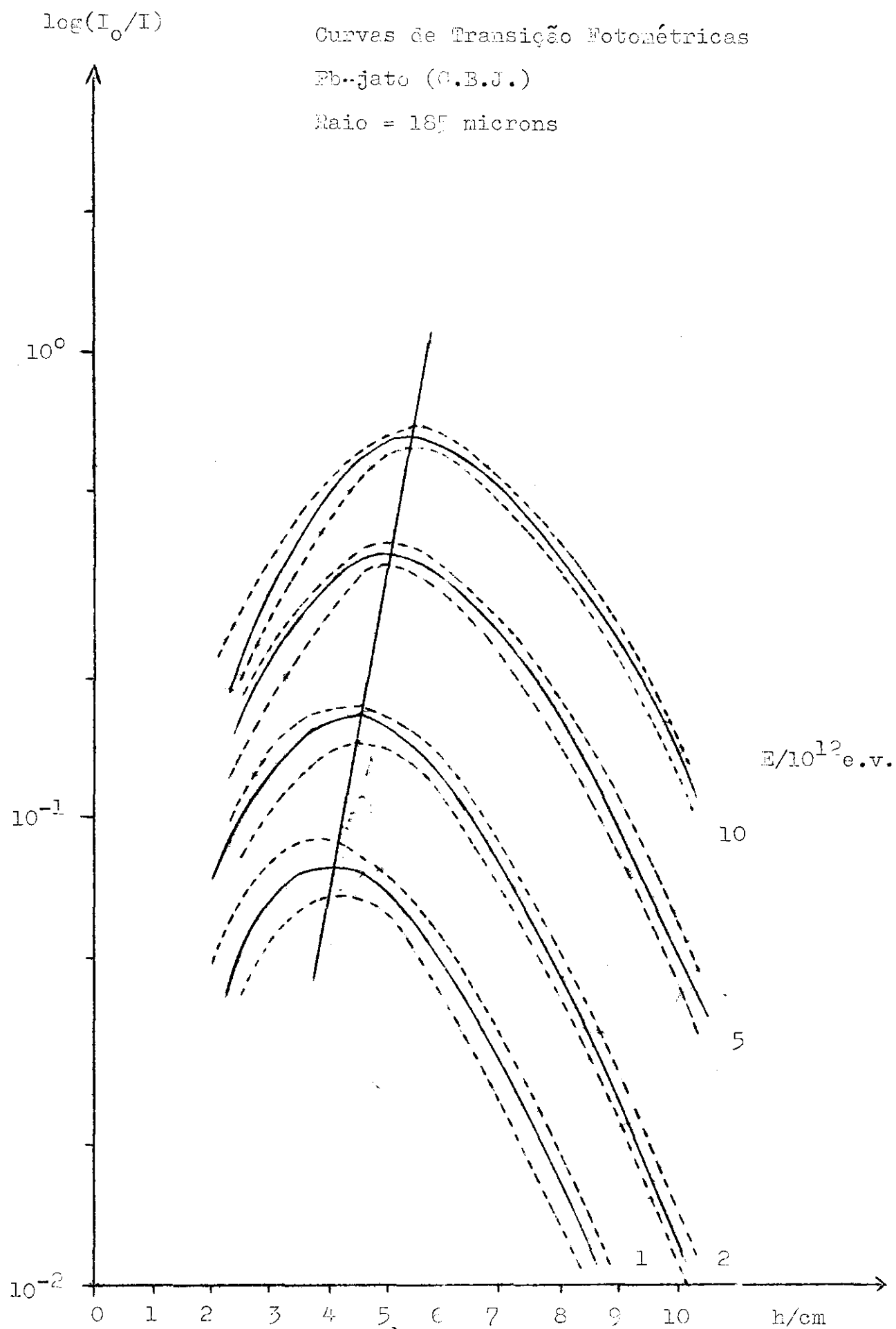
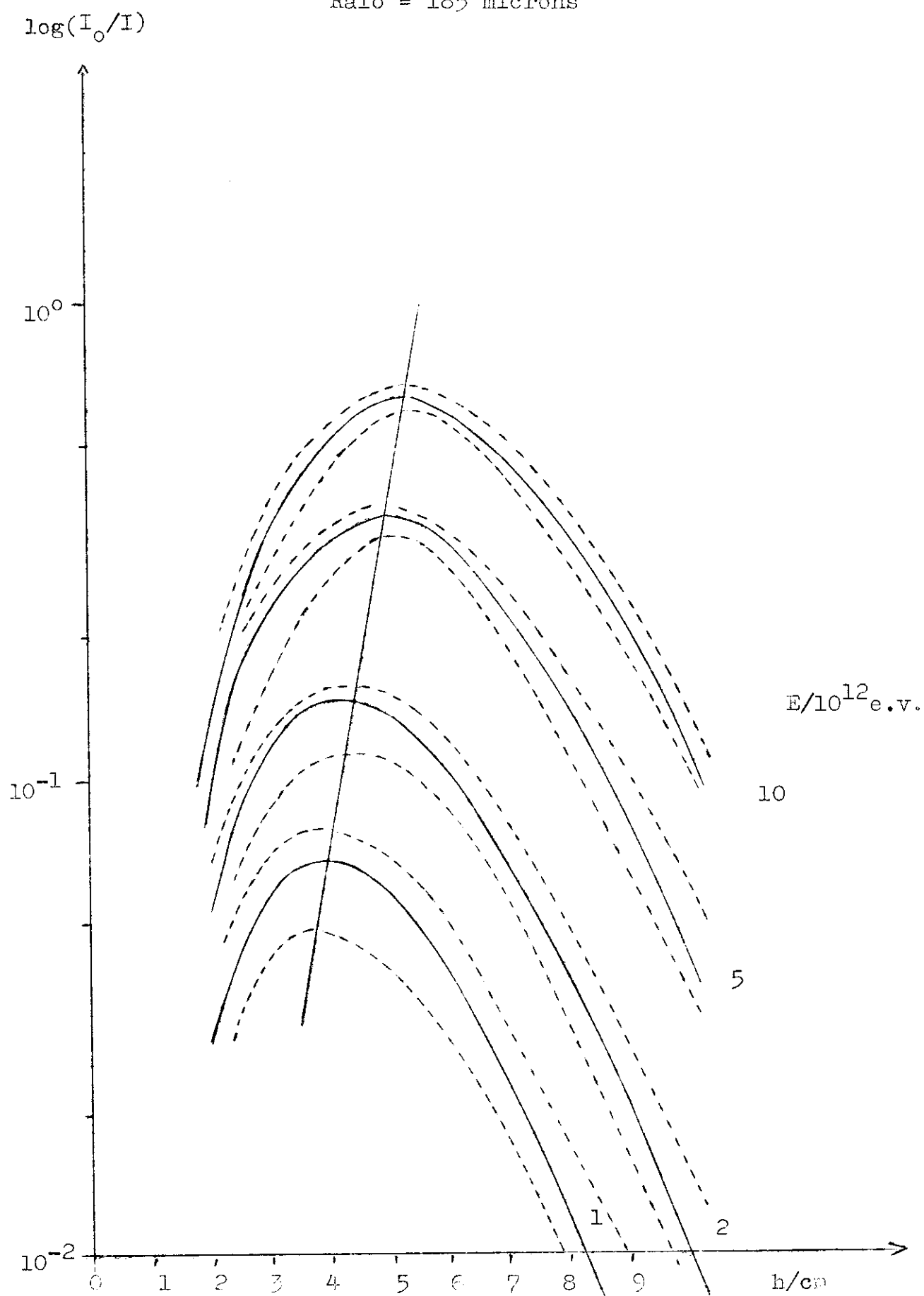


Fig. 2-21b)

Curvas de Transição Fotométricas

Pb-jato (C.B.B.)

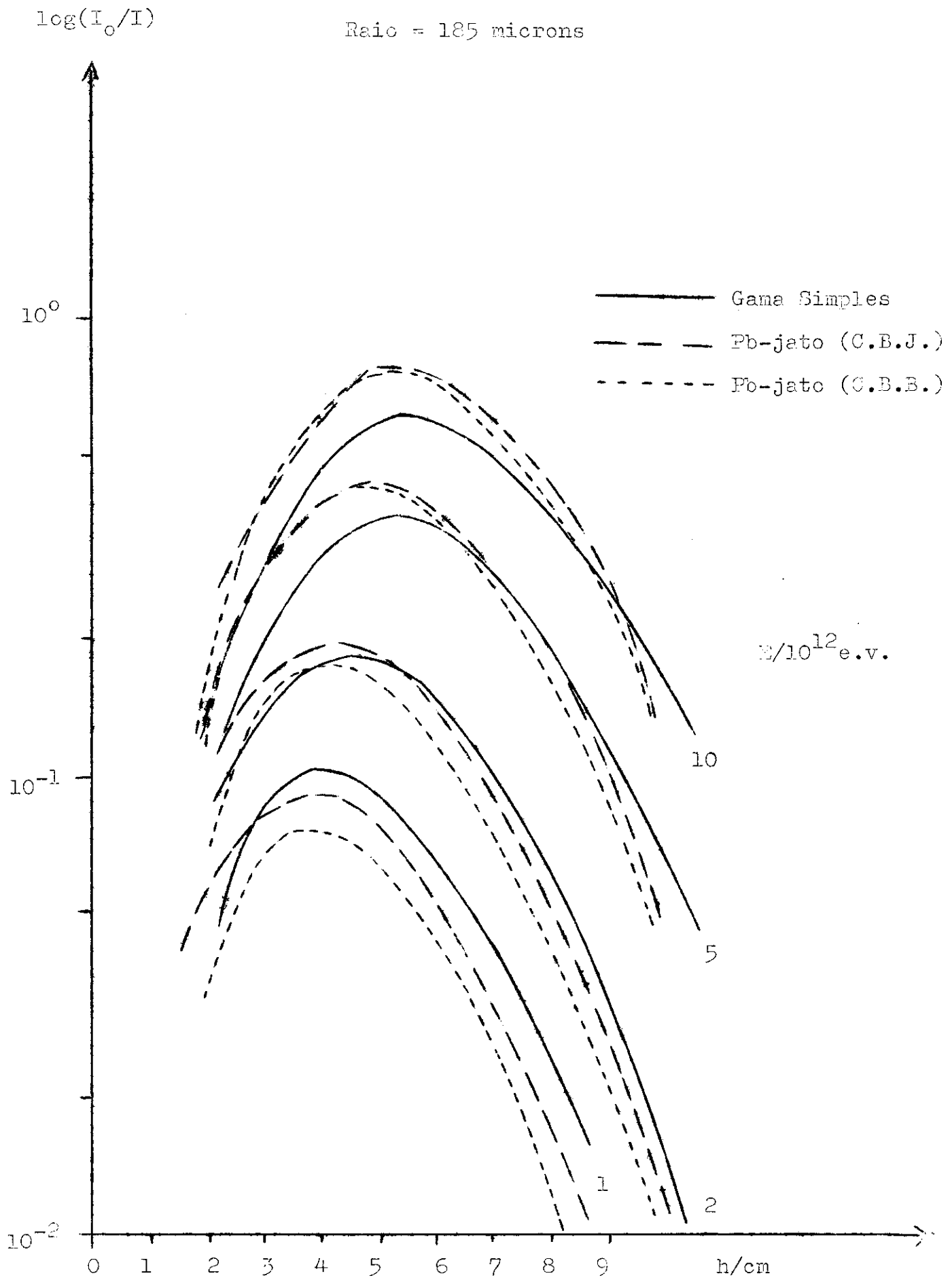
Raio = 185 microns



Curvas de Transição Fotométricas

Pb-jato (Comparação)

Raio = 185 microns



cas para Pb-jatos (C.B.J. e C.B.B.) e para c.e.m. simples.

Convém salientar que, devido a variações provocadas por fabricação, armazenagem, tempo e local de exposição, e processamento, os parâmetros θ_0 e α não terão, em geral, os valores dados por Chta. Por êsse motivo, deve-se efetuar calibrações das medidas densitométricas utilizando c.e.m. cuja energia é conhecida por contagem de traços.

2.7.4 - Conclusões

Os resultados apresentados em 2.7.2 e 2.7.3 mostram que o uso de curvas de transição de c.e.m. simples para o caso de Pb-jato, acarreta erros sistemáticos que não são desprezáveis.

Para o caso de medidas através de contagem de traços, os erros relativos

$$\frac{E_c - E_s}{E_s}$$

$$E_s$$

com

E_c : energia obtida através de curvas de transição de c.e.m. compostas

e

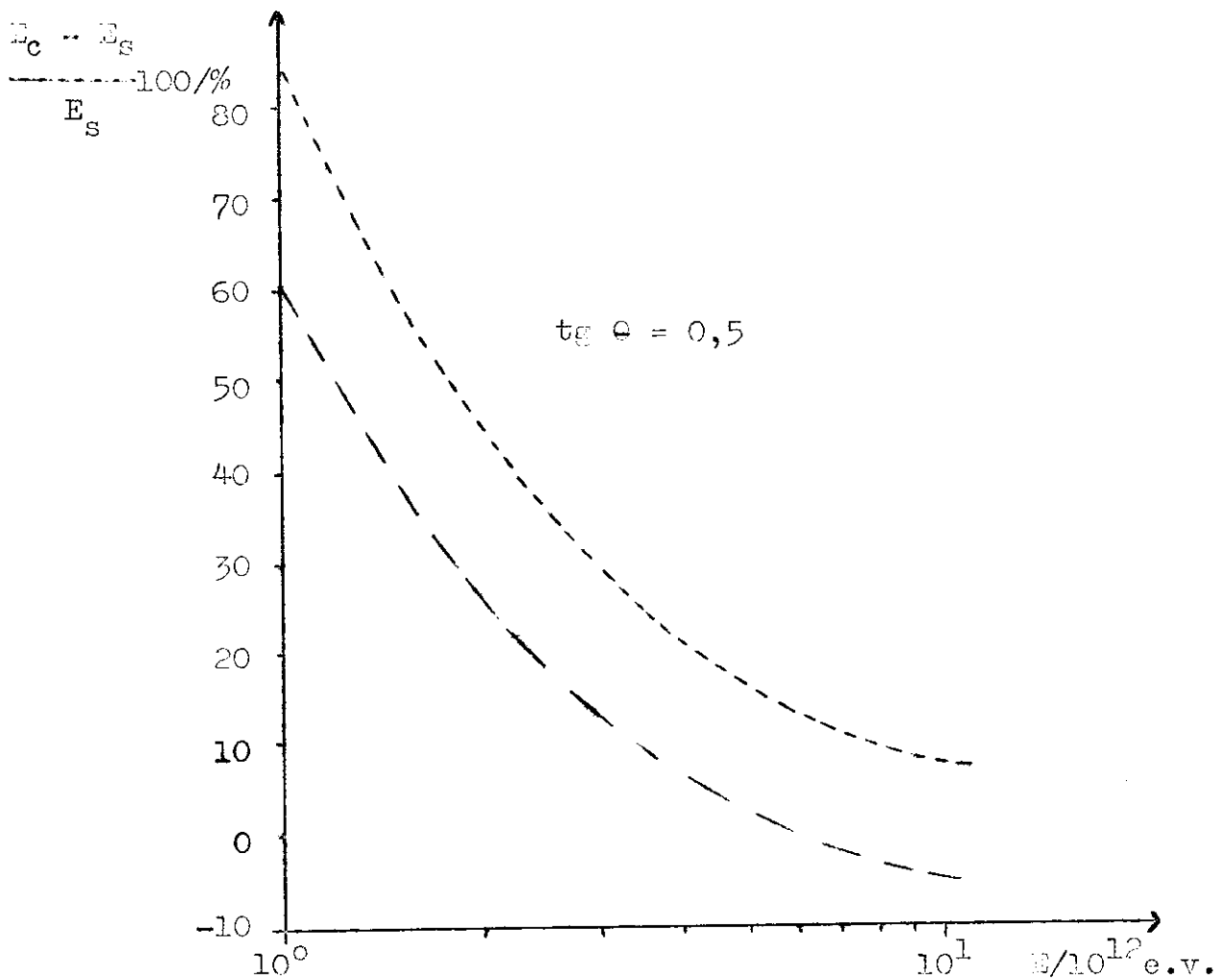
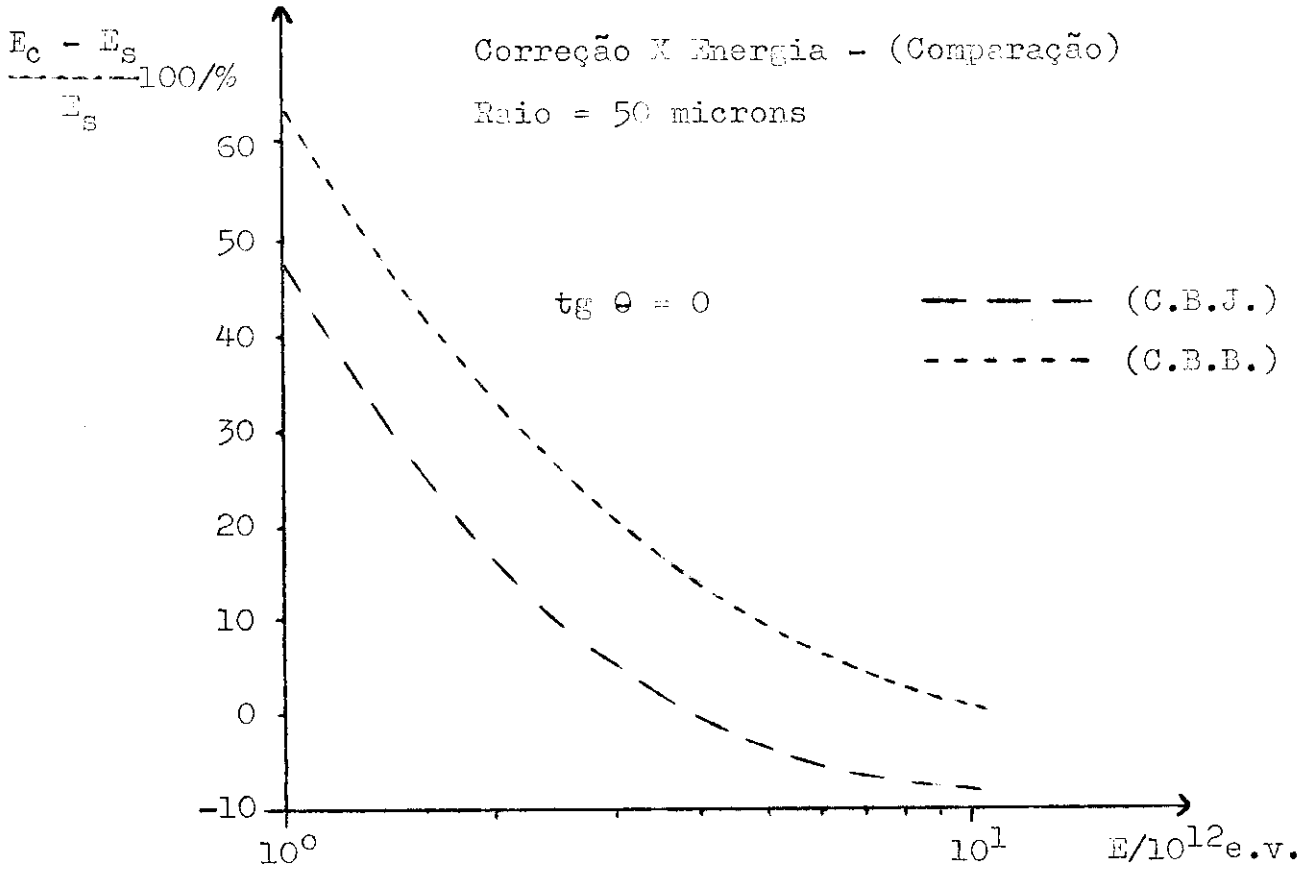
E_s : energia obtida através de curvas de transição de c.e.m. simples

são traçados, para a faixa energética 10^{12} e.v. a 10^{13} e.v., com base nos eventos da C.B.B. e C.B.J., nas figs. 2-23a) e b).

Fig. 2-25a)

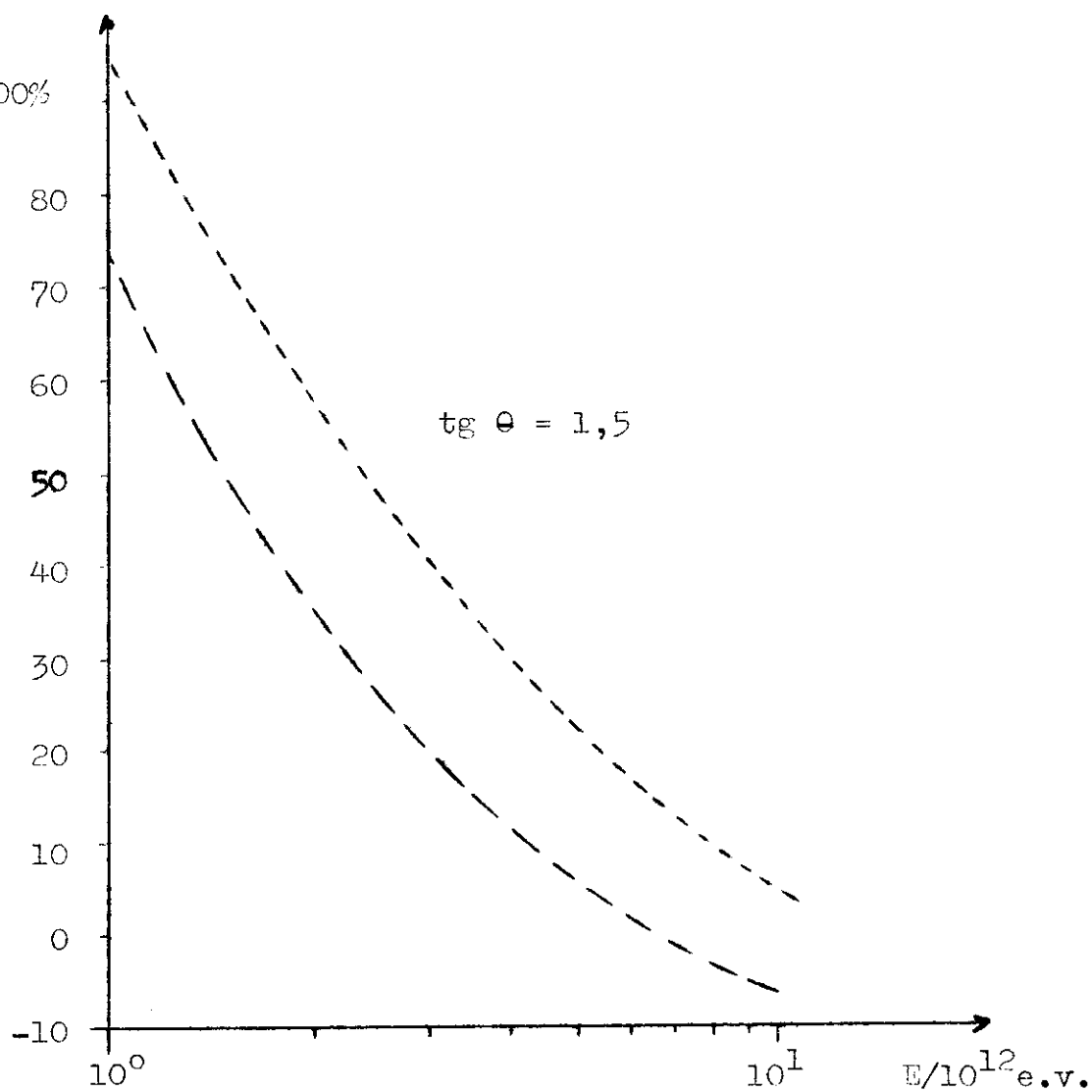
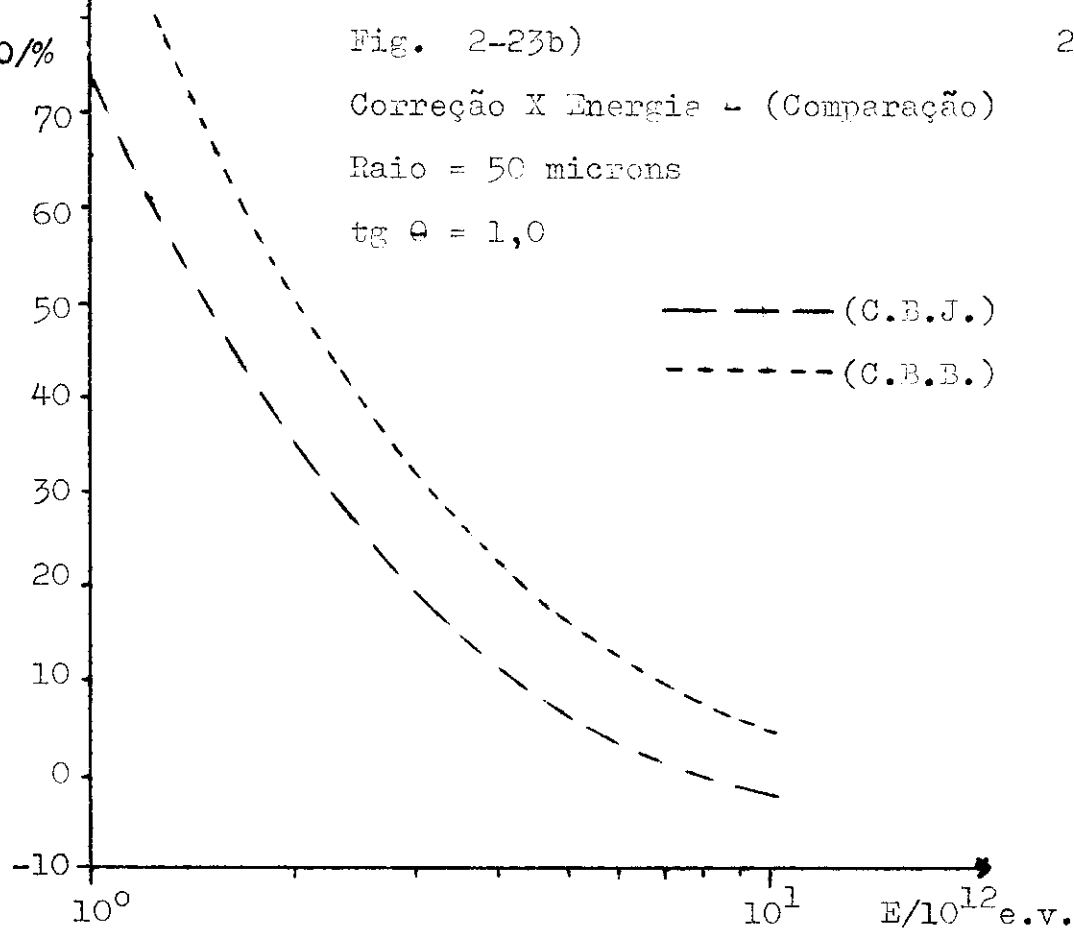
Correção X Energia - (Comparação)

Raio = 50 microns



Correção X Energie - (Comparação)

Raio = 50 microns

 $\text{tg } \theta = 1,0$ 

Salientamos novamente que os resultados da simulação feita com eventos da C.B.B. devem ser preferidos, para aplicação de correções ou para estimativa de energia em c.e.m. compostas pois devido ao menor limiar de detecção, relativamente a C.B.J., estão incluídos na C.B.B. C-jatos de alta multiplicidade os quais não foram detetados nas outras observações.

3 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE

3.1 - COMPONENTE ELETROMAGNÉTICA DA RADIAÇÃO CÔSMICA DETETADA EM CHACALTAYA

3.1.1 - Espectro Energético Integral

As figs. 3-1a), b) e c) mostram o espectro energético integral da componente eletromagnética ($N_{e.m.}$), na faixa $1,8 \leq E/10^{12} \text{ e.v.} \leq 17,0$, detetado em $2,4 \text{ m}^2$ (25%) da CENC nº 13 (tempo de exposição = 1,04 ano). As energias das c.e.m. foram obtidas por fotometria, com diafragma $R = 125$ microns e fazendo uso da calibração mostrada na fig. 2-10. São indicados, separadamente, os resultados S_2 , F_2 e $I (= S_2 + F_2)$, definidos conforme apêndice A.

As figs. 3-2a) e b) mostram o $N_{e.m.}$, na faixa $1,6 \leq E/10^{12} \text{ e.v.} \leq 39,0$, detetado em $7,8 \text{ m}^2$ (16,3%) da CENC nº 14 (tempo de exposição = 0,98 ano). São indicados os resultados S_2 e I , obtidos, também, por fotometria.

Nota-se que a inclinação do $N_{e.m.}$ ($S_2 + F_2$) das CENC's nºs 13 e 14 diminui para $E \lesssim 2,5 \times 10^{12} \text{ e.v.}$. Esta mudança é interpretada como uma consequência de "perdas de evento": a energia mínima de detecção eficiente, nos filmes de raio-X, tipo N, nos quais foi feita a "busca" de cascatas eletromagnéticas, para um ano de exposição, é da ordem de $3 \times 10^{12} \text{ e.v.}$, conforme tabela 2-2*.

*

Na prática, não existe um valor bem determinado de $E_{\text{mín.}}$. O que se nota é uma perda gradual de c.e.m. à medida que se caminha para regiões de energias mais baixas. O valor $2,5 \times 10^{12} \text{ e.v.}$, escolhido acima, é tal que, para $E \lesssim 2,5 \times 10^{12} \text{ e.v.}$, o espectro detetado apresenta pronunciada mudança de declividade.

Fig. 3-1a)

Espetro Energético Parcial (S_2) da Componente Eletromagnética, em Chacaltaya

CENC nº 13: $2,4m^2$

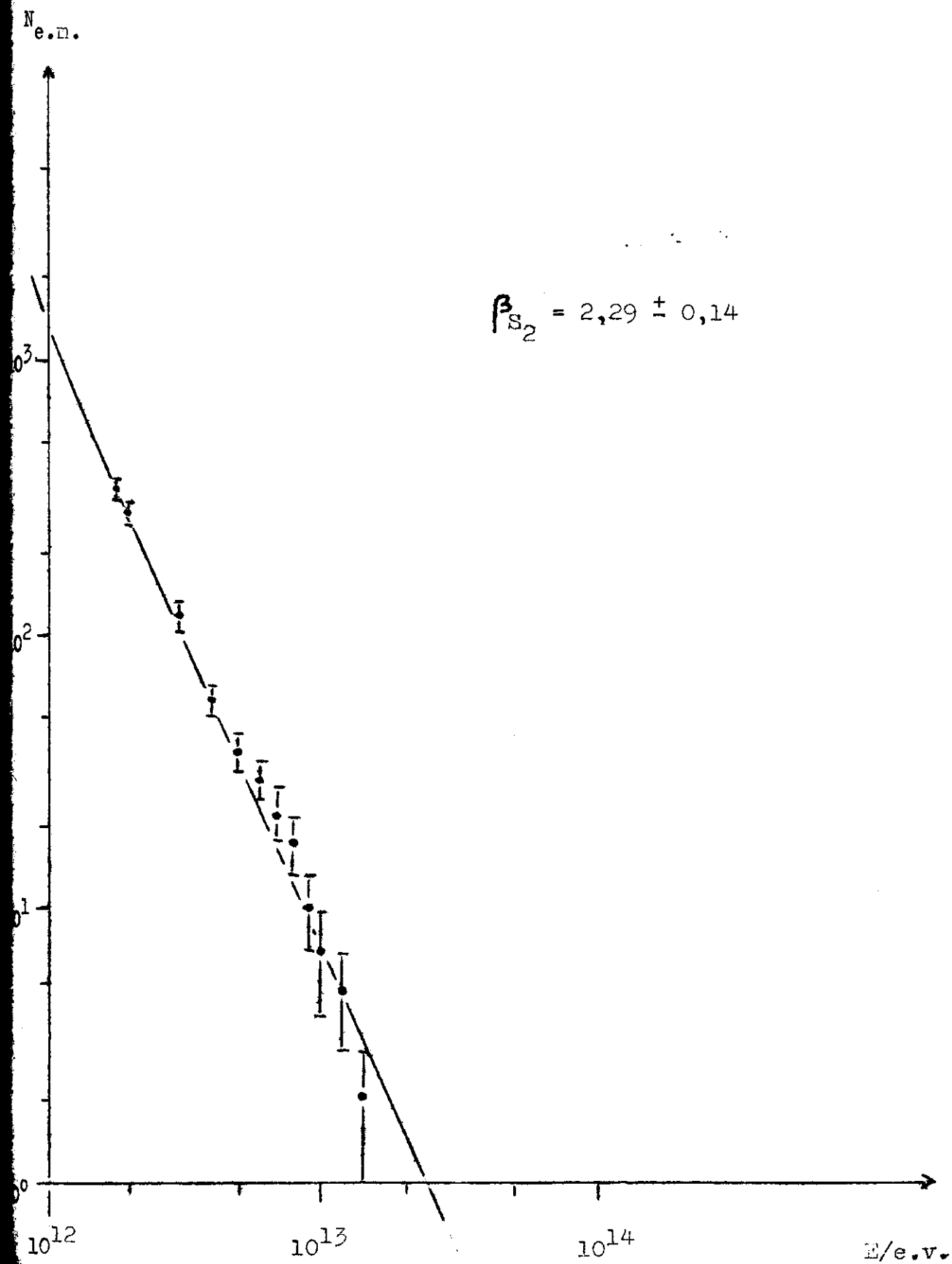


Fig. 3-1b)

Espetro Energético Parcial (F_2) da Componente Eletromagnética, em Chacaltaya

CEMNC nº 13: $2,4m^2$

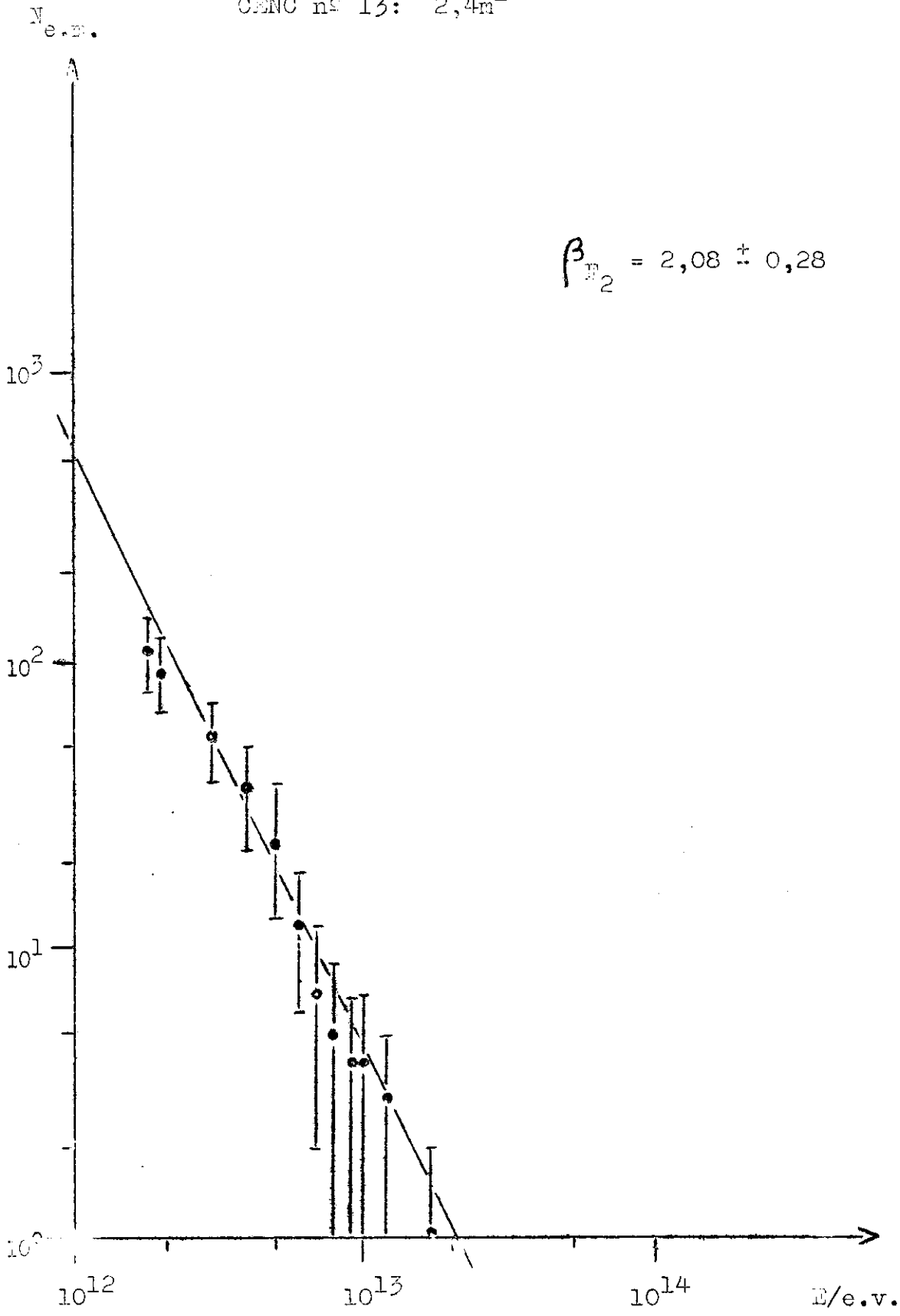


Fig. 3-1c)

Espectro Energético Total ($I = E_2 + F_2$) da
Componente Eletromagnética, em Chacaltaya
CEMC nº 13: $2,4m^2$

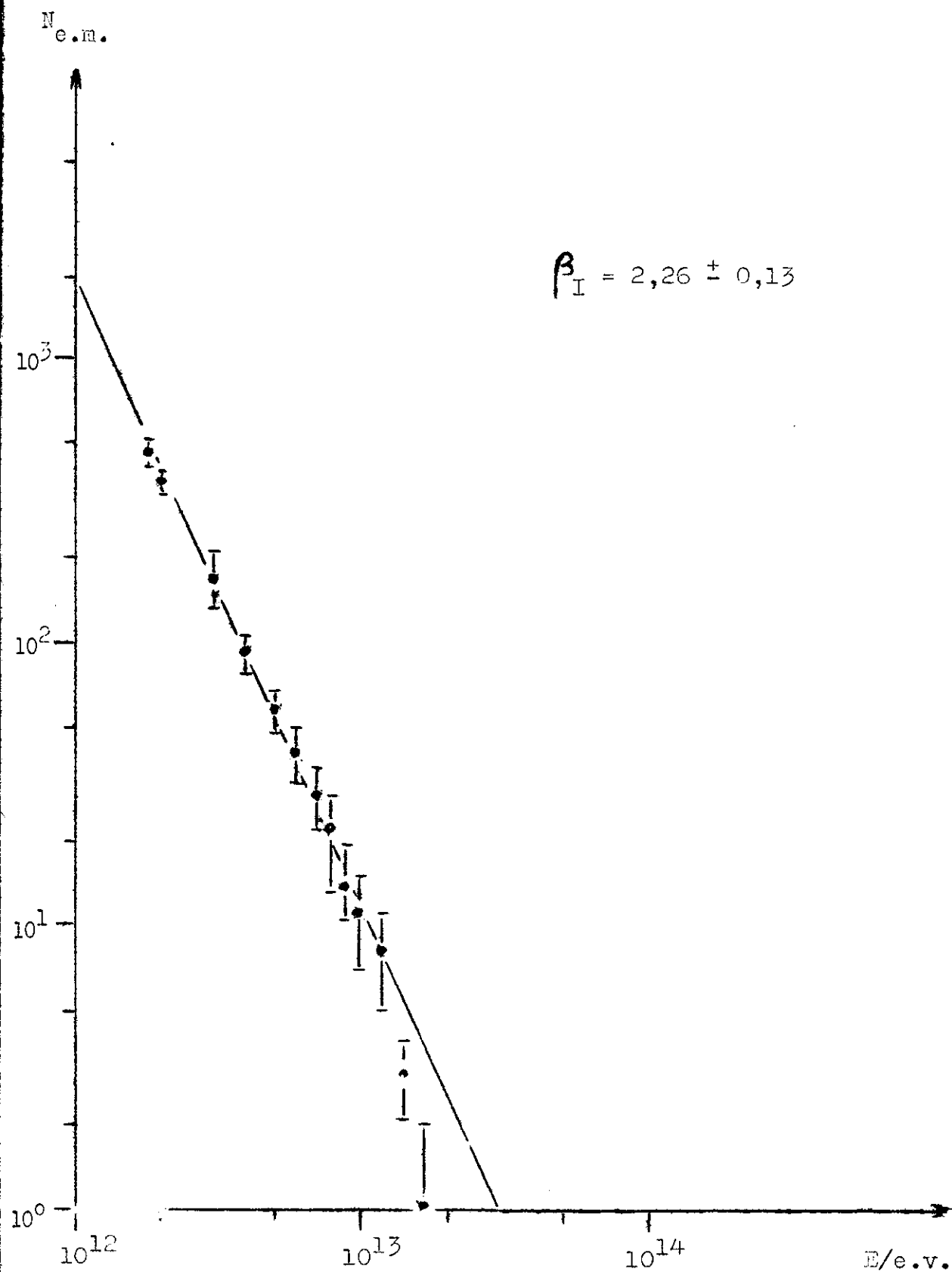


Fig. 3-2a)

Espectro Energético Parcial (S_2) da Componente Eletromagnética, en Chacaltaya

CENC nº 14: $7,8m^2$

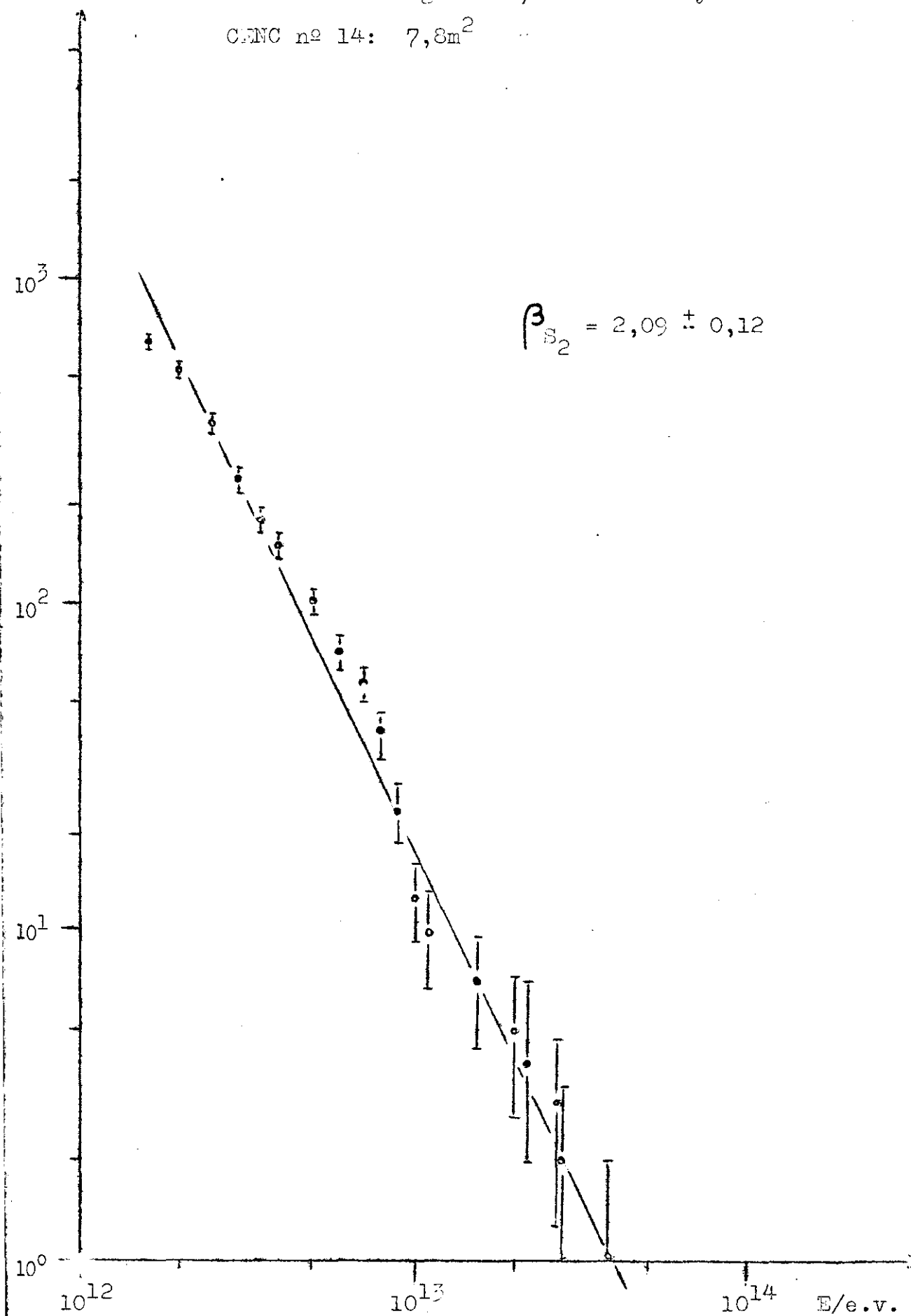
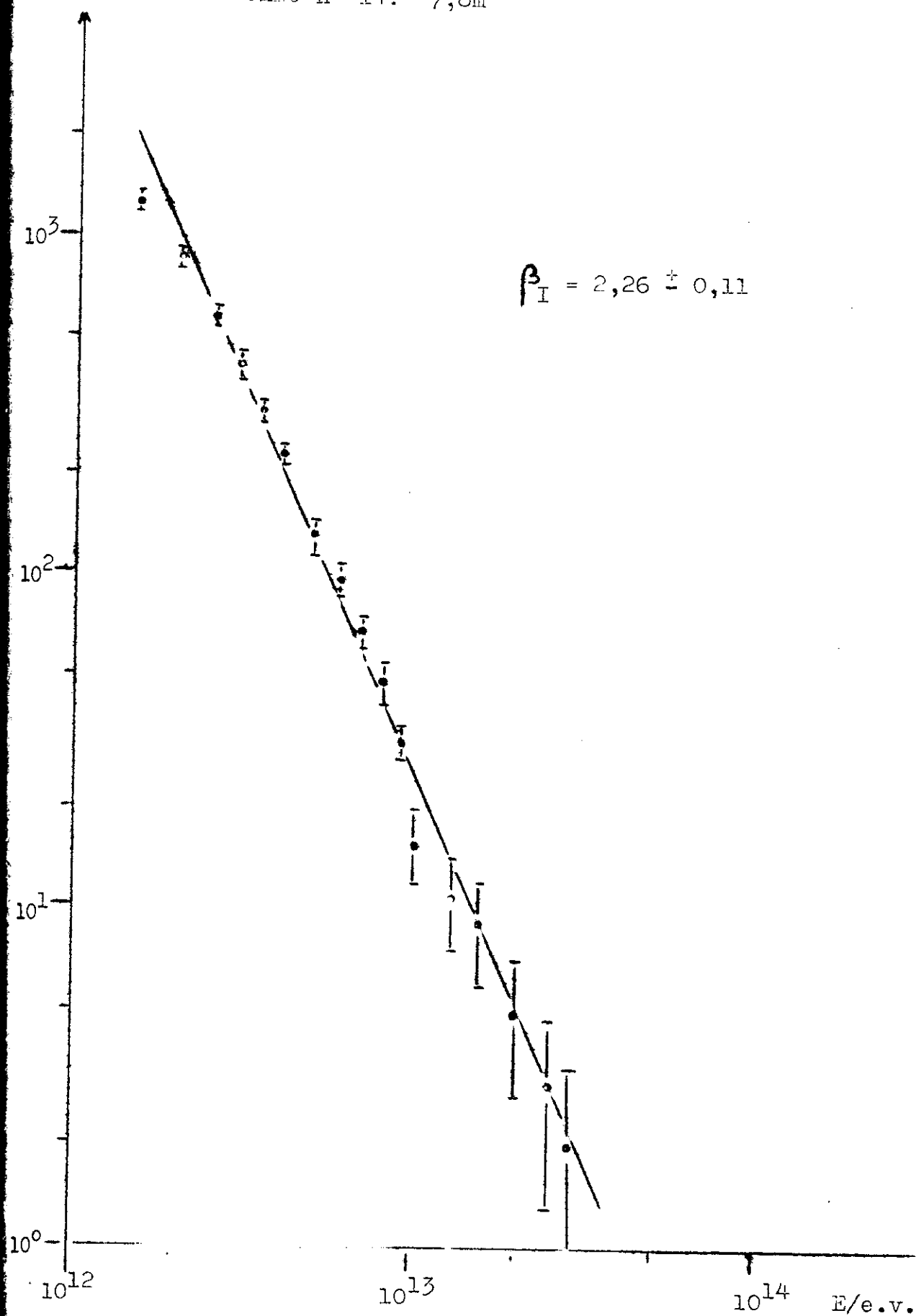


Fig. 3-2b)

Espectro Energético Total ($I = S_2 + F_2$)
 da Componente Eletromagnética, em Chacaltaya
 CENEC nº 14: $7,8\text{m}^2$



Os pontos experimentais acima de $E = 3 \times 10^{12}$ e.v. são consistentemente representados por $f(E) = c \frac{te^{-E}}{E} - \beta$, com β positivo e constante no intervalo considerado; para espectro do tipo F_2 podem ocorrer grandes flutuações devidas à possibilidade de incidência de famílias de alta multiplicidade (número de raios gama criados por interação de alta energia).

Os expoentes β_{S_2} , β_{F_2} e β_I foram obtidos pelo método de máxima probabilidade (vide apêndice A) *:

CENC nº 13:

$$\begin{aligned}\beta_{S_2} &= 2,29 \pm 0,14 \\ \beta_{F_2} &= 2,08 \pm 0,28 \\ \beta_I &= 2,26 \pm 0,13\end{aligned}\tag{3-1}$$

CENC nº 14:

$$\begin{aligned}\beta_{S_2} &= 2,09 \pm 0,12 \\ \beta_I &= 2,26 \pm 0,11\end{aligned}\tag{3-2}$$

3.1.2 - Resumo dos Resultados Obtidos, em Chacaltaya, para o Expoente

$$\underline{\beta_{S_2}}$$

A tabela 3-1 mostra os resultados obtidos para β_{S_2} através da análise das várias CENC's expostas em Chacaltaya.

*

Devido à correlação entre os raios gama de uma mesma família, os erros $\Delta \beta_{F_2}$ e $\Delta \beta_I$ que constam de (3-1) e (3-2) resultam subestimados..

Tabela 3-1

Expoente β_{S_2} , em Chacaltaya

C.L.N.C	$E/10^{12} \text{ e.v.}$	β_{S_2}	Ref.
1,3,4,5	0,1 - 10,0	$1,8 \pm 0,2$ *	10
8, 11 (20%)	2,0 - 30,0	$2,22 \pm 0,15$	11
11 (80%)	3,0 - 30,0	$2,20 \pm 0,17$	12
12	2,0 - 30,0	$2,0 \pm 0,3$ **	13
13 (25%)	3,0 - 17,0	$2,29 \pm 0,14$	P.T.
14 (16,3%)	3,0 - 29,0	$2,09 \pm 0,12$	P.T.

Esses valores de β são consistentes com a sua média ponderada:

$$\langle \beta \rangle_{\text{ponderada}} = 2,14 \pm 0,07 \quad (3-3)$$

* Trata-se de β_I , com êrro calculado sem levar em conta efeitos de correlação entre os raios gama de uma mesma família.

** Valor de β_{S_2} calculado diretamente da declividade do espectro energético integral sem levar em conta a correlação existente entre os pontos integrados.

3.1.3 - Resultados Obtidos para o Expoente do Espectro Energético Integral em Várias Altitudes Atmosféricas

A tabela 3-2 mostra os valores de β_{S_2} ou de β_I obtidos por vários grupos independentes e em várias altitudes, para a faixa energética $10^{12} < E/\text{e.v.} < 3 \times 10^{13}$.

S. Hayakawa et al (ref. 25) estudando a variação do fluxo eletromagnético integral com a profundidade atmosférica (p), fig. 3-3, obtem uma descrição satisfatória do espectro eletromagnético de energia maior do que 10^{12} e.v., para qualquer valor de p, usando $\beta = 2,3$.

Todavia, devido à mudança do expoente α do espectro primário com a energia e em consequência do fato que, para uma energia $E_{e.n.}$ determinada, correspondem primários de energia tanto maior quanto maior a profundidade atmosférica de observação, não está excluída a possibilidade de que β varie com altitude.

3.1.4 - Distribuição Angular Zenital

O ângulo zenital θ de incidência de uma cascata eletromagnética é obtido observando-se o deslocamento da posição da cascata, através do "mapa" de cada bloco em diferentes camadas de emulsão na CENC (vide 2.4).

Tabela 3-2

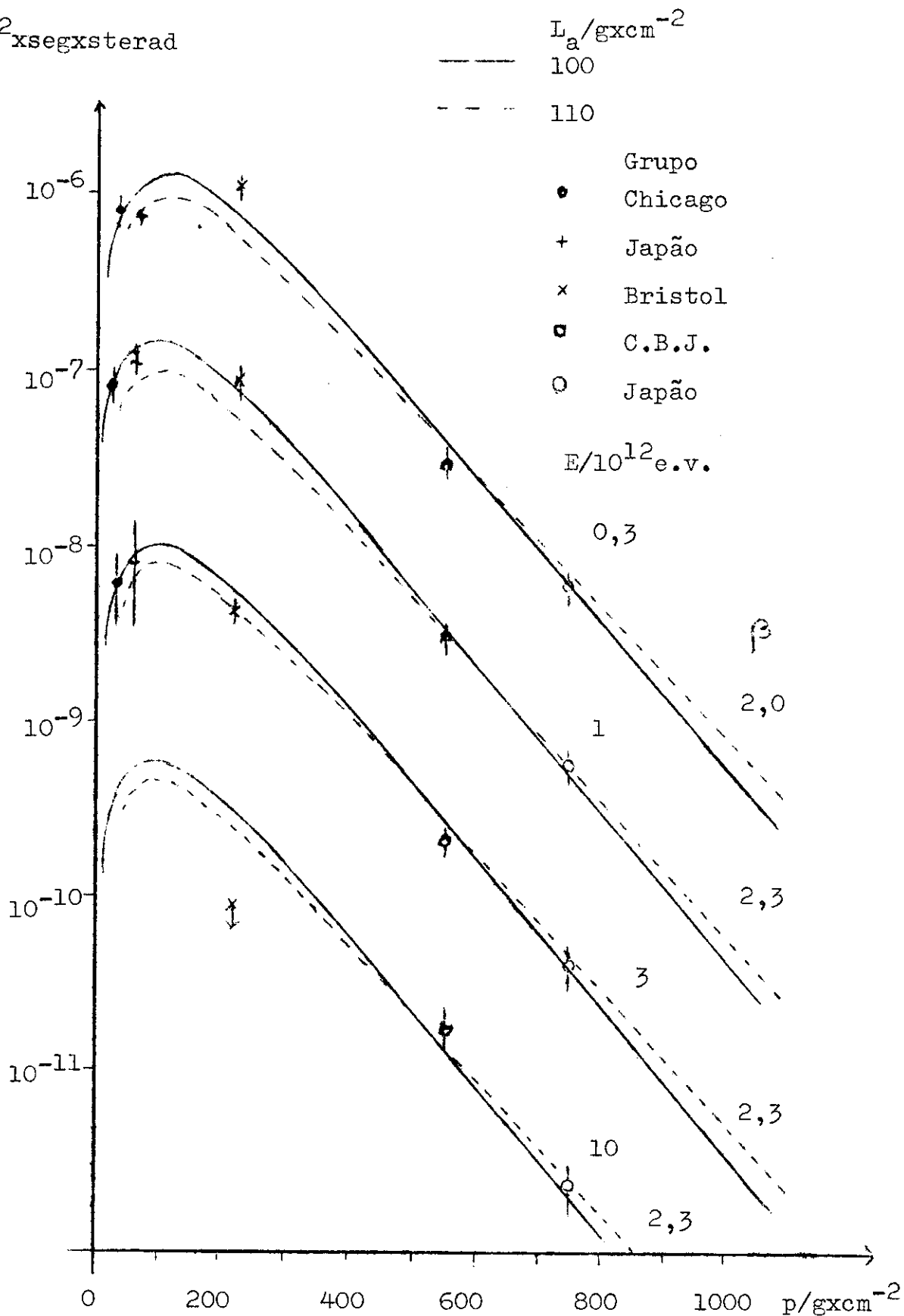
Expoente do Espectro Energético Integral da Componente Eletromagnética para Várias Altitudes e Faixa Energética $10^{12} < E/\text{e.v.} < 3 \times 10^{13}$: β_I

Profundidade Atmosférica/ g/cm^{-2}	β_I	Grupo	Ref.
16	3,0 \pm 0,8	Bristol-Bombay	8
197	1,5 \pm 0,5	Lebedev	19
200	1,7 \sim 1,9	Lebedev	20
220	3,8 \pm 0,2	Bristol	21
220	2,8 \pm 0,3	Bristol	16
550	2,29 \pm 0,14 *	Brasil-Japão	P.T.
550	2,09 \pm 0,12 *	Brasil-Japão	P.T.
550	1,8 \pm 0,2	Brasil-Japão	10
550	2,22 \pm 0,15 *	Brasil-Japão	11
550	2,20 \pm 0,17 *	Brasil-Japão	12
550	2,0 \pm 0,3 *	Brasil-Japão	13
730	2,3 \pm 0,2	Japão-NCC	23
730	2,5 \pm 0,3	Japão	24
730	2,30 \pm 0,15 *	Japão	11
730	2,2 \pm 0,2 *	Japão	12

* Resultados referentes a β_{S_2} .

Variação do Fluxo Eletromagnético Vertical, de Energia $> E$, com Profundidade Atmosférica

F X

cm²xsegxsterad

As figs. 3-4a) e b) mostram a distribuição zenital integral das c.e.m. detetadas nas CENC's nºs 13 e 14, respectivamente.

A curva 1, calculada conforme apêndice C, é a que melhor concorda com os pontos experimentais e a faixa formada pelas curvas 2 e 3 contém 70% dos pontos experimentais.

A curva calculada é do tipo $\Phi(p \sec \theta / L_a)$ e permite, após ajuste com os pontos experimentais, obter o valor de p/L_a e, portanto, L_a , o livre caminho médio de absorção da componente nuclearmente ativa (vide 3.1.6).

3.1.5 - Fluxo Vertical Integral Absoluto da Componente Eletromagnética:

$$\underline{F_{e.m.}(E, p=550 \text{ g cm}^{-2})}$$

Para cada CENC analisada, calculou-se o fluxo da componente eletromagnética através da expressão:

$$F_{e.m.}(E) = \frac{N_{e.m.}(E)}{t \lambda A \Omega_{ef.}} (1 + \xi) \quad (3-4)$$

onde

- $N_{e.m.}(E)$: número de c.e.m., de energia maior do que E, detetadas na área efetiva da CENC, até 10 u.c., inclusive;
- t : tempo de exposição;
- A : área efetiva da câmara exposta (excluem-se 10% da área total, junto aos bordos dos blocos, onde há perda de eventos ou impossibilidade de efetuar medidas);
- Ω_{ef} : ângulo sólido efetivo o qual, conforme (C-14), apêndice C, pode ser estimado através da distribuição zenital das direções das c.e.m.

$$(\Omega_{e.f.} = 0,79 \pm 0,10 \text{ para a CENC nº 13 e } \Omega_{e.f.} = 0,75 \pm 0,03 \text{ para a CENC nº 14);}$$

N_{e.m.}

Fig. 3-4a)

Distribuição Zenital Integral da Componente Eletromagnética, em Chacaltaya

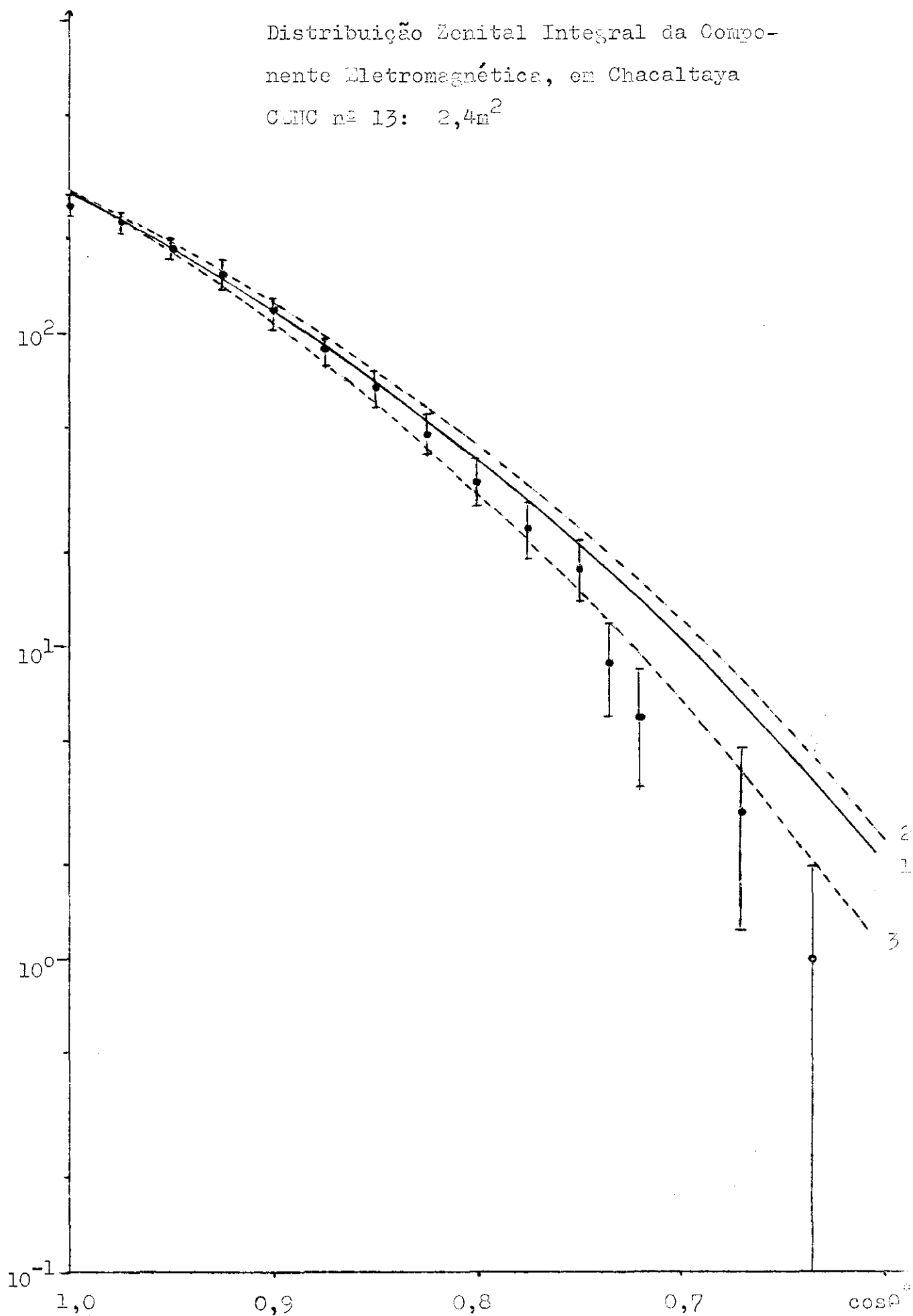
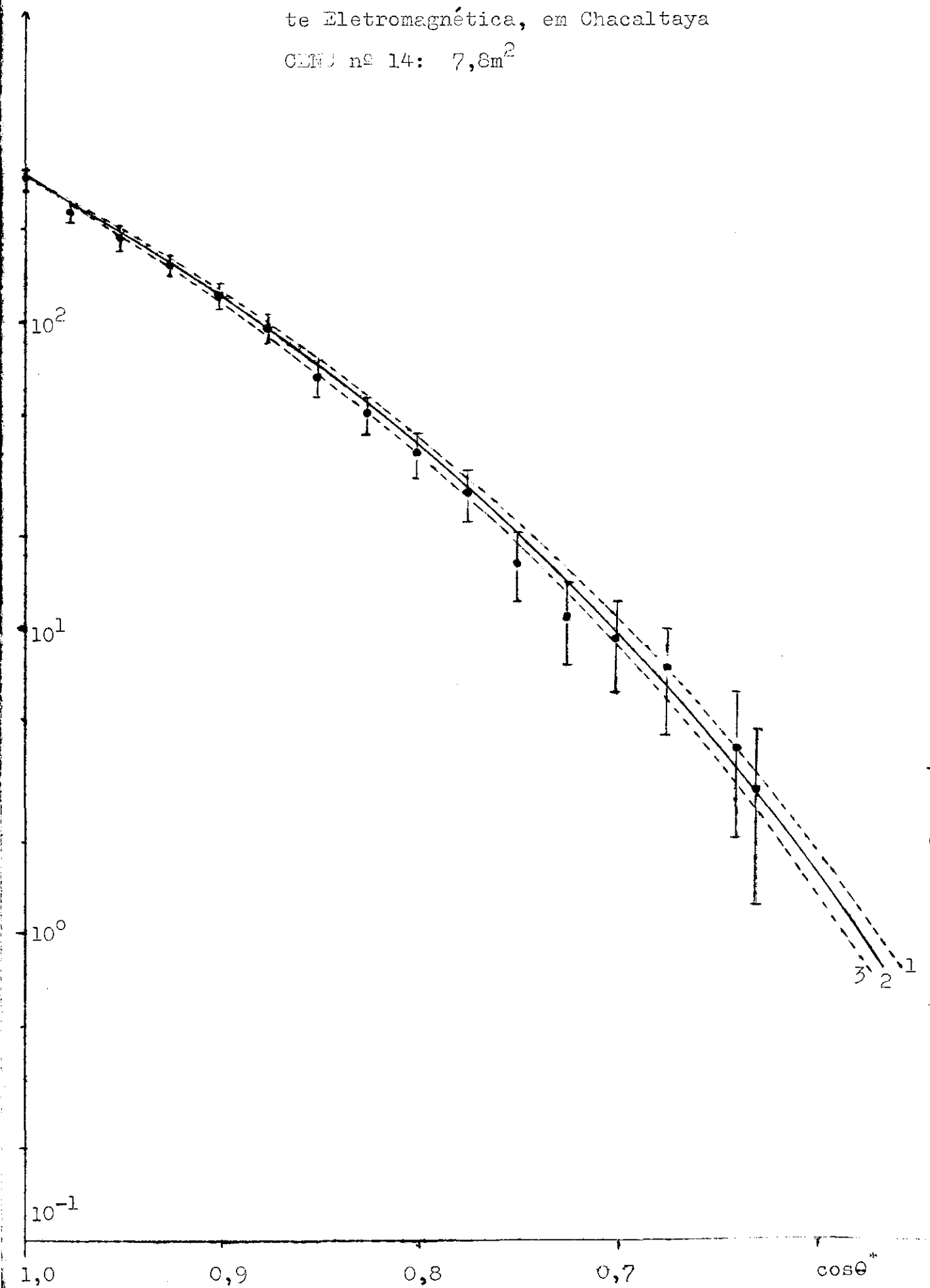
CLNC nº 13: 2,4m²

Fig. 3-4b)

$N_{e.m.}$
 Distribuição Zenital Integral da Componente Eletromagnética, em Chacaltaya
 CLNU nº 14: $7,8m^2$



$(1 + \epsilon)$: fator de correção devido ao não desenvolvimento das c.e.m. em profundidade útil ou à contaminação pela componente nuclearmente ativa.

A fig. 3-5a) mostra o histograma das profundidades de "início de visualização" de c.e.m. detetadas na CENC nº 11 (espessa): é evidente a presença de duas componentes:

- a) componente eletromagnética, de absorção rápida e
- b) componente nuclearmente ativa, de absorção mais lenta.

A fig. 3-5b) mostra o histograma correspondente para as c.e.m. detetadas na parte superior da CENC nº 13 (câmara de pequena espessura). Através das figs. 3-5a) e b) pode-se estimar a correção ϵ ; resulta:

- a) correção por perda de c.e.m. devida a não materialização de raios gama

$$\epsilon_p \approx + 1\%$$

- b) correção devida a c.e.m. geradas pela componente nuclearmente ativa e detetada até 10u.c.

$$\epsilon_c \approx - 9\%$$

de modo que

$$(1 + \epsilon) = 1 + \epsilon_p + \epsilon_c \approx 0,92.$$

As figs. 3-6a) e 3-6b) mostram os fluxos verticais obtidos dessa maneira para as CENC's nºs 13 ($2,4m^2 \times 1,04ano$) e 14 ($7,8m^2 \times 0,98ano$).

Na fig. 3-7 estão representados os fluxos obtidos* com as CENC's nºs 1,3,4,8,11 e 12. Verifica-se boa concordância entre os vários valores de $F_{e.m.}$ e, em particular, pode-se notar que não há evidência de mudança do expoente β do espectro energético com a energia ($0,2 \leq E/10^{12} e.v. \leq 50$).

Os fluxos representados nas figs. 3-6 e 3-7 podem ser descritos por:

* Nêsse caso usou-se a aproximação $\Omega_{ef.} = 2\pi/(p/L_a + 2)$, conforme eq. (C-17) do apêndice C. O fluxo resulta subestimado de 11%.

Fig. 3-5a)

$N_{\text{cascatas}}^{\text{X}}$
2cm de chumbo

Distribuição de Profundidade de "Início
de Visualização" de Cascatas

CENC nº 11

($E \geq 3 \times 10^{12}$ e.v.)

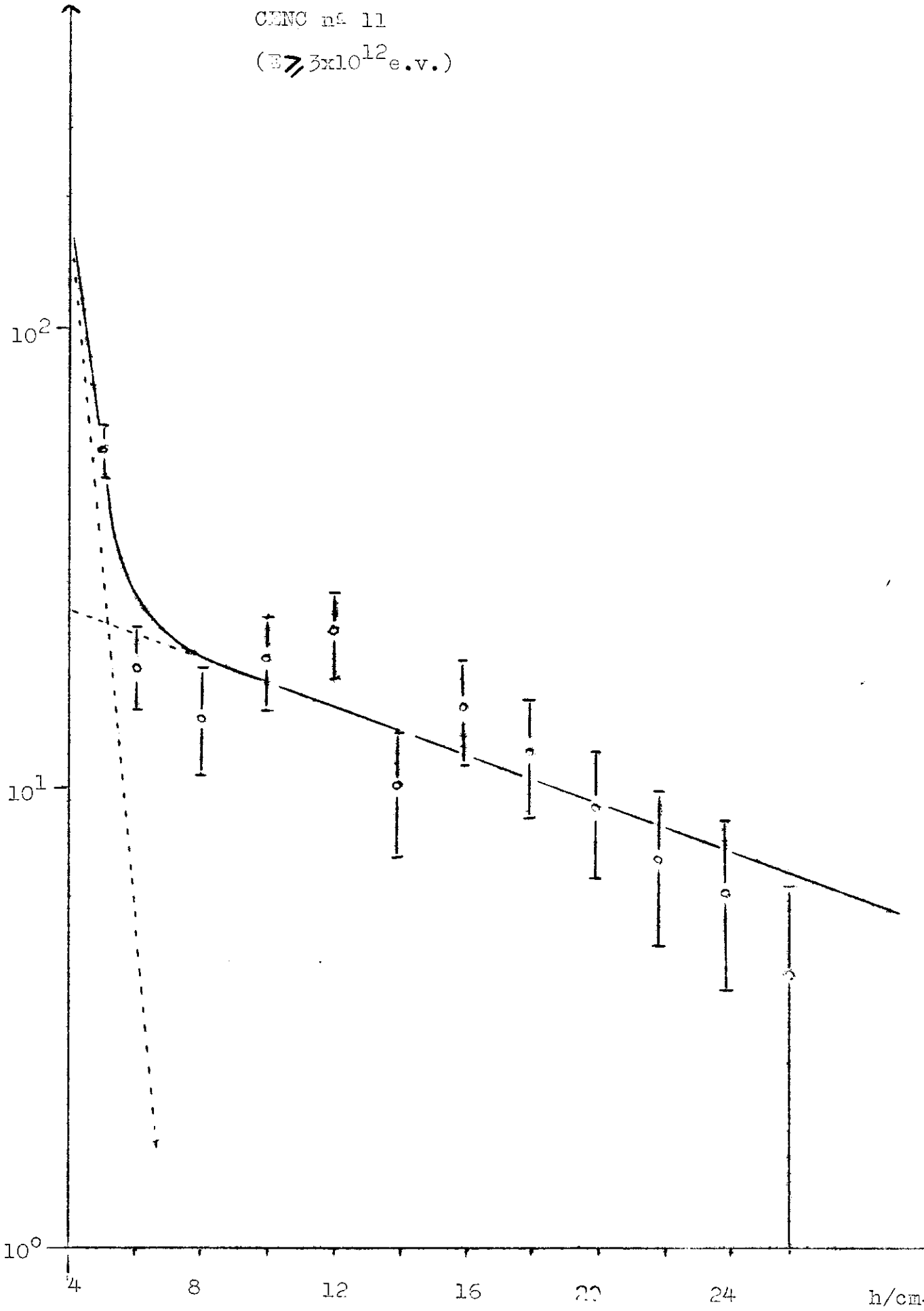
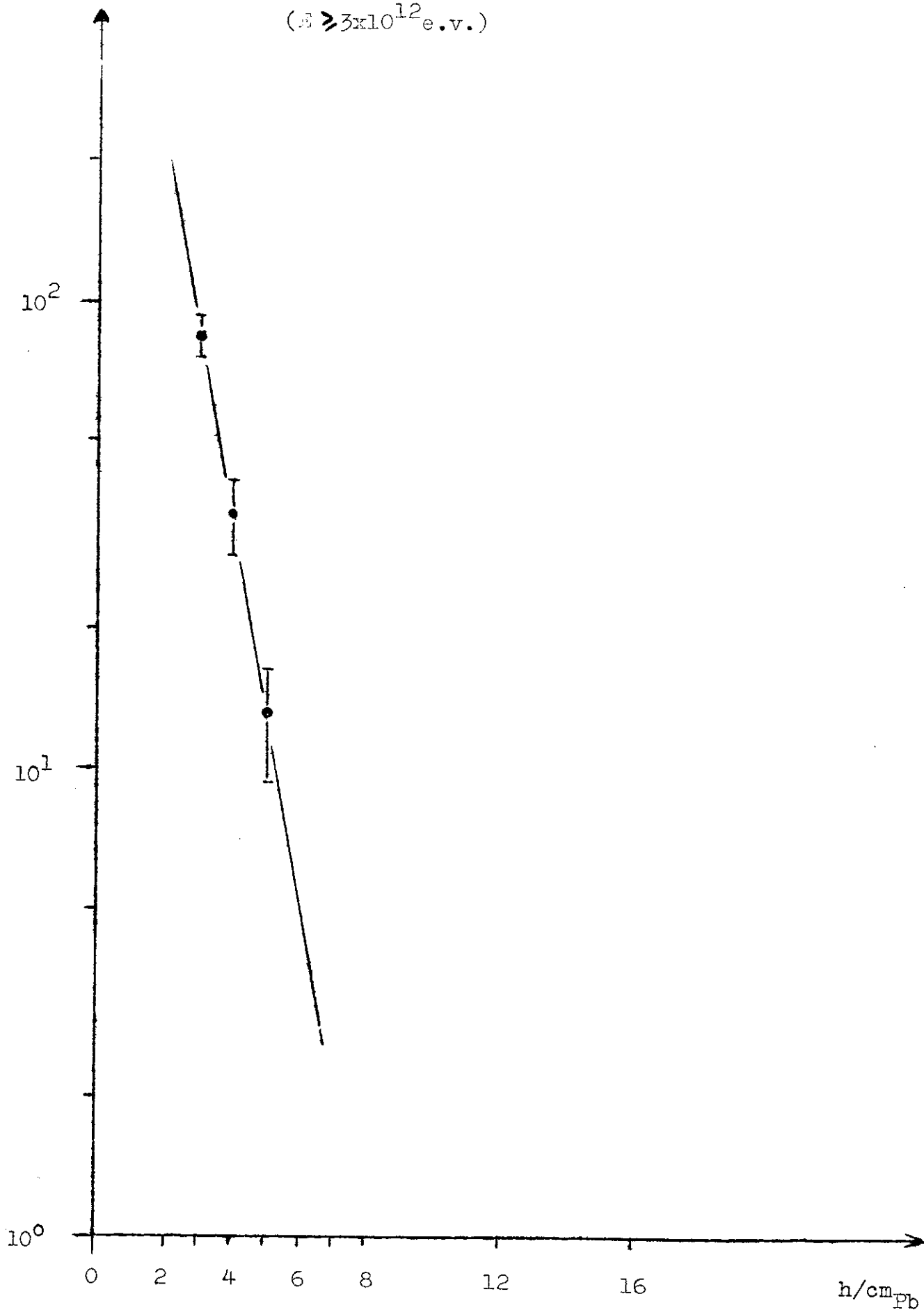


Fig. 3-5b)

Distribuição de Profundidade de "Início
de Visualização" de Cascatas

 $N_{\text{cascatas}}^{\%}$

2 cm de chumbo

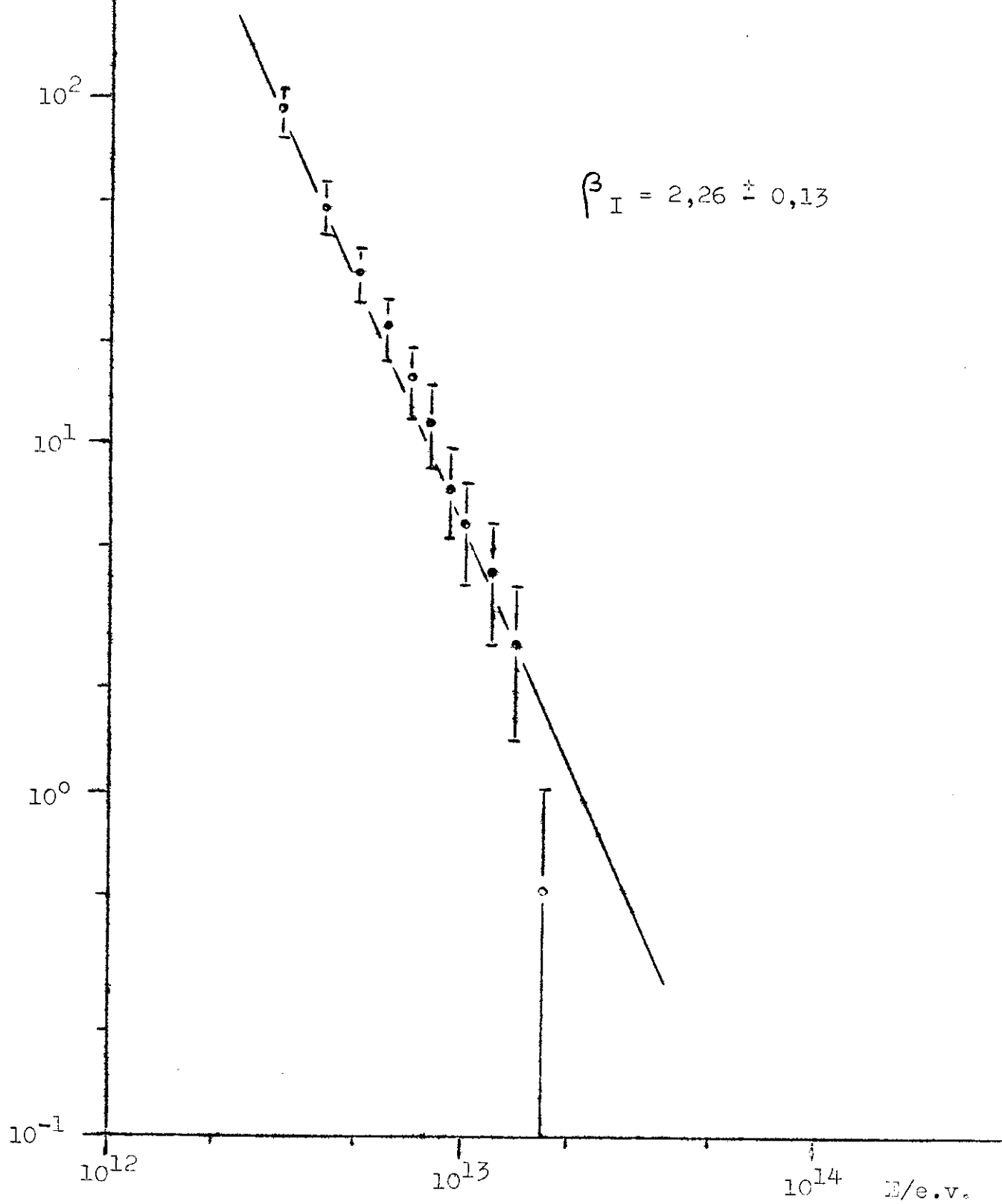
CEMC nº 13: $2,4\text{m}^2$ $(E \geq 3 \times 10^{12} \text{ e.v.})$ 

F_{e.m.}

Fig. 3-6a)

m²xanoxsterad

Fluxo Vertical Integral Absoluto (I =
S₂ + F₂) da Componente Eletromagnética,
em Chacaltaya



F.e.m.
m² x msterad

Fig. 3-6b)

Fluxo Vertical Integral Absoluto (I =
S₂ + F₂) da Componente Eletromagnética,
em Chacaltaya

CENIC nº 14: 7,8m²

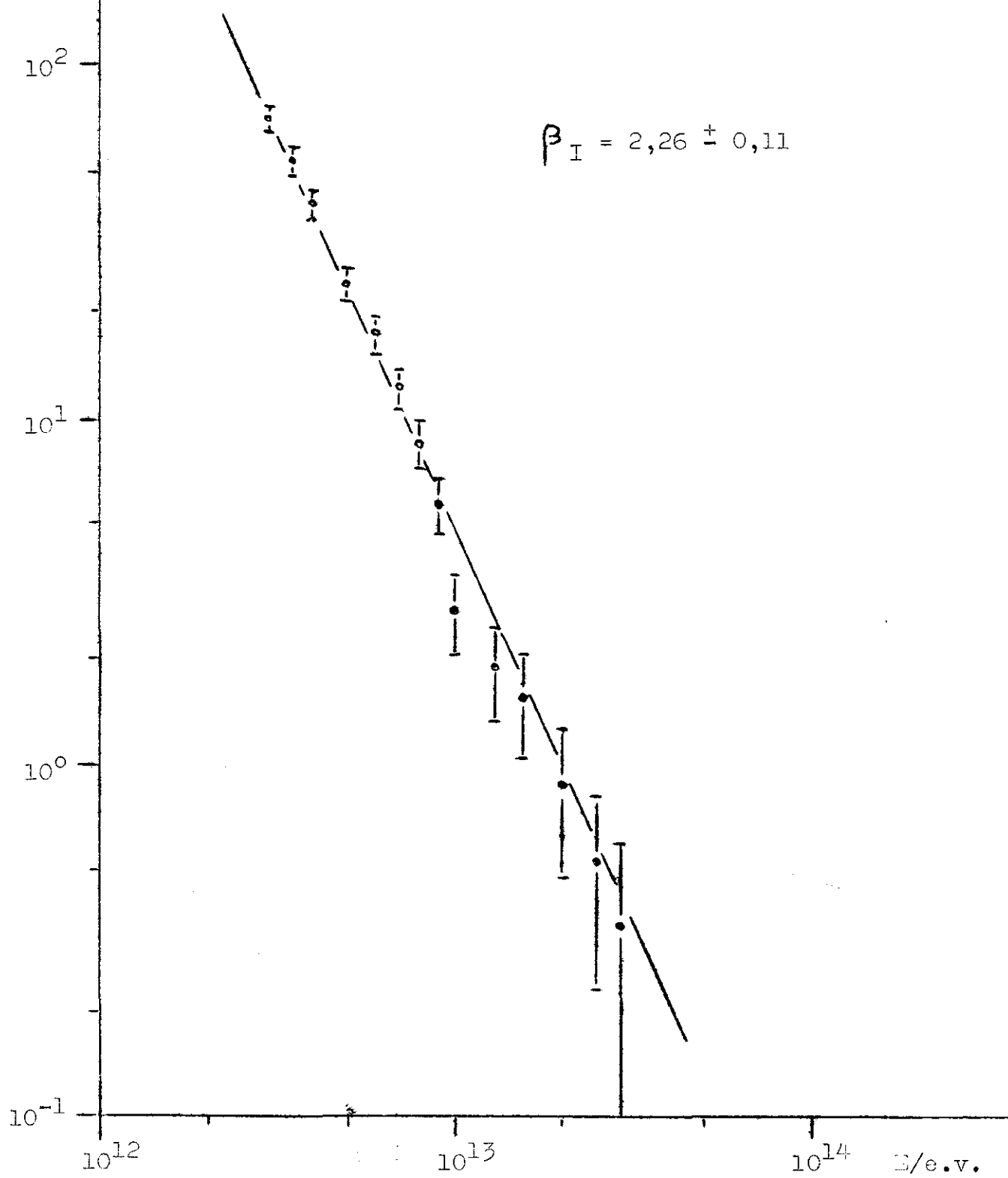
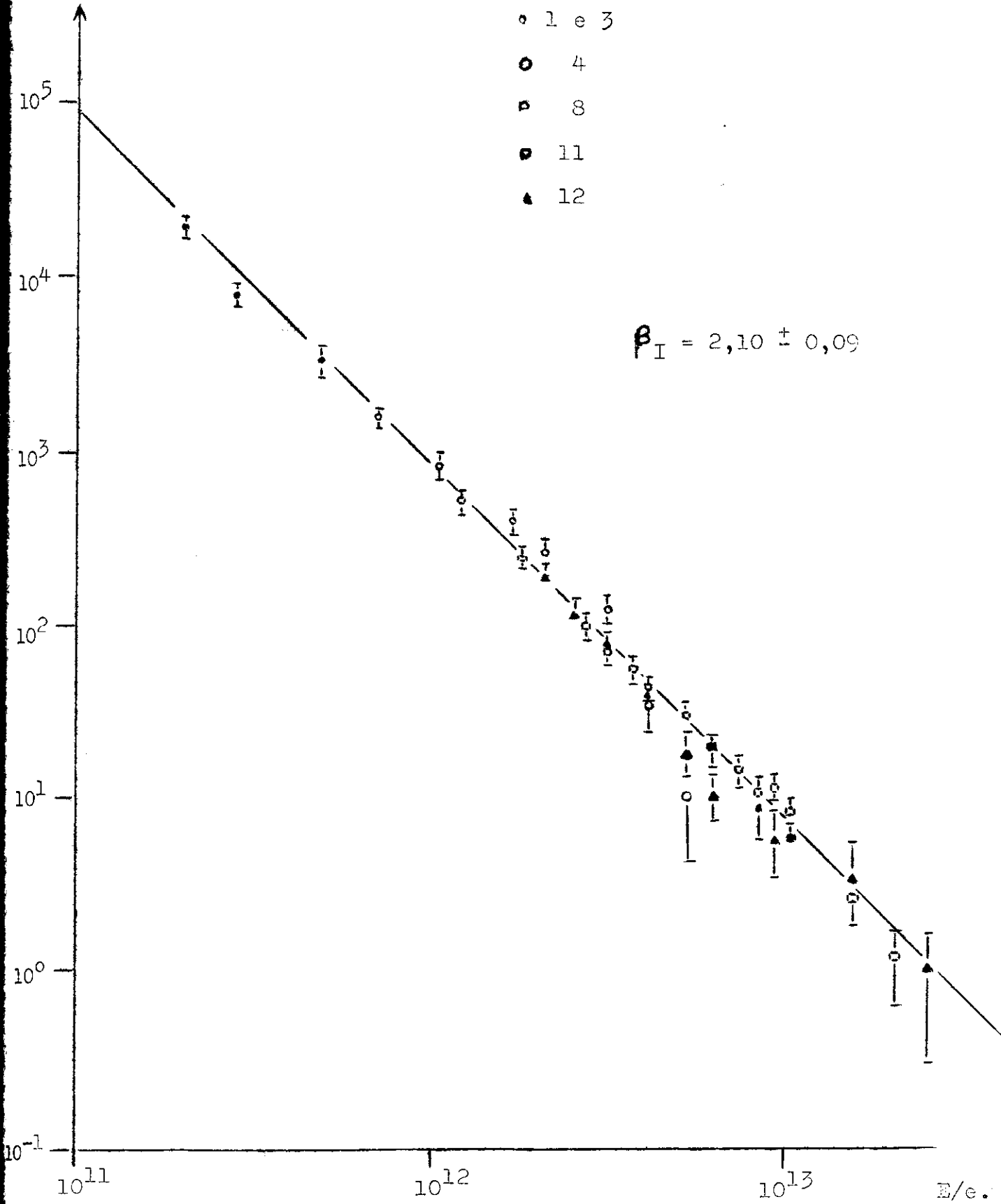


Fig. 3-7

Fluxo Vertical Integral Absoluto ($I = S_2 + F_2$) da Componente Eletromagnética,
em Chacaltaya

F.e.m. \times
 $m^2 \text{ xanoxsterad}$

CENC's nas



$$F_{e.m.}(E) = F_{e.m.}(E_0) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\beta} \quad (3-4)$$

com os valores de β indicados nessas figuras.

Utilizando-se a eq. (3-5) para extrapolar os fluxos quando necessário, obtém-se para $F_{e.m.}(E_0)$, $E_0 = 10^{12}$ e.v. e 3×10^{12} e.v., os valores constantes da tabela 3-3.

Tabela 3-3

Fluxos Absolutos da Componente Eletromagnética

CENC	$F_{e.m.}(E=10^{12} \text{ e.v.}) \times$ $\text{m}^2 \text{ xanoxsterad}$	$F_{e.m.}(E=3 \times 10^{12} \text{ e.v.}) \times$ $\text{m}^2 \text{ xanoxsterad}$
1, 3 e 4	$880 \pm 130^*$	$84,0 \pm 13,9^*$
8	$900 \pm 200^*$	$85,7 \pm 19,9^*$
11 (80%)	$785 \pm 120^*$	$75,0 \pm 12,8^*$
12	$960 \pm 150^*$	$91,8 \pm 15,7^*$
13 (25%)	1070 ± 204	$89,3 \pm 13,1$
14 (16%)	850 ± 116	$70,9 \pm 4,5$
média de 1,3,4 8,11 e 12	865 ± 70	$82,8 \pm 7,5$
média de 13 e 14	910 ± 100	$72,9 \pm 4,2$
média global	880 ± 57	$73,9 \pm 3,7$

Verifica-se boa concordância entre as várias medidas.

Utilizando as médias globais das tabelas 3-2 e 3-3, tem-se que

$$F_{e.m.}(E) = F_{e.m.}(E_0) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\beta} \quad (3-5)$$

com

$$E_0 = 10^{12} \text{ e.v.}$$

* Resultados corrigidos, conforme observação no pé de página 3-15.

$$\beta = 2,14 \pm 0,07$$

e

$$F_{e.m.}(E_0) = (880 \pm 57)/m^2 \text{ xanoxsterad}$$

é, com os dados disponíveis, a melhor descrição, com β constante, do fluxo e espectro energético integrais da componente eletromagnética, em $p = 550 \text{ g x cm}^{-2}$.

3.1.6 - Livre Caminho Médio de Absorção da Componente Nuclearmente Ativa, na Atmosfera: L_a

A distribuição zenital de c.e.m. depende do livre caminho médio de absorção L_a , conforme apêndice C.

Para $\theta \geq \theta^*$ tem-se, conforme eq. (C-7):

$$N_{e.m.}(E, p, \theta^* \leq \theta \leq 90^\circ) = \pi A t F_{e.m.}(E, p, 0) \cos^2 \theta^* e^{p/L_a} \left[e^{-p \sec \theta^* / L_a} + \frac{p \sec \theta^*}{L_a} e^{-p \sec \theta^* / L_a} + \left(\frac{p \sec \theta^*}{L_a} \right)^2 \cdot E_1(p \sec \theta^* / L_a) \right] \quad (3-6)$$

Para $\theta^* < 90^\circ$, pode-se usar a aproximação:

$$N_{e.m.}(E, p, 0^\circ \leq \theta \leq \theta^*) = \frac{2\pi A t F_{e.m.}(E, p, 0) \left[1 - \cos \theta^* (p/L_a + 2) \right]}{p/L_a + 2} \quad (3-7)$$

conforme eq. (C-14).

Na tabela 3-4 estão relacionados os valores experimentais de L_a obtidos conforme segue:

- para as CENC's n°s 1, 3, 4, 8, 11 e 12 utilizou-se a distribuição zenital experimental das direções das c.e.m. e a eq. (3-7)
- para as CENC's n°s 13 e 14 utilizou-se os dados das figs. 3-4 a) e b) e a expressão exata (3-6).

No parágrafo 3.1.7 comparamos os valores da tabela 3-4 com outros obtidos analisando a variação de $F_{e.m.}(E, p)$ com a profundidade p .

Tabela 3-4

Valores do Livre Caminho Médio de Absorção da Componente Nuclearmente Ativa (obtidos através de análise de distribuição zenital)

CENC	$L_a \times g^{-1} \text{ x cm}^2$
1,3,4,8,11 e 12	93 \pm 12 *
13	104 \pm 18
14	96 \pm 6
média de 13 e 14	97 \pm 6
média global	96 \pm 5

3.1.7 - Variação do Fluxo Vertical Integral com Profundidade Atmosférica

A variação do fluxo vertical integral da componente eletromagnética com a profundidade atmosférica é, conforme S.Hayakawa et al, ref. 25:

$$F_{e.m.}(E,p) = L_a P(p, \beta, X_o, L_a) R_g(E_o, 0) \left(\frac{E}{E_o} \right)^{-\beta} e^{-p/L_a} \quad (3-8)$$

onde:

X_o : livre caminho médio para radiação de raios gama por elétrons (= 38 g x cm^{-2} , na atmosfera, = 1 unidade de cascata);

* Resultado corrigido, conforme observação ao pé da página 3-15.

$$P(p, \beta, X_0, L_a) = e^{p/L_a} \sum_{i=1}^2 \frac{e^{\lambda_i(\beta)p/X_0} - e^{-p/L_a}}{1 + \lambda_i(\beta)L_a/X_0} N_i(\beta) \quad (3-9)$$

com

$$N_1(\beta) = H_2(\beta) + \sqrt{\beta} M(\beta) \quad e \quad N_2(\beta) = H_1(\beta) - \sqrt{\beta} M(\beta) \quad (3-10)$$

sendo $\lambda_i(\beta)$, $H_1(\beta)$, $H_2(\beta)$ e $M(\beta)$ funções conhecidas da teoria das cascatas eletromagnéticas (B. Rossi e K. Greisen - ref. 26). A fig. 3-8 mostra a função $P(p, \beta, X_0, L_a)$ para $\beta = 2,3^*$, $X_0 = 38 \text{ gxc cm}^{-2}$ e $L_a = 90, 100$ e 110 gxc cm^{-2} ;

$R_g(E_0, 0)$: razão (taxa) de produção de raios gama de energia maior do que E_0 , no tópo da atmosfera.

Os fluxos eletromagnéticos, em diferentes profundidades atmosféricas, estão, pois, relacionados por:

$$\frac{F_{e.m.}(E, p_1)}{F_{e.m.}(E, p_2)} = \frac{P(p_1)}{P(p_2)} e^{(-p_1 + p_2)/L_a} \quad (3-11)$$

O lado direito da equação 3-11 foi calculado tomando-se vários valores para p_1 , fixando $p_2 = 550 \text{ gxc cm}^{-2}$, $\beta = 2,3^*$, $X_0 = 38 \text{ gxc cm}^{-2}$ e parametrizando $L_a = 60$ até 140 gxc cm^{-2} ($\Delta L_a = 1 \text{ gxc cm}^{-2}$).

As curvas calculadas para $L_a = 80, 90, 100, 110$ e 120 gxc cm^{-2} estão mostradas na fig. 3-9.

A tabela 3-5 mostra os valores experimentais obtidos para a razão $F_{e.m.}(E, p_1)/F_{e.m.}(E, 550 \text{ gxc cm}^{-2})$ para $E = 10^{12} \text{ e.v.}$. Estes resultados estão mostrados, também, na fig. 3-9. Os valores obtidos são, então, comparados com o lado direito da equação (3-11) para se determinar o

* $\beta = \beta_I = 2,3$ das CENC's nºs 13 e 14, presente trabalho.

Fig. 3-8

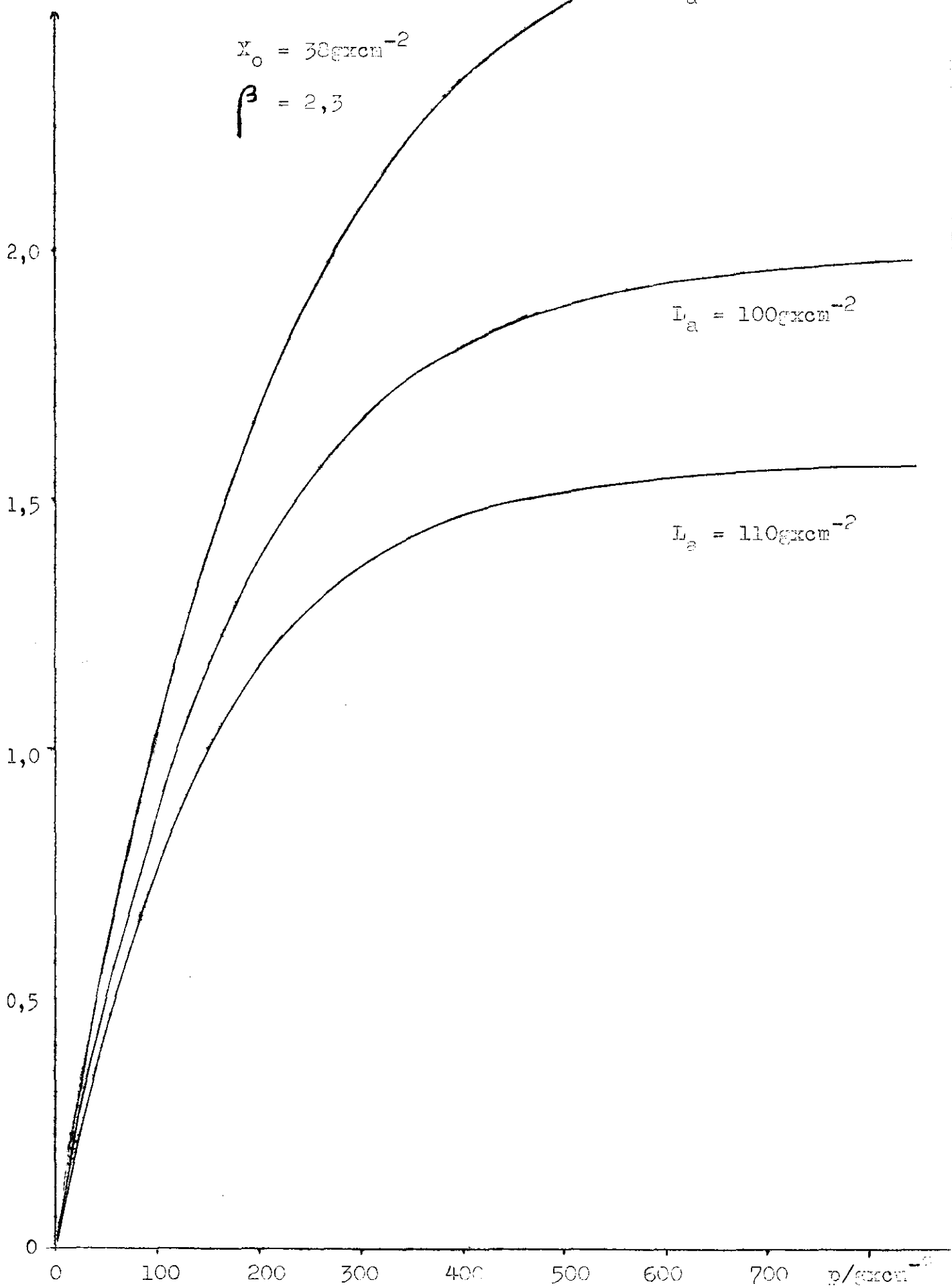
 $P(p, \beta, X_0, L_a)$ Função $P(p, \beta, X_0, L_a)$ 

Fig. 3-9

Fluxos Verticais Integrals da Componente Eletromagnética, em Várias Profundidades Atmosféricas, Normalizadas para Chacaltaya

 $E \geq 10^{12} \text{ e.v.}$
 $L_a / \text{gxc} \text{cm}^{-2}$

80

90

100

110

120

 10^1 10^0 10^{-1} 10^{-2}

$$Y^* = \frac{P(p)}{P(550 \text{ gxc} \text{cm}^{-2})} e^{(-p + 550 \text{ gxc} \text{cm}^{-2})/L_a} \quad (\text{curvas})$$

$$Y^{**} = \frac{F_{e.m.}(p)}{F_{e.m.}(550 \text{ gxc} \text{cm}^{-2})} \quad (\text{pontos experimentais})$$

0

100

200

300

400

500

600

700

 $p / \text{gxc} \text{cm}^{-2}$

livre caminho médio de absorção correspondente; êstes resultados estão mostrados na 3ª coluna da tabela 3-5

Tabela 3-5

Razão $F_{e.m.}(E, p_1)/F_{e.m.}(E, p_2=550 \text{ gxc}^{-2})$, para $E = 10^{12} \text{ e.v.}$; L_a

Prof. Atm./ gxc^{-2}	$\frac{F_{e.m.}(E=10^{12} \text{ e.v.}, p_1)}{F_{e.m.}(E=10^{12} \text{ e.v.}, p_2=550 \text{ gxc}^{-2})}$	L_a/gxc^{-2} (eq. 3-19)	Grupo	Ref.
9	30,2 \pm 8,7	76 \pm 7	Chicago	15
16	14,3 \pm 2,3	105 \pm 5	Bristol-Bom- bay	8
30	25,7 \pm 4,7	102 \pm 6	Japão-ECC	18
200	12,8 \pm 2,1 *	126 \pm 10	Lebedev	20
200	23,3 \pm 9,1 **	101 \pm 20	Lebedev	20
220	28,5 \pm 5,2	89 \pm 6	Bristol	16
310	90 ***	—	Lebedev	19
550	1,0 \pm 0,2	—	Brasil-Japão	P.T.
730	0,142 \pm 0,026	90 \pm 9	Japão	11

Para o grupo Lebedev, ref. 19, não é possível calcular o valor de L_a ; a concordância entre os demais resultados é satisfatória; a média ponderada é:

* Detecção e medidas em filmes de raio-X.

** Detecção e medidas em emulsões nucleares.

*** Resultado obtido com câmaras de ionização, as quais apresentam pequeno poder resolutivo na separação dos raios gama de uma mesma família.

$$L_a = (97 \pm 3) \text{gxcm}^{-2} \quad (3-12)$$

que concorda, dentro dos erros experimentais, com o resultado obtido por distribuição zenital, conforme tabela 3-4.

Em particular, da tabela 3-5, temos, para $p = 730 \text{gxcm}^{-2}$, Monte Norikura (mesma técnica de detecção e medida que no presente trabalho):

$$L_a = (90 \pm 9) \text{gxcm}^{-2} \quad (3-13)$$

Os resultados acima mencionados dão L_a ~ 20% menor que L_a referente a medidas para $E_{\text{núcleon}} \sim 10 - 300 \text{Gev}$. Isso pode ser compreendido por ser $L_a \approx L_i (1 - \langle \eta^\alpha \rangle)^{-1}$, $\partial \alpha / \partial E > 0$ e $\eta < 1$, conf. itens 1.1 e 1.2.

3.1.8 - Razão de Produção Vertical Integral de Raios Gama: $R_g(E, p)$

Na aproximação utilizada por Hayakawa et al, ref. 25, existe a seguinte relação entre o fluxo eletromagnético vertical integral e a razão de produção vertical integral de raios gama:

$$R_g(E, p) = \frac{F_{e.m.}(E, p)}{P(p, \beta, X_0, L_a) L_a} \quad (3-14)$$

onde a função $P(p)$ é dada pela equação (3-9).

Tomando os resultados das CLNO's n°s 13 e 14:

$$F_{e.m.}(E=10^{12} \text{e.v.}, p=550 \text{gxcm}^{-2}) = (2,88 \pm 0,32) \times 10^{-9} / \text{cm}^{-2} \times \text{seg} \times \text{sterad},$$

da tabela 3-3,

$$L_a = (97 \pm 6) \text{gxcm}^{-2}$$

da tabela 3-4 e

$$P(p=550\text{gxcm}^{-2}, \beta = 2,3, X_0 = 38\text{gxcm}^{-2}, L_a = (97 \pm 6)\text{gxcm}^{-2})$$

obtém-se:

$$R_g(E=10^{12}\text{e.v.}, p=550\text{gxcm}^{-2}) = (1,45 \pm 0,36) \times 10^{-11} / \text{gxsegrsterad} \quad (3-15)$$

Ainda na aproximação usada por Hayakawa et al, ref. 25, a variação de $R_g(E,p)$ com energia e profundidade atmosférica é dada pela relação:

$$R_g(E,p) = R_g(E_0,0) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\beta} e^{-p/L_a} \quad (3-16)$$

conforme eqs. (3-8) e (3-14).

De (3-15) e (3-16) obtém-se para a razão de produção de raios gama no topo da atmosfera:

$$R_g(E=10^{12}\text{e.v.}, p=0\text{gxcm}^{-2}) = (3,92 \pm 1,66) \times 10^{-9} / \text{gxsegrsterad} \quad (3-17)$$

A tabela 3-6 mostra as razões de produção de raios gama calculadas a partir de dados experimentais de vários grupos, em diferentes altitudes, para energia igual ou maior do que 10^{12}e.v. usando-se (3-14) e tomando-se $L_a = (97 \pm 6)\text{gxcm}^{-2}$, $\beta = 2,3$ e $X_0 = 38\text{gxcm}^{-2}$.

De (3-16) obtém-se:

$$\frac{R_g(E,p_1)}{R_g(E,p_2)} = e^{(-p_1 + p_2)/L_a} \quad (3-18)$$

Tabela 3-6

Razão de Produção de Raios Gama em Várias Altitudes: $R_g(E,p)$, para $E=10^{12}$ e.v.

p/gxcm^{-2}	$R_g(E=10^{12}\text{e.v.},p) \times 10^{10} \times$ gxsegxsterad	Grupo	Ref.
9	108 \pm 28	Chicago	15
16	25,7 \pm 3,8	Bristol-Bombay	8
30	24,8 \pm 3,8	Japão-ECC	18
200	2,64 \pm 0,43	Lebedev	20
200	4,79 \pm 1,75	Lebedev	20
220	5,58 \pm 0,98	Bristol	16
550	0,145 \pm 0,036	Brasil-Japão	P.T.
730	0,0201 \pm 0,0046	Japão	11

O lado direito da eq. (3-18) foi calculado variando-se p_1 e tomando-se $p_2 = 550\text{gxcm}^{-2}$ e $L_a = 80, 90, 100, 110$ e 120gxcm^{-2} . Na fig. 3-10 estão mostrados os gráficos resultantes e os valores obtidos para a razão $R_g(E,p_1)/R_g(E,p_2=550\text{gxcm}^{-2})$ usando-se os valores mostrados na tabela 3-6.

Na tabela 3-7 estão dadas as razões de produção de raios gama obtidas, para o topo da atmosfera, utilizando os dados dos vários grupos e os mesmos parâmetros usados na obtenção da tabela 3-6.

Y^* e Y^{**} Fig. 3-10

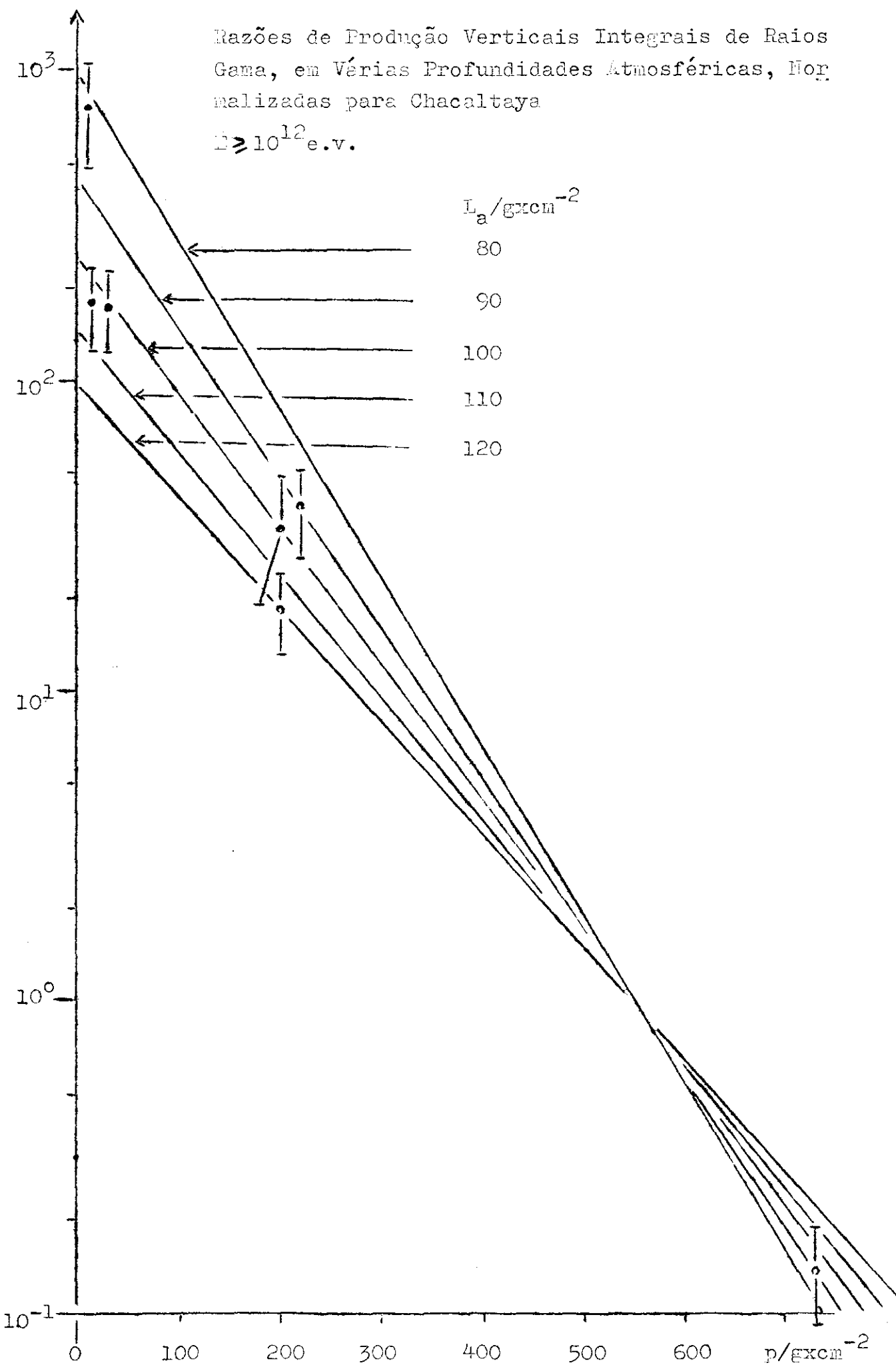


Tabela 3-7

Razão de Produção de Raios Gama no Tôpo da Atmosfera: $R_g(E,0)$, para $E=10^{12}$ e.v.

$R_g(E=10^{12} \text{ e.v.}, 0 \text{ gxc cm}^{-2}) \times 10^9 \times$ gxsegxsterad	Grupo	Ref.
11,7 \pm 3,1	Chicago	15
3,01 \pm 0,45	Bristol-Bombay	8
3,37 \pm 0,52	Japão-ECC	18
2,03 \pm 0,42	Lebedev	20
3,68 \pm 1,42	Lebedev	20
5,24 \pm 1,14	Bristol	16
3,92 \pm 1,66	Brasil-Japão	P.T.
3,46 \pm 1,76	Japão	11

A média ponderada é:

$$R_g(E=10^{12} \text{ e.v.}, 0 \text{ gxc cm}^{-2}) = (2,95 \pm 0,24) \times 10^{-9} / \text{gxsegxsterad} \quad (3-19)$$

O grupo Bristol Bombay publicou (ref. 8), como razão de produção vertical integral de raios gama, no tôpo da atmosfera:

$$R_g(E=10^{12} \text{ e.v.}, 0 \text{ gxc cm}^{-2}) = 2,65 \times 10^{-9} / \text{gxsegxsterad} \quad (3-20)$$

3.2 - COMPONENTE PIÔNICA

3.2.1 - Estimativa da Razão de Produção Vertical Integral de Mésons

$$\underline{\pi^0: R_{\pi^0}(E,p)}$$

A componente nuclearmente ativa da radiação cósmica interage na atmosfera gerando píons, káons e outras partículas de interação forte: Σ , Λ , Ξ , etc, *.

Para um estudo morfológico, podemos supor, em 1ª aproximação, que as contribuições para a componente eletromagnética são apenas as do decaimento $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. A razão de produção vertical integral de mésons π^0 está relacionada com a razão de produção vertical integral dos raios gama correspondentes por:

$$R_{\pi^0}(E,p) = \frac{\beta + 1}{2} R_g(E,p) \quad (3-21)$$

Usando-se:

$$R_g(E=10^{12} \text{ e.v.}, p=550 \text{ gxcm}^{-2}) = (1,45 \pm 0,36) \times 10^{-11} / \text{gxsegxsterad}$$

O estudo de jatos em emulsões puras permite obter o valor aproximado de $n_{\pi} / n_{\text{outras partículas}} \sim 80\%$ para energia incidente $\sim 10^{12}$ e.v. (ref. 27); a maioria das partículas restantes é constituída de káons.

de (3-15) e

$$\beta = 2,26 \pm 0,11 \text{ média ponderada } \beta_I \text{ de (3-1) e (3-2),}$$

vem :

$$R_{\pi^0} (E = 10^{12} \text{ e.v.}, p=550 \text{ gxc} \text{m}^{-2}) = (2,36 \pm 0,61) \times 10^{-11} / \text{gxsegxsterad} \quad (3-22)$$

e para o tópo da atmosfera :

$$R_{\pi^0} (E = 10^{12} \text{ e.v.}, p=0 \text{ gxc} \text{m}^{-2}) = (6,4 \pm 2,7) \times 10^{-9} / \text{gxsegxsterad} \quad (3-23)$$

3.2.2 - Estimativa da Razão de Produção Vertical Integral de

$$\text{Mésons } \pi^{\pm} : R_{\pi^{\pm}}(E,p)$$

Admitindo-se a independência de carga na produção de mésons π nas interações nucleares produzidas pela R.C. de alta energia, as eqs. (3-22) e (3-23) nos dão, também, as razões de produção vertical de π^{\pm} em Chacaltaya:

$$R_{\pi^{\pm}} (E=10^{12} \text{ e.v.}, p=550 \text{ gxc} \text{m}^{-2}) = (4,72 \pm 1,22) \times 10^{-11} / \text{gxsegxsterad} \quad (3-24)$$

e para o tópo da atmosfera:

$$R_{\pi^{\pm}} (E = 10^{12} \text{ e.v.}, p=0) = (1,28 \pm 0,54) \times 10^{-8} / \text{gxsegxsterad} \quad (3-25)$$

3.2.3 - Estimativa do Fluxo Vertical Integral de Pions Carregados:

$$\underline{F_{\pi^{\pm}}(E,p)}$$

Na aproximação em que se desprezam as perdas de energia por ionização, a equação de difusão de π^{\pm} , na atmosfera, pode ser escrita sob a forma:

$$\frac{df_{\pi^{\pm}}(E,p)}{dp} = - \frac{b_{\pi} c U(p) f_{\pi^{\pm}}(E,p)}{E p} - \frac{f_{\pi^{\pm}}(E,p)}{L_i^*} + \frac{f_{\pi^{\pm}}\left(\frac{E}{1 - k_{\pi}}, p\right)}{L_i^*(1 - k_{\pi})} +$$

$$+ P_{\pi^{\pm}}^{NN}(E,p) + P_{\pi^{\pm}}^{\pi N}(E,p) + P_{\pi^{\pm}}^{KN}(E,p) \quad (3-26)$$

onde:

$b_{\pi} = \frac{\bar{p}m}{\rho(\bar{p})\tau}$, é o momentum característico para decaimento, ou constante de decaimento (m , é a massa e τ é a vida média do pion; $b_{\pi}c = 115 \times 10^9$ e.v.); $\rho(\bar{p})$ é a densidade da atmosfera, na profundidade $\bar{p} = 100 \text{ gxc}m^{-2}$;

$U(p) = h(p)/h(100 \text{ gxc}m^{-2})$, sendo h , escala de altura, um fator que relaciona altitude atmosférica (cm) com profundidade atmosférica ($\text{gxc}m^{-2}$) e definido por $h(p) = p/\rho(p)$;

$f_{\pi^{\pm}}(E,p) = \partial F_{\pi^{\pm}}(E)/\partial E$;

$P_{\pi^{\pm}}^{NN}(E,p)$ é a razão de produção de pions em colisões núcleon-núcleon;

$P_{\pi^{\pm}}^{\pi N}(E,p)$ é a razão de produção de pions em colisões pion-núcleon;

$P_{\pi^{\pm}}^{KN}(E,p)$ é a razão de produção de pions em colisões kaon-núcleon;

L_i^* é o livre caminho médio de interação de pions;

k_{π} é a inelasticidade nas interações pions-núcleons e

$$\frac{f_{\pi^{\pm}}\left(\frac{E}{1 - k_{\pi}}, p\right)}{L_i^*(1 - k_{\pi})}$$
 é o termo que leva em conta a possibilidade de existência de pion residual nas interações πN .

Levando em conta os resultados empíricos apresentados no parágrafo 3.2.2 pode-se escrever:

$$P_{\pi^{\pm}}^{NN}(E, p) + P_{\pi^{\pm}}^{\pi N}(E, p) + P_{\pi^{\pm}}^{KN}(E, p) = r_{\pi^{\pm}}(E, 0)e^{-p/L_a} \quad (3-27)$$

onde:

$$r_{\pi^{\pm}}(E, p) = \partial R_{\pi^{\pm}}(E, p) / \partial E;$$

o fato de se tomar L_a independente de p implica em $P_{\pi^{\pm}}^{\pi N}$ e $P_{\pi^{\pm}}^{KN}$ serem desprezíveis em relação a $P_{\pi^{\pm}}^{NN}$.

Normalmente toma-se $k_{\pi^{\pm}} = 1$, isto é, supõe-se que não existe pion residual; essa escolha é justificada pelo fato (ref. 12) de se ter evidência experimental indicando que $k_{\pi} \sim 2k_N$ e $k_N \sim 0,5$.

Na aproximação (3-26) e com $k_{\pi^{\pm}} = 1$, a equação de difusão é

$$df_{\pi^{\pm}}(E, p) = r_{\pi^{\pm}}(E, 0)e^{-p/L_a} dp - f_{\pi^{\pm}}(E, p) dp / L_i^* - b_{\pi} c U(p) f_{\pi^{\pm}}(E, p) dp / E p \quad (3-28)$$

cuja solução é, conforme ref. 28, para $U(p) \approx 1$:

$$f_{\pi^{\pm}}(E, p) = pr_{\pi^{\pm}}(E, 0)e^{-p/L_a} \wedge (p/L_i^* - p/L_a, b_{\pi} c/E) E / b_{\pi} c \quad (3-29)$$

onde

$$\Lambda(p/L_i^* - p/L_a, b\pi c/E) = \frac{b\pi c}{E} \int_0^1 e^{-(1-t)(p/L_i^* - p/L_a)t} b\pi c/E dt \quad (3-30)$$

está tabelada na referência citada.

Para energias $E \gg b\pi c$, pode-se desprezar o decaimento de pions em vôo e a solução de (3-28) pode ser aproximada por:

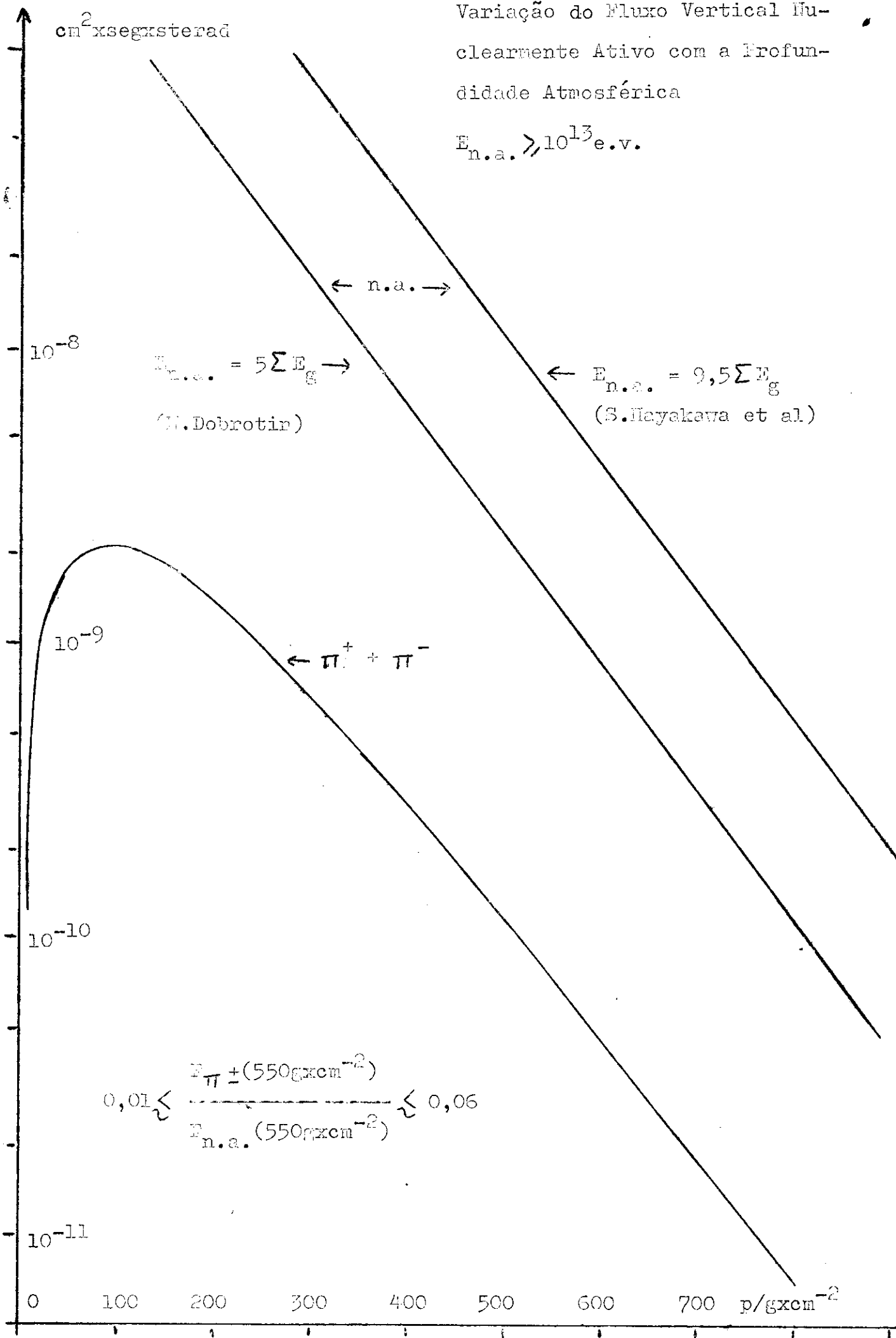
$$F_{\pi \pm}(E, p) = \frac{L_a L_i^*}{L_a - L_i^*} R_{\pi \pm}(E, 0) \left[e^{-p/L_a} - e^{-p/L_i^*} \right] \quad (3-31)$$

Usando-se (3-25), (3-29) e (3-30), foi calculada a variação do fluxo vertical integral de pions carregados, de energia maior do que 10^{13} e.v., com a profundidade atmosférica, para $L_a = 100 \text{ gxc}^{-2}$ e $L_i^* = L_i = 80 \text{ gxc}^{-2}$. O resultado está mostrado na fig. 3-11 onde é comparado com a variação com profundidade do fluxo vertical integral da componente nuclearmente ativa, de mesma energia, calculada usando-se o fluxo nuclearmente ativo detetado em Chacaltaya (vide 3-6). Conforme é comentado em 3-6, há dúvida quanto à determinação da energia $E_{n.a.}$ das partículas nuclearmente ativas quando essa é determinada através da energia $\sum E_g$ da componente eletromagnética que se origina das interações nucleares provocadas por aquelas partículas ($E_{n.a.} = a \sum E_g$); H. Dobrotin, ref. 29, sugere o valor 5 para a e S. Hayakawa et al, ref. 25, o valor 9,5. Na fig. 3-11 está mostrada a faixa formada pelo fluxo nuclearmente ativo calculado usando-se estes dois fatores..

Para Chacaltaya, tem-se, para energia maior do que 10^{13} e.v.:

Variação do Fluxo Vertical Nuclearmente Ativo com a Profundidade Atmosférica

$$E_{n.a.} > 10^{13} \text{ e.v.}$$



$$0,01 \lesssim \frac{F_{\pi^{\pm}}(E)}{F_{n.a.}(E)} \lesssim 0,06 \quad * \quad (3-32)$$

o que permite dar uma idéia da aproximação feita ao se desprezar a contribuição de píons carregados para o fluxo de partículas nuclearmente ativas, como fizemos no presente trabalho.

Na fig. 3-12 está mostrado o fluxo vertical integral de píons carregados, em Chacaltaya; em particular:

$$\langle F_{\pi^{\pm}} \rangle (E=10^{13} \text{ e.v.}, p=550 \text{ gxcm}^{-2}) = 8 \times 10^{-11} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad} \quad (3-33)$$

3.3 - RELAÇÃO ENTRE O FLUXO DE MÚONS E O FLUXO ELETROMAGNÉTICO

No apêndice D é discutida a relação entre o fluxo vertical eletromagnético na profundidade atmosférica p e o fluxo vertical de múons ao nível do mar **, supondo que os múons são provenientes do decaimento de π^{\pm} , K^{\pm} , K_C^0 e K_L^0 e os raios gama de π^0 , K_C^0 e K_L^0 , admitindo in dependência de carga na produção de píons e káons e que as razões de produção de píons e káons são funções de potência da energia, de mesmo expoente para todos os casos (π^0 , π^{\pm} , K^{\pm} , K_C^0 e K_L^0); obtém-se, com as aproximações citadas no apêndice D, pág. D-4:

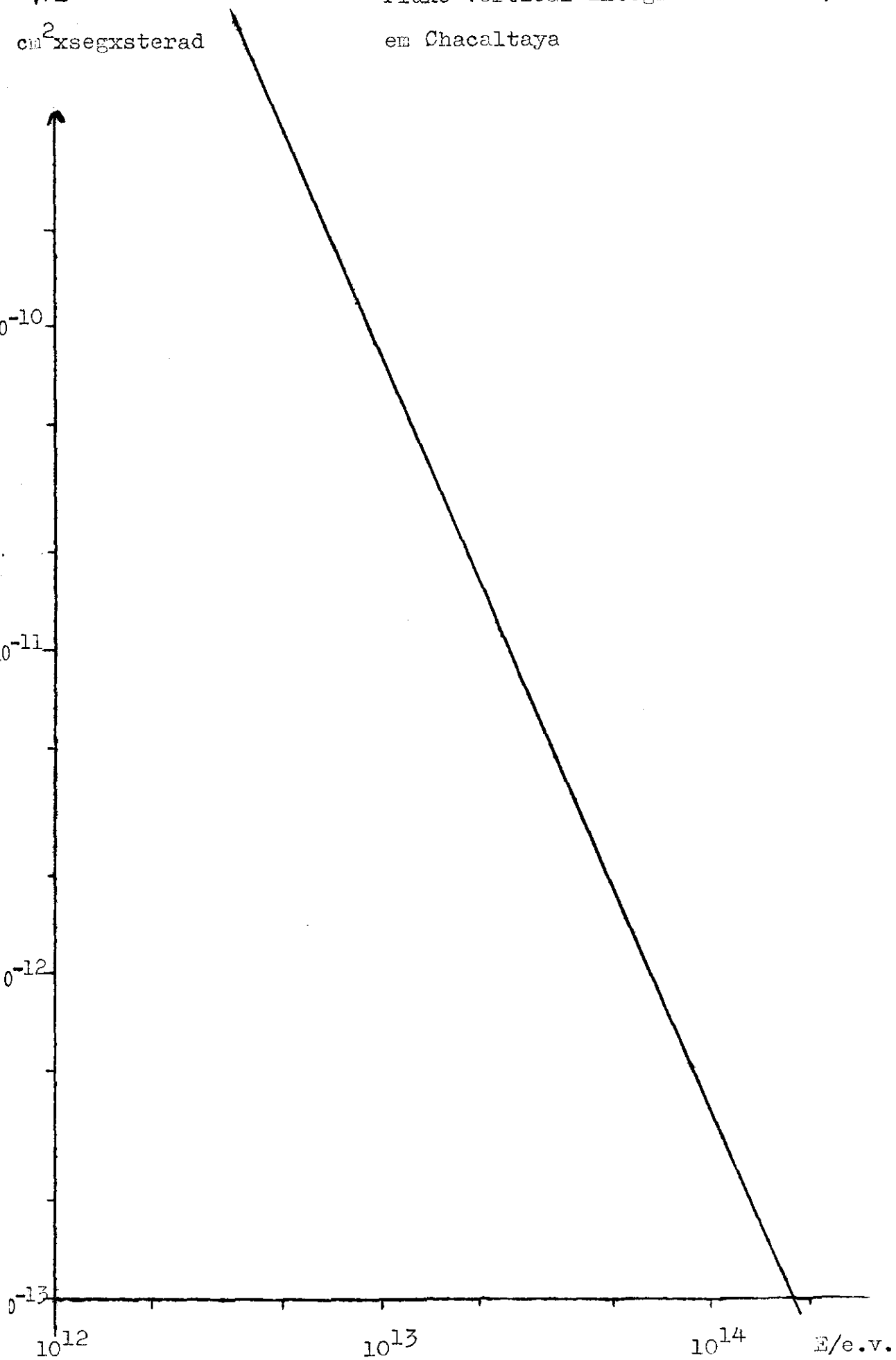
* A.Ohsawa, ref. 30, resolveu a eq. de difusão (3-26), desprezando $P_{\pi^{\pm}}^{KN}$, para $k_{\pi^{\pm}} = 0,5$; com êsse valor de $k_{\pi^{\pm}}$ a contaminação de π^{\pm} ao fluxo da componente nuclearmente ativa, em Chacaltaya, resulta $\sim 10\%$.

** Para $p \gg L_a$, o fluxo de múons de alta energia é praticamente estacionário com profundidade atmosférica crescente.

Fig. 3-12

$F_{\pi^{\pm}} \times$
 $\text{cm}^2 \times \text{seg} \times \text{sterad}$

Fluxo Vertical Integral de Pions,
 em Chacaltaya



$$F_{\mu^{\pm}(E)} = \frac{(\beta + 1) \eta_{\pi^{\pm}(E)} B_{\pi^{\pm}(E)} Q(E)}{P(p)} F_{e.m.}(E) \quad (3-34)$$

onde

$$Q(E) = \frac{1 + \epsilon_{\mu^{\pm}(E)} f_K \left[0,63 \frac{\eta_{K^{\pm}(E)} B_{K^{\pm}(E)}}{\eta_{\pi^{\pm}(E)} B_{\pi^{\pm}(E)}} + 0,69 \xi \right]}{1 + 0,63 f_K \xi \epsilon_{\gamma}(E)}; \quad (3-35)$$

η_{π} e η_K são fatores que levam em conta a transferência de energia de $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}$ e $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}$;

B_{π} e B_K são fatores que levam em conta a probabilidade de desintegração em vôo de π^{\pm} e K^{\pm} ;

$P(p)$ é a função de cascata dada por (3-9);

ϵ_{γ} e ϵ_{μ} são fatores de correção devidos às outras desintegrações em γ e μ que não as mencionadas no apêndice D, pg. D-1;

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

ξ é um fator que leva em conta a transferência de energia de $K_C^0 \rightarrow \pi$.

Usando:

a) fluxo eletromagnético médio das CENC's nos 13 e 14

(tabela 3-3),

b) $\beta = 2,3$ e

c) $f_K = 0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, \text{ e } 1,0$

calculou-se a eq. (3-34), para $L_a = 100 \text{ g} \times \text{cm}^{-2}$, $L_i = 80 \text{ g} \times \text{cm}^{-2}$ e $L_a = 110 \text{ g} \times \text{cm}^{-2}$, $L_i = 80 \text{ g} \times \text{cm}^{-2}$. Os resultados estão mostrados nas figuras 3-13a) e b), respectivamente. Nessas figs. estão mostrados, também, os resultados experimentais obtidos por Miyake et al (ref. 31).

Fig. 3-13a)

Fluxo de Muons, ao Nível do Mar

 $F_{\mu \pm X}$ $\text{cm}^2 \times \text{seg} \times \text{sterad}$

$\beta = 2,2$

$L_a = 100 \text{ g} \times \text{cm}^{-2}$

$L_i = 80 \text{ g} \times \text{cm}^{-2}$

$f_K = 1,0$

0,8

0,6

0,4

0,2

0

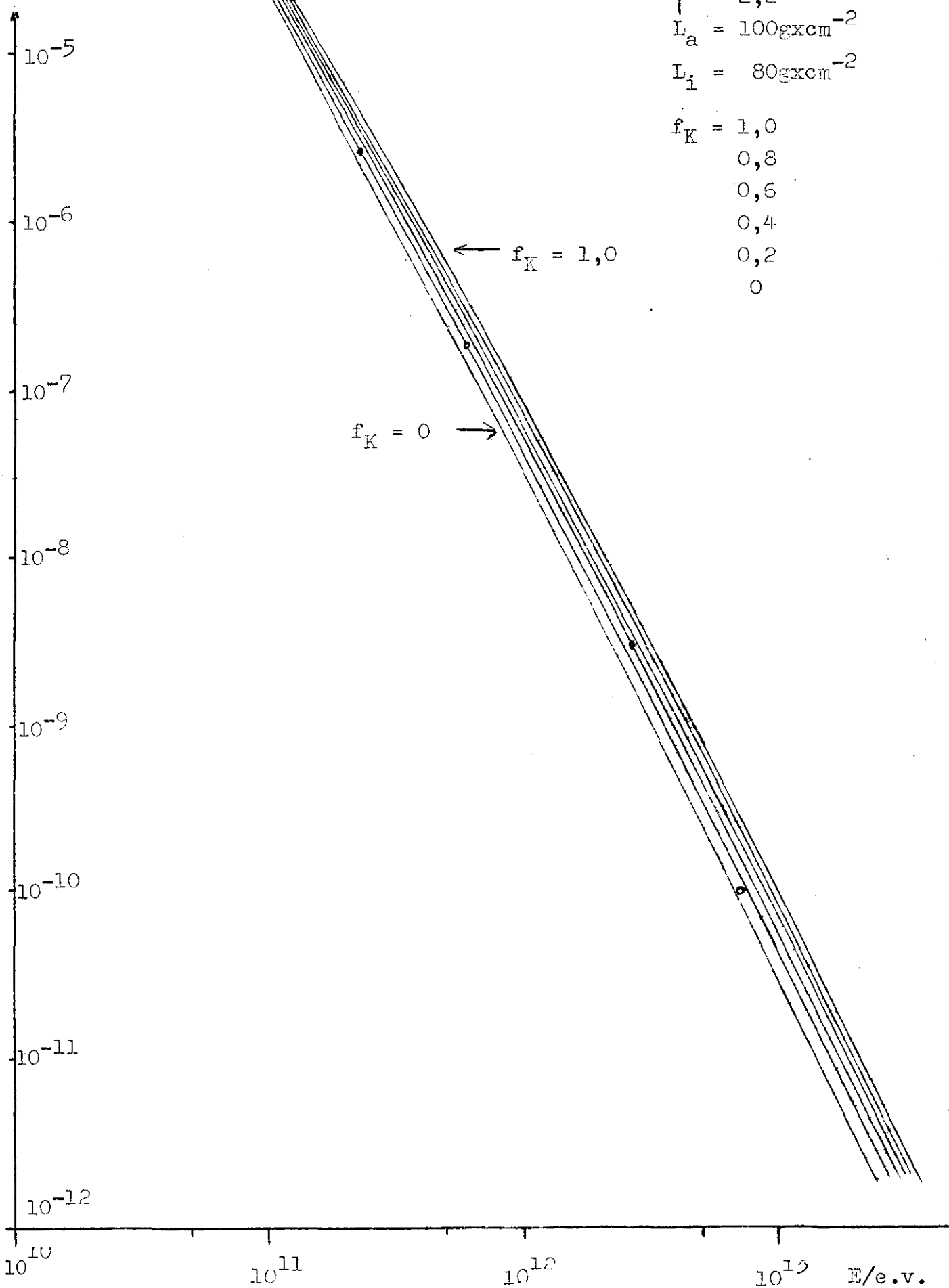
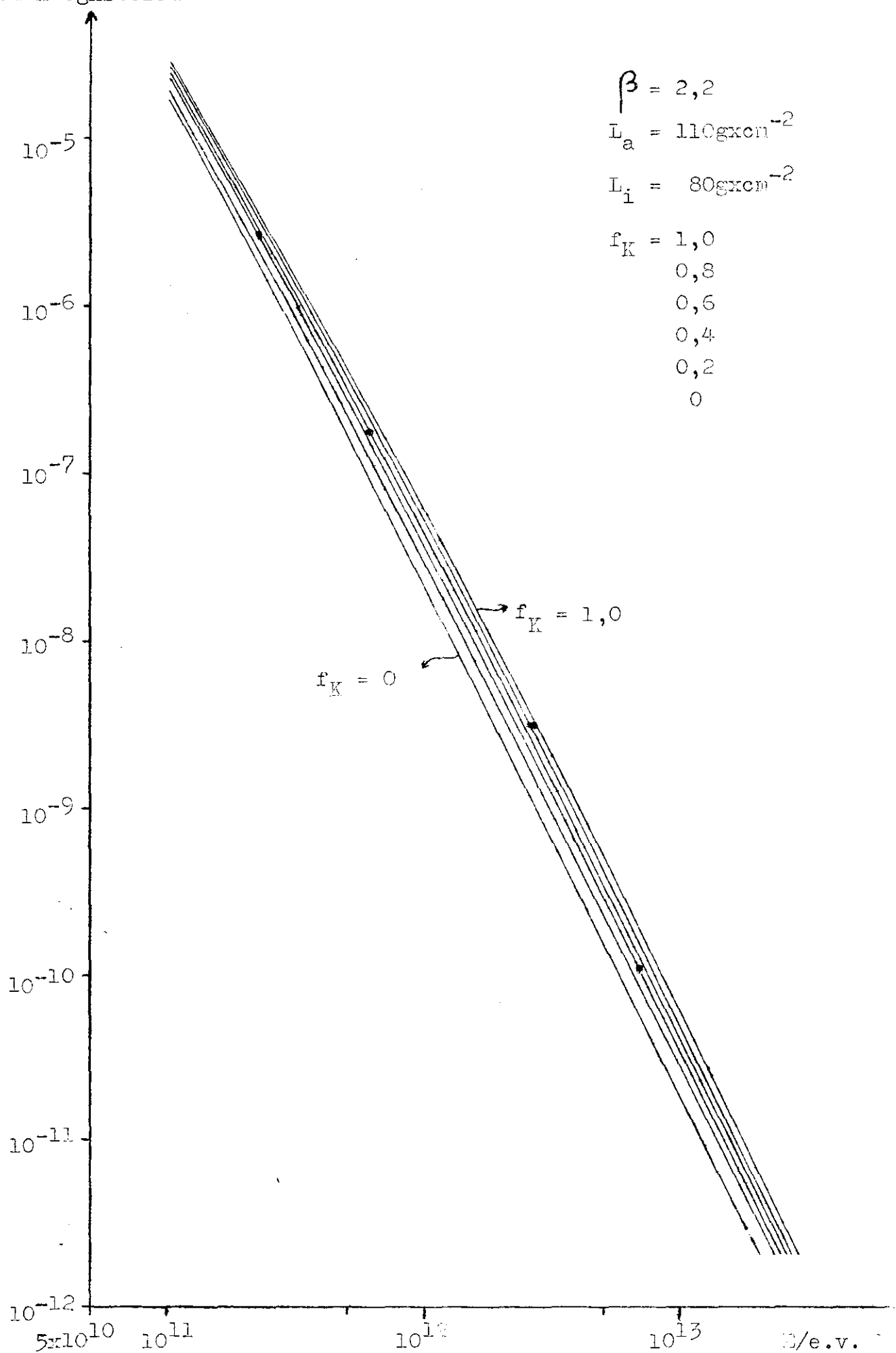


Fig. 3-13b)

Fluxo de Muons, ao Nível do Mar

$F_{\mu \pm X}$

$\text{cm}^2 \times \text{seg} \times \text{sterad}$



Verifica-se que, para $L_a = 100 \text{ gxc}^{-2}$, $f_K \sim 0,2$ e, para $L_a = 110 \text{ gxc}^{-2}$, $f_K \sim 0,6$ dão boa concordância entre o fluxo de muons observado por Miyake e os valores calculados. A concordância deve ser tratada com reserva pois sabe-se que para a componente eletromagnética a indeterminação na medida da energia é de $\sim 20\%$ (ref. 6). Esses resultados são consistentes com aqueles que se obtém para f_K através do estudo de:

- a) jatos de $E \sim 10^{12} \text{ e.v.}$, em emulsões puras: $f_K \sim 0,20$, conforme ref. 32;
- b) polarização de muons que se desintegram em repouso ao nível do mar: $f_K = 0,4 \pm 0,2$, conforme ref. 33.

3.4 - COMPONENTE KAÔNICA

3.4.1 - Estimativa do Fluxo Vertical Integral de Kaons: $F_K(E,p)$

As razões de produção verticais integrais de K^+ , K_C^0 e K_L^0 podem ser calculadas a partir de $f_K = R_{K^\pm}(E)/R_{\pi^\pm}(E)$ utilizando-se as razões de produção de π^\pm obtidas em 3.2. Supondo* $R_{K^\pm}(E) = R_{K_C^0}(E)/2 = R_{K_L^0}(E)/2$ e $f_K = 0,2$, foi calculada a variação de F_{K^\pm} , $F_{K_C^0}$ e $F_{K_L^0}$, para ener-

* Os resultados obtidos para f_K em 3.3 não permitem fixar o valor absoluto dessa razão; todavia, mostram que f_K não apresenta dependência energética detetável. Para fixar o valor de f_K , utilizamos $f_K \sim 0,2$ obtido em emulsão pura, para 10^{12} e.v.

energia maior do que 10^{13} e.v., com a profundidade atmosférica*. O resultado está mostrado na fig. 3-14 onde é comparado com a variação respectiva da componente nuclearmente ativa, calculada a partir de $F_{n.a.}$ detetado em Chacaltaya e usando-se $E_{n.a.} = 5 \sum E_g$ e $E_{n.a.} = 9,5 \sum E_g$. Na fig. 3-15 está mostrado o fluxo vertical integral para K^+ , K_C^0 e K_L^0 , em Chacaltaya.

As razões de produção direta de π^0 (e fluxos correspondentes) podem ser obtidos de R_{π^0} fazendo-se uma redução de ~ 4%, pois foram obtidos supondo que a componente eletromagnética é originada apenas do decaimento de π^0 criados nas interações nucleares. Esta correção se faz necessária se se levar em conta a contribuição de K_C^0 para a criação de $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$.

3.5 - COMPONENTE NEUTRÍNICA

3.5.1 - Estimativa do Fluxo Vertical Integral de Neutrinos Muônicos:

$$\underline{F_{\nu_\mu}(E,p)}$$

Supondo que os neutrinos muônicos de alta energia são produzidos, na atmosfera, pelos decaimentos**:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (\tau_\pi^\pm \sim 2,8 \times 10^{-8} \text{ seg}; \sim 100\%) \quad (3-37)$$

e

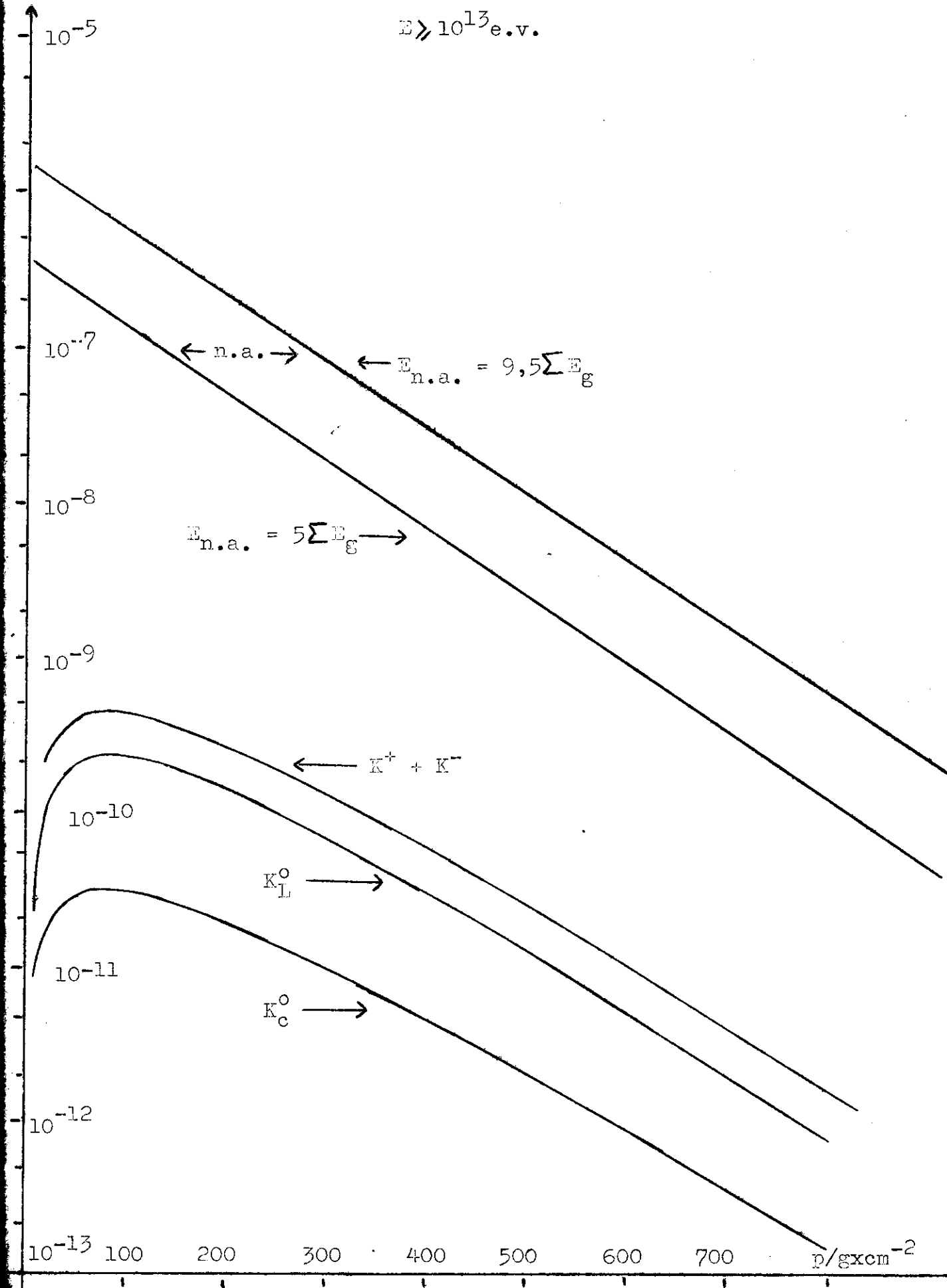
* Para F_{K^+} e $F_{K_L^0}$ podem-se usar as fórmulas aproximadas equivalentes a (3-31), desprezando-se a desintegração em vôo dessas partículas. Para $F_{K_C^0}$ é necessário utilizar as fórmulas exatas equivalentes às (3-29) e (3-30).

** As demais fontes de ν_μ são desprezadas ou por terem vida média longa ou pequena taxa de decaimento ou pequena transferência de energia aos ν_μ .

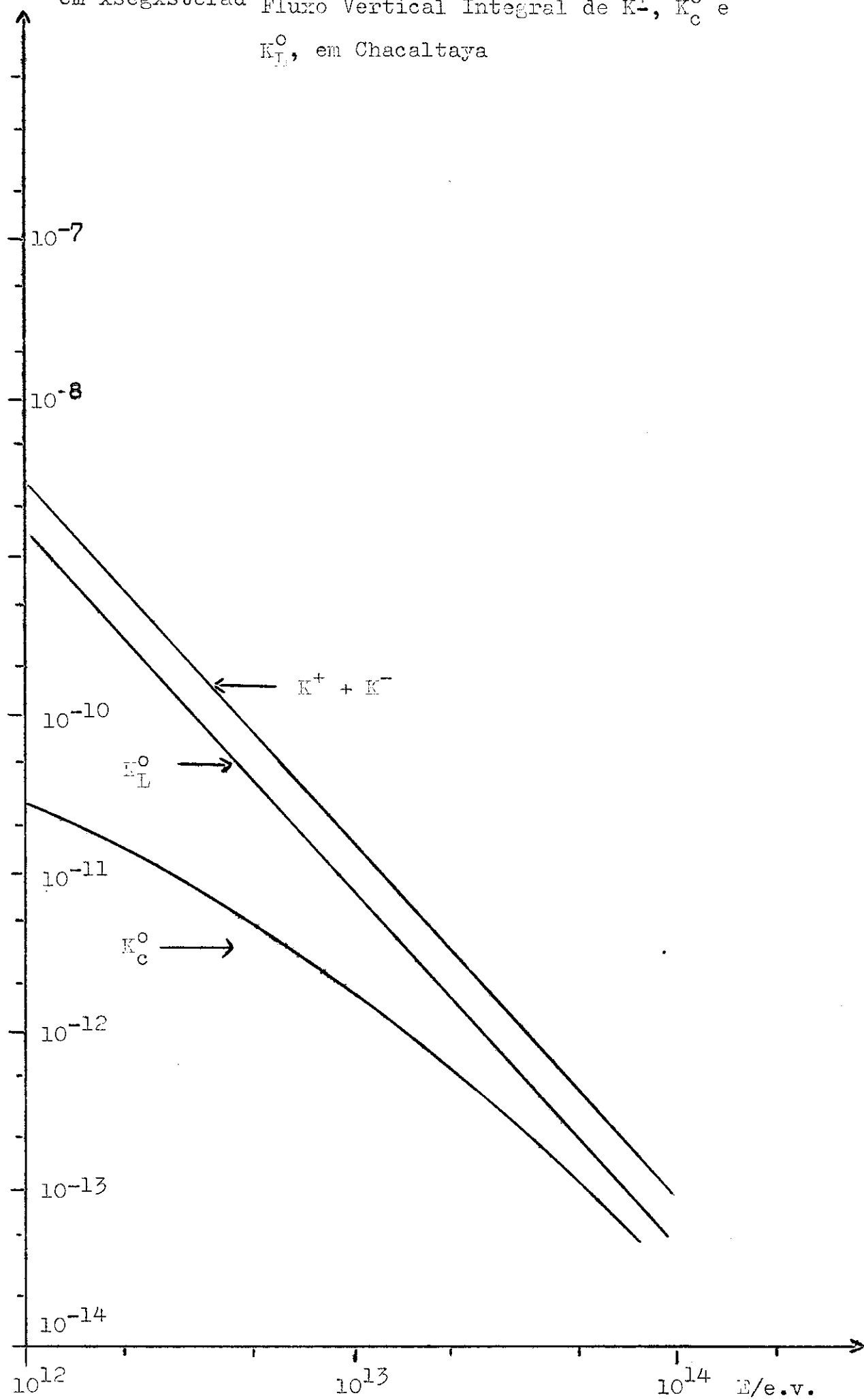
F X
cm²xsegxsterad

Variação do Fluxo Vertical Integral
de Kaons com a Profundidade Atmosfê
rica

$E \gg 10^{13} \text{ e.v.}$



cm²xsegxsterad Fluxo Vertical Integral de K^+ , K_C^0 e K_L^0 , em Chacaltaya



$$K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) \quad (\tau_{K^{\pm}} \sim 1,2 \times 10^{-8} \text{ seg}; \sim 64\%) \quad (3-38)$$

calculamos o seu fluxo, ao nível do mar *, usando a relação (conforme S. Hayakawa et al, ref. 25):

$$F_{\nu_{\mu}}(E) = \frac{a\beta}{(\beta + H)(\beta + H + 1)} L_a R(E) B(E) (1 - \sigma^{-2})^{\beta + H} \quad (3-39)$$

onde

$R(E)$ é a razão de produção da partícula que decai em ν_{μ} ;

$B(E)$ é um fator que mede a probabilidade de decaimento em vôo, dado pela eq. (D-20), apêndice D;

σ e H são dados pelas eqs. (D-17) e (D-18), respectivamente;

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

A razão de produção de K^{\pm} está relacionada com a razão de produção de pions carregados (3-24) por $f_K = R_{K^{\pm}}(E)/R_{\pi^{\pm}}(E)$.

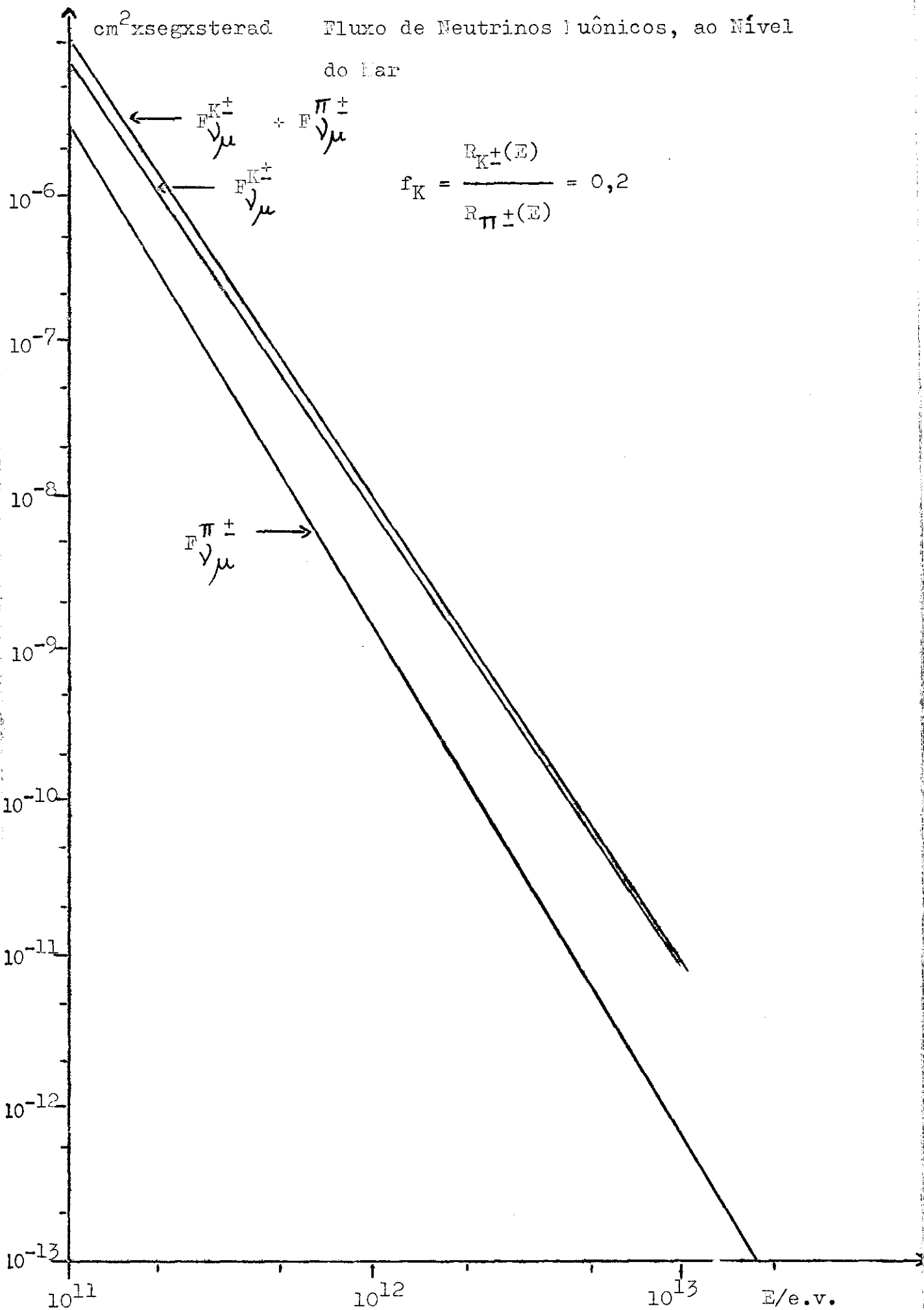
Para o cálculo de $F_{\nu_{\mu}}$ usamos: $\langle f_K \rangle = 0,2$, conforme parágrafo 3-3, fig. 3-13a).

Na fig. 3-16 estão mostrados, separadamente, os resultados $F_{\nu_{\mu}}^{\pi^{\pm}}$, para o fluxo de ν_{μ} originados do decaimento de pions, $F_{\nu_{\mu}}^{K^{\pm}}$, para o decaimento de K^{\pm} e $F_{\nu_{\mu}}^T = F_{\nu_{\mu}}^{K^{\pm}} + F_{\nu_{\mu}}^{\pi^{\pm}}$.

Em particular, obtém-se:

* Para $p \gg L_a$, o fluxo de neutrinos é estacionário com profundidade atmosférica crescente.

F K

cm² x seg x steradFluxo de Neutrinos Iuônicos, ao Nível
do Mar

$$F_{\nu_{\mu}}^T (E=10^{13} \text{ e.v.}; p) \gg L_a) = 8 \times 10^{-12} / \text{cm}^2 \times \text{seg} \times \text{sterad} \quad (3-40)$$

Experiências sobre interações de ν_{μ} realizadas em minas profundas (~ 2000 - 3000 metros) permitiram detetar eventos que são interpretados como sendo devidos a reações do tipo $\nu_{\mu} + N \rightarrow N^* + \mu^{\pm}$. A estimativa do fluxo de ν_{μ} , baseada no número de eventos detetados* e em seções de choque teóricas (cuja validade foi verificada para baixas energias com ν_{μ} de aceleradores artificiais de partículas), refs. 34 e 35, permite concluir que a estimativa (3-40) é da ordem de grandeza correta.

3.6 - COMPONENTE NUCLEARMENTE ATIVA DETETADA EM CHACALTAYA

3.6.1 - Estimativa da Energia de Partículas Nuclearmente Ativas: $E_{n.a.}$

As partículas nuclearmente ativas são detetadas nas CENC's através das c.e.m. compostas, Pb-jatos, que geram no chumbo ao atravessarem o detetor. A energia medida, $\sum E_g$, não é a energia total $E_{n.a.}$ da partícula nuclearmente ativa que produziu o Pb-jato, mas apenas aquela fração $k_g E_{n.a.}$ que é irradiada sob a forma de raios gama.

A distribuição de frequência de $k_g = \sum E_g / E_{n.a.}$ é conhecida somente para baixas energias (refs. 36 e 37); para $2 \leq E/10^{10} \text{ e.v.} \leq 20$, tem-se a distribuição de frequência:

$$f(k_g) \propto \exp(-A/(1 - k_g)^2) \quad (3-41)$$

Existem as seguintes estimativas do valor médio $\langle k_g \rangle$:

- a) $\langle k_g \rangle_D = 0,20$, conforme N.Dobrotin, ref. 29, medidas feitas com calorímetros de ionização e

* A distribuição zenital de ν_{μ} foi estimada por S.Hayakawa et al, ref. 25, que obteve $F_{\nu_{\mu}(\text{horizontal})} / F_{\nu_{\mu}(\text{vertical})} \sim 10$.

b) $\langle k_g \rangle_H = 0,16$, conforme S.Hayakawa et al, ref. 25, medidas feitas em jatos de $10^{12} < E_{n.a.} < 10^{13}$ observados em pilhas de emulsão pura.

Para se estimar o $F_{n.a.}(E)$ a partir de $F_{n.a.}(\sum E_g)$ observado seria necessário conhecer $\langle 1/k_g^\alpha \rangle^{1/\alpha}$ e tomar:

$$E_{n.a.} = \langle 1/k_g^\alpha \rangle^{1/\alpha} \sum E_g \quad (3-42)$$

Na prática tem-se usado comumente os valores:

$$\langle 1/k_g^\alpha \rangle^{1/\alpha}_D = 1/\langle k_g \rangle_D = 5, \quad (3-43)$$

conforme N.Dobrotin, local citado e

$$\langle 1/k_g^\alpha \rangle^{1/\alpha}_H = 9,5, \quad (3-44)$$

conforme S.Hayakawa et al, local citado, o qual supõe que a distribuição de frequência (3-41) continua válida para energias maiores do que aquelas para as quais existe evidência empírica adequada .

Em virtude da divergência entre os valores de $\langle 1/k_g^\alpha \rangle^{1/\alpha}$ adotados na literatura, prefere-se, ao apresentar os resultados sobre fluxos da componente nuclearmente ativa, tomar como variável energética $\sum E_g$ que é obtida diretamente dos dados empíricos. Essa praxe é seguida nos parágrafos 3.6.2 e 3.6.3. No parágrafo 3.6.4, os dados são apresentados para $E_{n.a.} = 5 \sum E_g$ e $E_{n.a.} = 9,5 \sum E_g$.

3.6.2 - Fluxo Vertical Integral Absoluto da Componente Nuclearmente Ativa, em Chacaltaya: $F_{n.a.}(E, p=550 \text{ g/cm}^2)$

A fig. 3-17 mostra o fluxo vertical integral absoluto total ($I = S_2 + F_2$) * das partículas nuclearmente ativas que atingiram o topo das CENC's nºs 11 e 12, em Chacaltaya **. Os pontos experimentais são consistentemente representados por $c \cdot 10^{12} (\sum E_g)^{-\alpha}$, com α constante no intervalo considerado ($2,0 < \sum E_{g(\text{nominal})} / 10^{12} \text{ e.v.} < 20,0$), onde:

$$\alpha_{I(\text{nominal})} = 2,00 \pm 0,14 \quad (\text{CENC nº 11}) \quad (3-45)$$

e

$$\alpha_{I(\text{nominal})} = 1,9 \pm 0,3 \quad (\text{CENC nº 12}) \quad *** \quad (3-46)$$

O valor médio ponderado é:

$$\alpha_{I(\text{nominal})} = 1,98 \pm 0,13 \quad (3-47)$$

que é o expoente da reta (linha contínua) indicada na fig. 3-17).

Todavia, de acordo com o parágrafo 2.7, a energia verdadeira dos Pb-jatos é $\sum E_{g(\text{real})}$ que difere da energia nominal a eles atribuída; feita a devida correção, obtém-se a reta tracejada de expoente

* Para a obtenção deste fluxo deve-se levar em conta a probabilidade de as partículas atravessarem toda a espessura da câmara sem serem detetadas.

** $\sum E_g$ dos Pb-jatos determinadas usando-se as curvas de transição de Nishimura-Kamata para c.e.m. individuais, isto é $\sum E_{g(\text{nominal})}$ conforme parágrafo 2.7.

*** Os erros nas eqs. (3-45) e (3-46) foram avaliados sem levar em conta as correlações entre os pontos integrados.

F_{n.a.} Xm² x seg x sterad

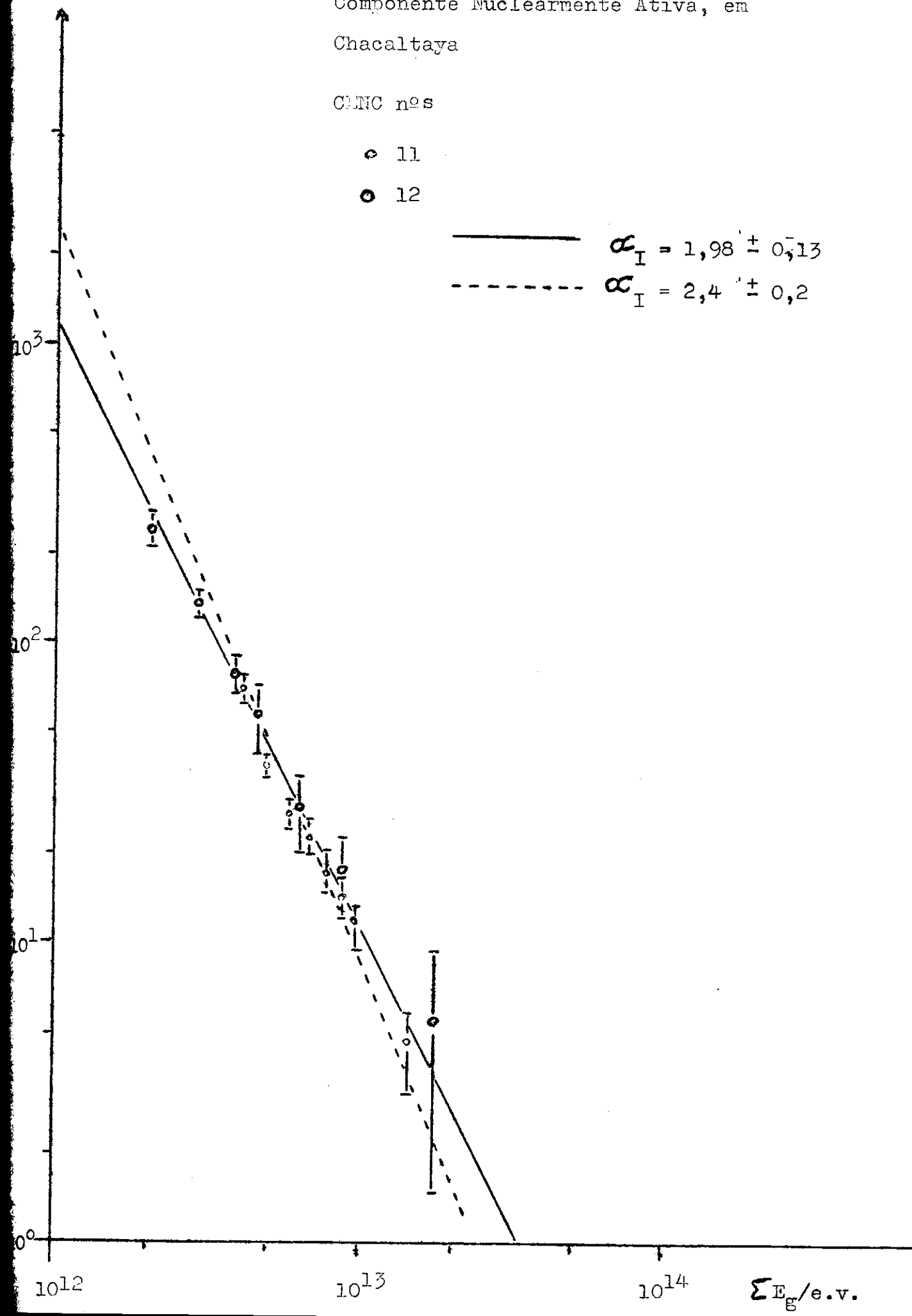
Fluxo Vertical Integral Absoluto da
Componente Nuclearmente Ativa, em
Chacaltaya

CENC n^{os}

• 11

• 12

— $\alpha_I = 1,98 \pm 0,13$
 - - - $\alpha_I = 2,4 \pm 0,2$



te:

$$\alpha_{I(\text{real})} = 2,4 \pm 0,2 \quad (3-48)$$

A fig. 3-18 mostra o fluxo obtido através de $1,0\text{m}^2$ da CENC nº 13, sendo que, nêsse caso, $E = \sum E_g$ foi determinada conforme 2.7.

O expoente α_I é:

$$\alpha_{I(\text{real})} = 3,0 \pm 0,5 \quad (3-49)$$

Há coerência com o fluxo corrigido (reta tracejada) das CENC's nºs 11 e 12.

Embora o valor de α_I em (3-49) seja coerente com o valor em (3-48), dentro dos erros experimentais, o pequeno número de eventos detetados pela CENC nº 13, parte analisada ($35 \text{ Pb-jatos de energia } \sum E_g \geq 2,0 \times 10^{12} \text{ e.v.}$), fornece um valor de $\alpha_{I(\text{real})}$ sujeito a forte influência de flutuações.

A média ponderada de (3-48) e (3-49) é:

$$\alpha_I = 2,5 \pm 0,2 \quad (3-50)$$

O fluxo para $\sum E_g \geq 3,0 \times 10^{12} \text{ e.v.}$ é dado na tabela 3-8.

Tabela 3-8

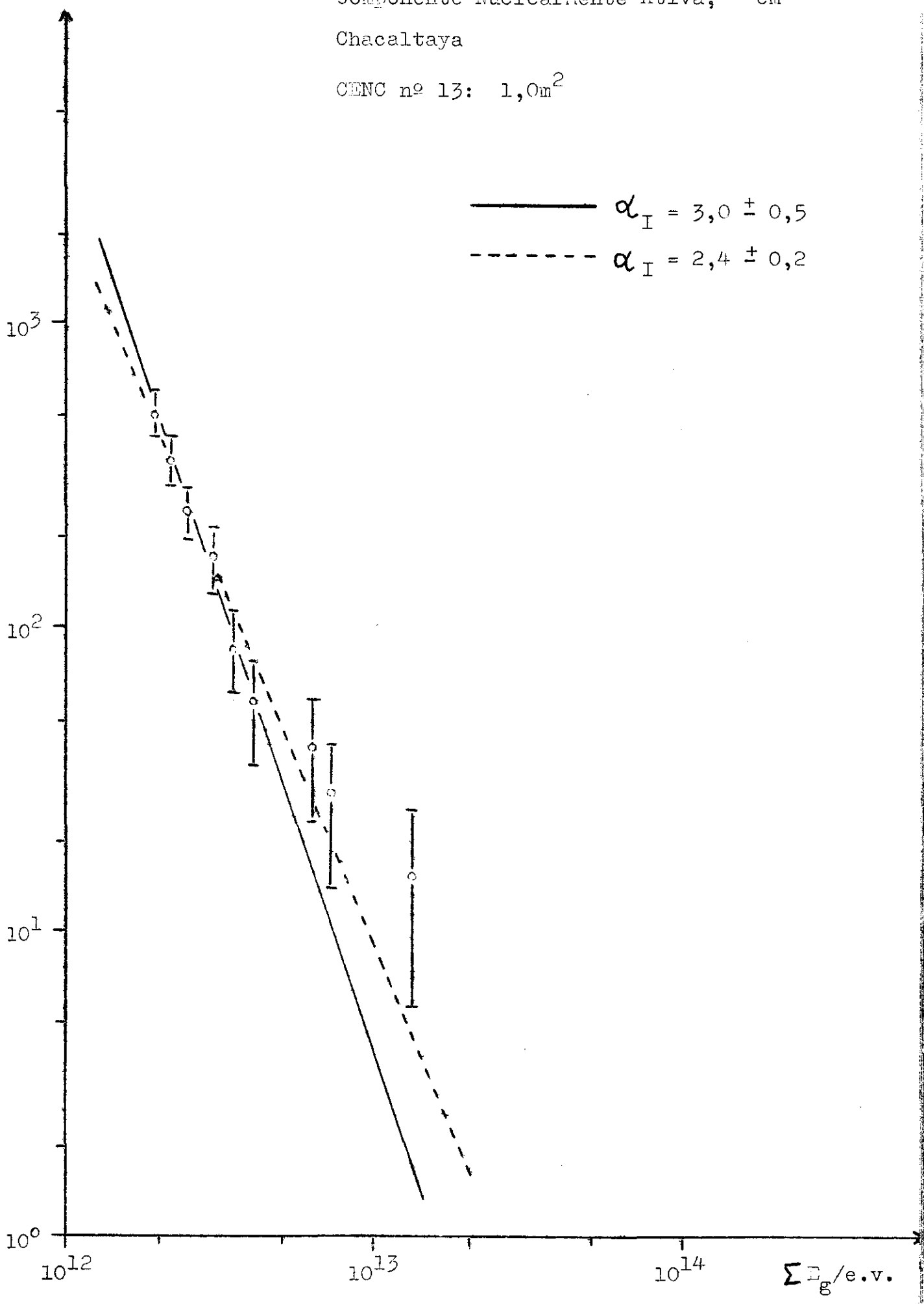
$F_{n.a.} (\sum E_g = 3,0 \times 10^{12} \text{ e.v., } p = 550 \text{ g} \times \text{cm}^{-2})$

CENC	$F_{n.a.} (\sum E_g = 3,0 \times 10^{12} \text{ e.v., } p = 550 \text{ g} \times \text{cm}^{-2}) \times \text{cm}^2 \times \text{seg} \times \text{sterad}$	Ref.
11	$(3,95 \pm 0,41) \times 10^{-10} (\text{nominal})$	12
12	$(4,3 \pm 0,5) \times 10^{-10} (\text{nominal})$	18
11 e 12	$(5,47 \pm 0,41) \times 10^{-10} (\text{corrigido})^*$	
13	$(5,54 \pm 1,33) \times 10^{-10} (\text{real})$	P.T.

* Média ponderada.

m² x seg x sterad

Fluxo Vertical Integral Absoluto da
Componente Nuclearmente Ativa, em
Chacaltaya

CENC nº 13: 1,0 m²

A média ponderada dos fluxos detetados pelas CENC's nºs 11, 12 (corrigidos) e pela CENC nº 13 é:

$$F_{n.a.}(\Sigma E_g = 3,0 \times 10^{12} \text{ e.v.}, p = 550 \text{ gxc}^{-2}) = (5,48 \pm 0,39) \times 10^{-10} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad} \quad (3-51)$$

3.6.3 - Variação do Fluxo Vertical Integral da Componente Nuclearmente Ativa com a Profundidade Atmosférica

Supondo um espectro primário do tipo potência com expoente α constante, negligenciando a contribuição de pions e kaons e supondo que o livre caminho médio de interação e a distribuição de elasticidade de $(1 - k)$ não dependem da energia, obtém-se:

$$F_{n.a.}(E, p) = F_{n.a.}(E, 0) e^{-\frac{p}{L_a}} \quad (3-52)$$

com

$$L_a = \frac{L_i}{1 - \langle (1 - k)^{\alpha} \rangle} \quad (3-53)$$

que nos permite calcular a variação do fluxo de partículas nuclearmente ativas com a profundidade atmosférica p .

Na fig. 3-19 são comparados os fluxos verticais integrais da componente nuclearmente ativa para $\Sigma E_g > 2,0 \times 10^{12} \text{ e.v.}$, obtidos por vários grupos, com o fluxo em Chacaltaya. As retas traçadas do tipo (3-52) são para $L_a = 100 \text{ gxc}^{-2}$ e 110 gxc^{-2} . Para $L_a = 110 \text{ gxc}^{-2}$ há consistência entre os resultados b), c) e e) sendo que b) e c) foram obtidos com interações em detetores do tipo CENC; os resultados a),

Y^* e Y^{**}

Fluxos Verticais Integrais da Componente Nuclearmente Ativa, em Várias Profundida-
des Atmosféricas, Normalizados para Cha-
caltaya

$$(\sum E_g \geq 2 \times 10^{12} \text{ e.v.})$$

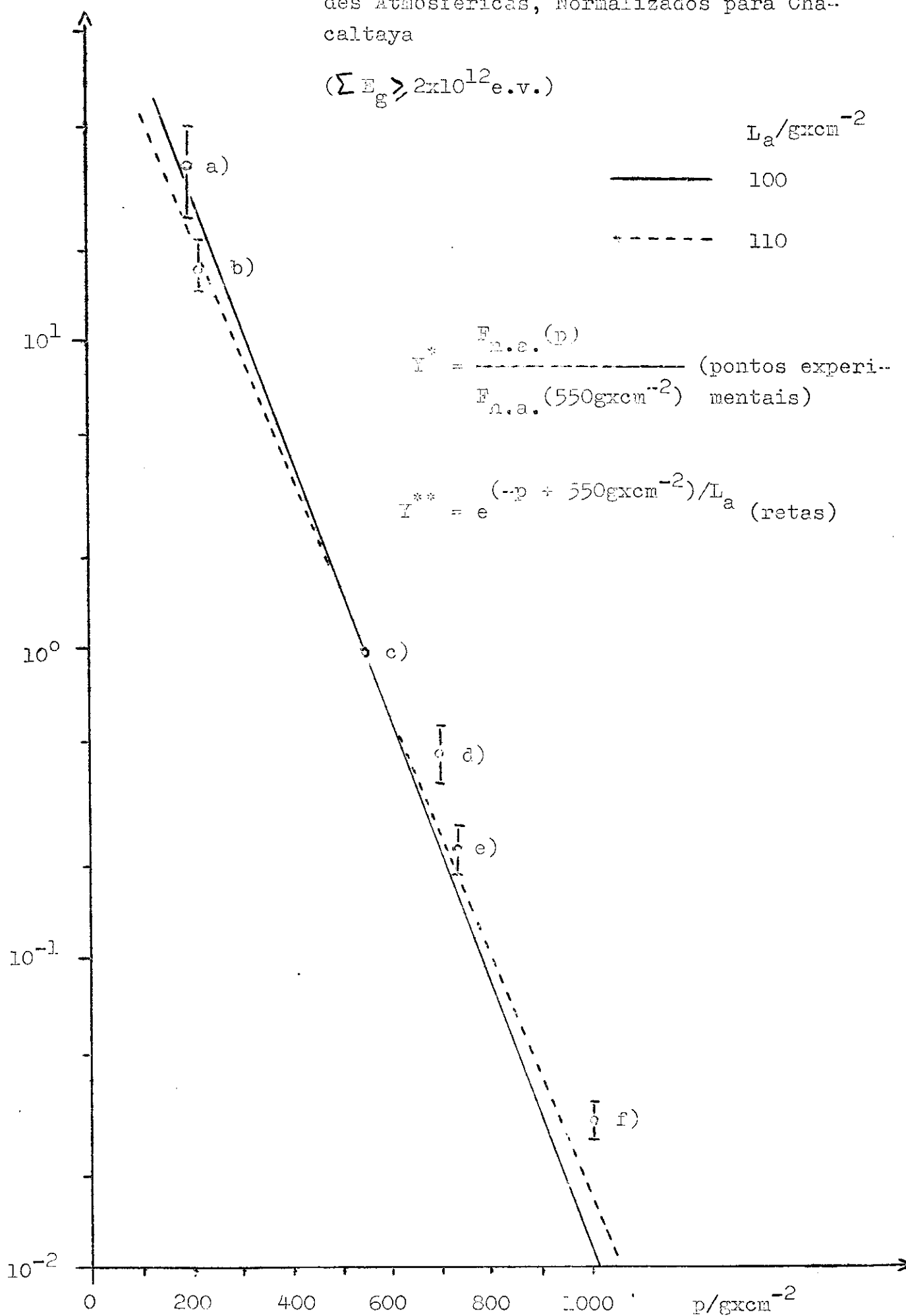
$$L_a / \text{gxcm}^{-2}$$

100

110

$$Y^* = \frac{F_{n.e.}(p)}{F_{n.a.}(550 \text{ gxcm}^{-2})} \quad (\text{pontos experi-mentais})$$

$$Y^{**} = e^{(-p + 550 \text{ gxcm}^{-2}) / L_a} \quad (\text{retas})$$



d) e f) foram obtidos com câmaras de ionização. Todos os resultados, menos c), são sistematicamente superestimados pois se baseiam em interações atmosféricas * que ocorrem acima do detetor.

3.6.4 - Fluxo Vertical Integral Absoluto no Tôpo da Atmosfera, de Partículas Nuclearmente Ativas: Fluxo Primário

Da eq. (3-52) podemos calcular o fluxo de partículas nuclearmente ativas no tôpo da atmosfera a partir do fluxo na profundidade atmosférica p .

O cálculo foi efetuado usando-se:

$$\langle L_a \rangle = 100 \text{ gxc}^{-2};$$

$$\langle \alpha_I \rangle = 2,5, \text{ de (3-50);}$$

$$\langle F_{n.a.} \rangle (E_{n.a.} = 2,85 \times 10^{13} \text{ e.v., } p = 0 \text{ gxc}^{-2}) = 1,35 \times 10^{-7} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad,}$$

de (3-51) e (3-52), supondo $E_{n.a.} = 9,5 \sum E_g$ e

$$\langle F_{n.a.} \rangle (E_{n.a.} = 1,5 \times 10^{13} \text{ e.v., } p = 0 \text{ gxc}^{-2}) = 1,35 \times 10^{-7} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad,}$$

supondo $E_{n.a.} = 5 \sum E_g$.

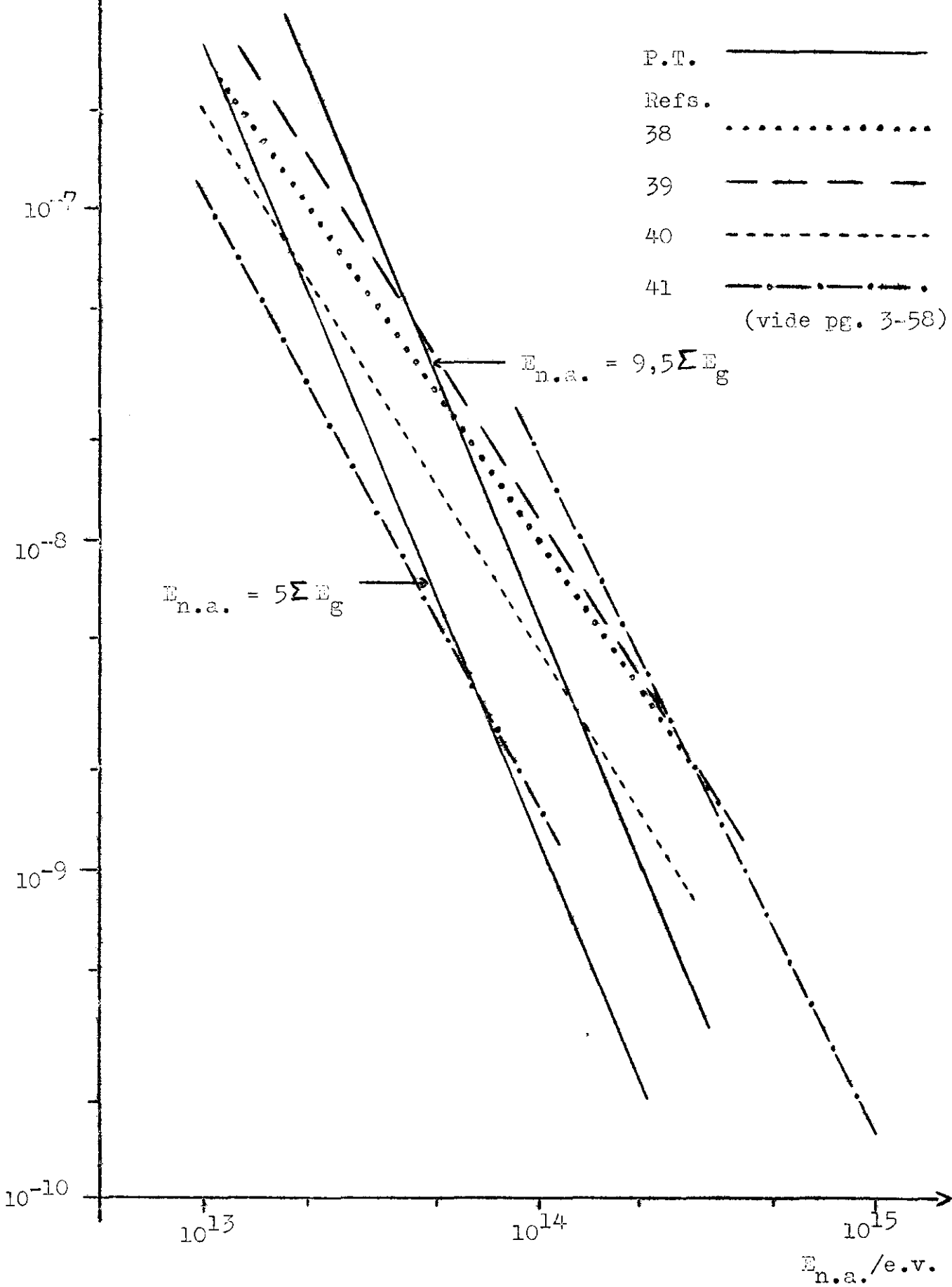
Os resultados estão mostrados na fig. 3-20 onde são comparados com os fluxos primários calculados nas refs. 38, 39, 40 e 41.

Ao se comparar os espectros primários citados com o resultado obtido no presente trabalho, deve-se levar em conta que o espectro primário

* A contribuição de interações atmosféricas depende da profundidade atmosférica e das características do detetor; por êste motivo, L_a obtido da fig. 3-19 está sujeito a um êrro que não nos foi possível estimar.

$F_{n.a.} \times$ $cm^2 \times seg \times sterad$

Fluxo Vertical Integral Absoluto da
Componente Nuclearmente Ativa, no T_0
po da Atmosfera



rio não é uma função de potência constante da energia, conforme foi indicado na Introdução; nêsse caso deve-se lembrar que $\langle \alpha \rangle$, obtido a partir dos Pb-jatos em Chacaltaya, é originado por núcleons primários cuja energia média é $10^{15} \sim 10^{16}$ e.v. (a fig. 3-20 abrange uma região de transição em que o valor $\langle \alpha \rangle$ muda de $\sim 1,6$ para $\sim 2,2$).

3.6.5 - Livre Caminho Médio de Interação das Partículas Nuclearmente Ativas, no Chumbo: L'_i

No apêndice B mostra-se que a distribuição dos inícios de visualização dos Pb-jatos, nas condições experimentais do presente trabalho, pode ser aproximada por:

$$n_{\text{Pb-jatos}}(E, Z) dZ \approx \frac{2\pi F_{\text{n.a.}}(E, 0) e^{-p/L_a}}{L'_i(1 + p/L_a)} e^{-Z/L'_a} dZ \quad (3-54)$$

onde L'_a é o livre caminho médio eficaz de absorção no chumbo, da componente nuclearmente ativa, e está relacionado ao livre caminho médio de absorção no chumbo, da c.n.a., L'_a , por:

$$L'_a = \frac{L'_a}{1 + \frac{1}{1 + p/L_a}} \quad (3-55)$$

L'_a pode ser estimado por:

$$L'_a = \frac{\sum_{i=1}^n (Z_i - Z_I)}{n} + \frac{Z_T - Z_I}{e^{(Z_T - Z_I)/L'_a} - 1} \quad (3-56)$$

onde:

Z_i é o ponto de início de visualização do i-ésimo Pb-jato nas chapas de raio-X;

Z_I é a profundidade, na câmara, a partir da qual existem chapas de raio-X;

Z_T é a espessura total da câmara e

n é o número de Pb-jatos detetados.

No presente trabalho, foram excluídos os Pb-jatos provenientes de interações secundárias, terciárias, etc.. Nesse caso L'_a é igual ao livre caminho médio de interação das partículas nuclearmente ativas no detetor (L'_i).

A fig. 3-21 mostra o histograma dos pontos de início de visualização dos Pb-jatos nas CENC's nºs 12 e 13.

Aplicando (3-55) e (3-56) obteve-se os resultados que constam da tabela 3-9.

Tabela 3-9

Livre Caminho Médio de Interação das Partículas Nuclearmente Ativas, no Chumbo: L'_i

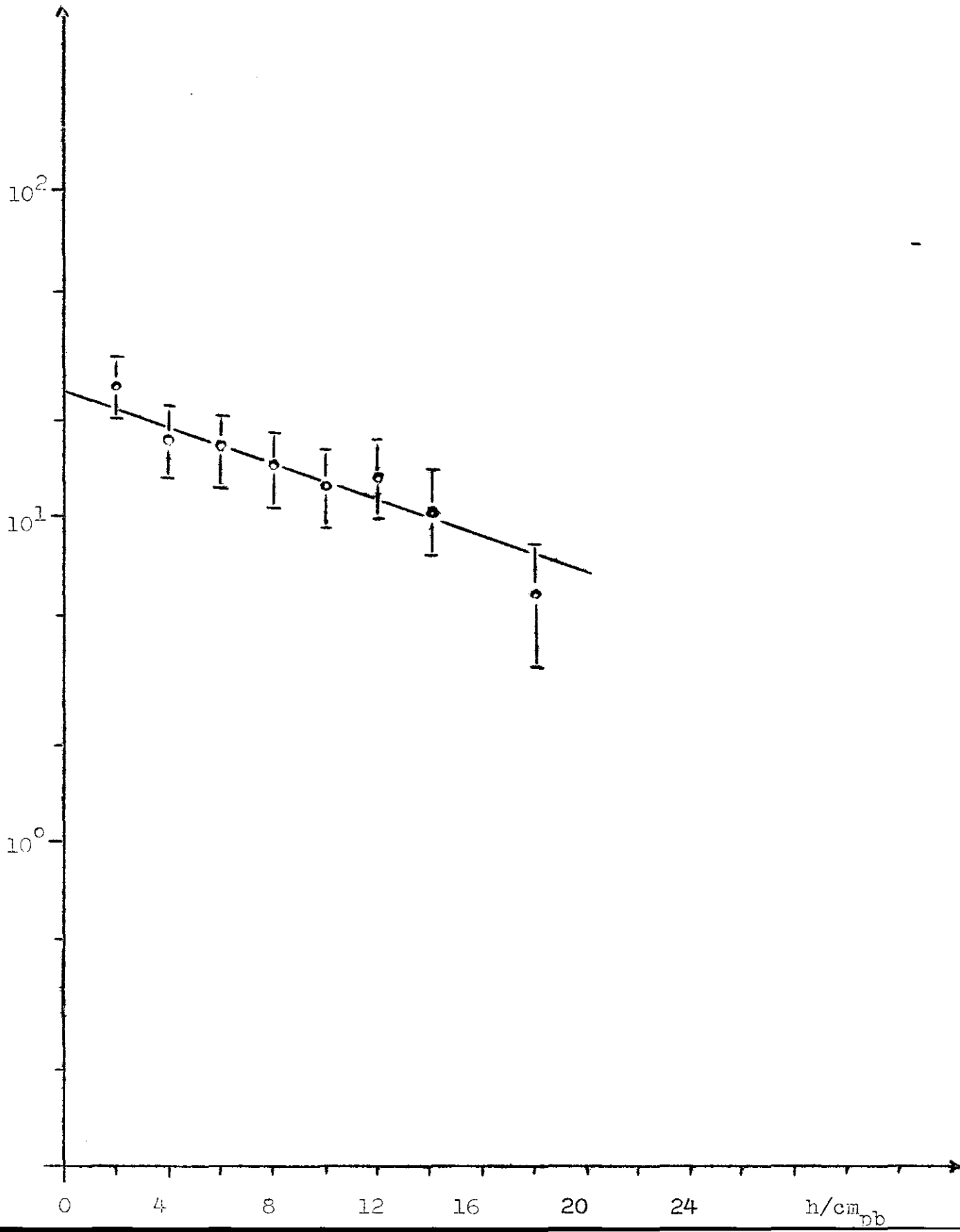
$L'_i(\text{Pb}) / \text{gxcm}^{-2}$	$\sum E_g / 10^{12} \text{e.v.}$	CENC	Ref.
214 ± 40	3,0 - 15,0	11	12
191 ± 29	2,0 - 30,0	12	13
230 ± 40	2,0 - 15,0	13	P.T.

Há boa concordância entre os vários resultados.

Distribuição de Profundidade de "Iní-
cio de Visualização" de Pb-jatos

 $N_{\text{Pb-jato}}$ CMNC's n^{os} 12 + 13 $(\sum E_g \gg 3 \times 10^{12} \text{ e.v.})$

2cm de chumbo



A média ponderada dá

$$L_i^! = (207 \pm 20) \text{gxcm}^{-2} \quad (3-57)$$

para o livre caminho médio de interação da componente nuclearmente ativa no chumbo.

O livre caminho médio de interação geométrico é:

$$L_{i_g}^! = 190 \text{gxcm}^{-2} \quad (3-58)$$

4 - RESUMO E CONCLUSÕES *

Os resultados apresentados no P.T., baseados em dados das CENC's nºs 13 e 14 para a componente eletromagnética e em dados das CENC's nºs 11, 12 e 13 para a componente nuclearmente ativa, e as análises correspondentes, permitem chegar às conclusões que são resumidas a seguir.

4.1 - Componente Eletromagnética

4.1.1 - Fluxo Vertical em Chacaltaya

Na faixa energética $10^{12} < E/\text{e.v.} < 10^{13}$, resulta:

$$F_{\text{e.m.}}(E, p=550 \text{ gxc} \text{m}^{-2}) = F_{\text{e.m.}}(E_0, p=550 \text{ gxc} \text{m}^{-2}) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\beta} \quad (4-1)$$

com

$$F_{\text{e.m.}}(E_0, p=550 \text{ gxc} \text{m}^{-2}) = (2,88 \pm 0,32) \times 10^{-9} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad} \quad (4-2)$$

para

$$E_0 = 10^{12} \text{ e.v.}, \text{ sendo} \quad (4-3)$$

$$\beta = 2,26 \pm 0,11 \quad (4-4)$$

4.1.2 - Variação de β com Energia e Profundidade Atmosférica

Medidas feitas por outros autores, para energias e profundidades atmosféricas diferentes daquelas consideradas em 4.1.1 indicam a possibilidade de β não ser constante.

* No P.T. os erros que são atribuídos aos fluxos das diversas componentes são apenas os erros estatísticos. J.Nishimura (ref. 6) estima que os cálculos teóricos nos quais se baseiam as curvas de transição utilizadas neste trabalho permitem obter a energia das c.e.m. dentro de um erro absoluto (sistemático) de ~ 20%.

Conforme foi dito na Introdução, o expoente α do espectro energético da R.C.P. aumenta de 1,6 ($E \leq 3 \times 10^{13}$ e.v.) para 2,2 ($E \leq 8 \times 10^{14}$ e.v.). É de se esperar que esta variação de α se reflita em um aumento do expoente β da c.e.m. com $E_{e.m.}$ e ou p .

Para uma estimativa da variação de β com $E_{e.m.}, p$, seria necessário conhecer-se, com precisão, o espectro primário na região de variação de α .

Não havendo, no momento, informações seguras sobre a variação de α e em vista das inconsistências encontradas entre os valores de β publicados até o presente, preferimos, neste trabalho, utilizar a aproximação $\beta = \text{constante}$ a qual se justifica para uma faixa limitada de energia $E_{e.m.}$.

Com o valor $\beta = 2,3$ obtido no presente trabalho, que é também o valor recomendado por S. Hayakawa et al, ref. 25, consegue-se obter uma descrição consistente dos dados experimentais conhecidos.

4.1.3 - Variação do Fluxo Vertical com a Profundidade Atmosférica

Os fluxos verticais em diferentes profundidades atmosféricas estão relacionados por:

$$\frac{F_{e.m.}(E, p_1) e^{p_1/L_a}}{P(p_1, \beta, X_0, L_a)} = \frac{F_{e.m.}(E, p_2) e^{p_2/L_a}}{P(p_2, \beta, X_0, L_a)} \quad (4-5)$$

sendo $P(p, \beta, X_0, L_a)$ dado pela eq. (3-9).

Tomando $L_a = 100 \text{ g/cm}^{-2}$ e $\beta = 2,3$, obtém-se boa concordância entre os resultados dos vários grupos que mediram o $F_{e.m.}$ vertical em diferentes profundidades. Excetua-se o resultado do grupo Lebedev para $p = 310 \text{ g/cm}^{-2}$.

4.1.4 - Razão de Produção Vertical de Raios Gama

A razão de produção vertical de raios gama está relacionada com o fluxo vertical da componente eletromagnética por:

$$R_g(E,p) = \frac{F_{e.m.}(E,p)}{L_a P(p, \beta, X_0, L_a)} \quad (4-6)$$

valendo a relação:

$$R_g(E,p) = R_g(E_0,p) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\beta} e^{-p/L_a} \quad (4-7)$$

para $E_0 = 10^{12} \text{ e.v.}$:

$$R_g(E_0, p=550 \text{ gxc cm}^{-2}) = (1,45 \pm 0,36) \times 10^{-11} / \text{gx seg x sterad} \quad (4-8)$$

e

$$R_g(E_0, p=0 \text{ gxc cm}^{-2}) = (3,92 \pm 1,66) \times 10^{-9} / \text{gx seg x sterad} \quad (4-9)$$

para o topo da atmosfera.

4.1.5 - Livre Caminho Médio de Absorção da Componente Nuclearmente Ativa, na Atmosfera

Observações sobre a componente eletromagnética permitem estimar o livre caminho médio de absorção na atmosfera, da componente nuclearmente ativa, L_a .

A análise da distribuição zenital da componente eletromagnética em Chacaltaya permite obter:

$$L_a = (96 \pm 5) \text{ gxc cm}^{-2} \quad (4-10)$$

Da comparação entre o fluxo da componente eletromagnética obtido em Chacaltaya e os fluxos correspondentes obtidos em outras profundidades atmosféricas, por outros grupos, obtém-se:

$$L_a = (97 \pm 3) \text{gxcm}^{-2}. \quad (4-11)$$

Vale a relação:

$$L_a = \frac{L_i}{1 - \langle (1-k)^\alpha \rangle} \quad (4-12)$$

onde

$L_i = 80 \text{gxcm}^{-2}$ é o livre caminho médio de interação nuclear na atmosfera;

k = inelasticidade das interações de partículas nuclearmente ativas,

α é o expoente do espectro de energia dos núcleons da R.C.P..

Para a faixa energética em que $\partial \alpha / \partial E > 0$ a equação (4-12) leva a prever uma diminuição de L_a com a energia e a profundidade atmosférica das observações.

Para o intervalo $10^{10} < E/\text{e.v.} < 2,6 \times 10^{11}$ S.Hayakawa et al, ref. 44, dá:

$$118 < \frac{L_a}{\text{gxcm}^{-2}} < 129; \quad (4-13)$$

esses resultados, cujos valores são ~ 20% maiores do que aqueles obtidos no presente trabalho, podem ser entendidos como devidos à diferença de faixas energéticas entre os dois grupos de medidas, o que acarreta uma diferença em α .

4.2 - Componente Piônica

4.2.1 - Razões de Produção

As razões de produção da componente piônica foram avaliadas, em primeira aproximação, supondo que $R_g(E,p)$ é devida apenas à desintegração de pions neutros.

Nessa aproximação:

$$R_{\pi^0}(E,p) = (1 + \beta) R_g(E,p)/2, \quad (4-14)$$

valendo a relação

$$R_{\pi^0}(E,p) = R_{\pi^0}(E_0,0) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\beta} e^{-p/L_a} \quad (4-15)$$

Valendo independência de carga tem-se:

$$R_{\pi^0} = R_{\pi^+} = R_{\pi^-}; \quad (4-16)$$

para $E_0 = 10^{12} \text{ e.v.}:$

$$\frac{1}{3} R_{\pi^0} (E_0, p=550 \text{ gxc cm}^{-2}) = (2,4 \pm 0,6) \times 10^{-11} / \text{gxsegxsterad} \quad (4-17)$$

e

$$\frac{1}{3} R_{\pi^0} (E_0, p=0 \text{ gxc cm}^{-2}) = (6,4 \pm 2,7) \times 10^{-9} / \text{gxsegxsterad} \quad (4-18)$$

para o tópo da atmosfera.

4.2.2 - Fluxos Verticais de Píons Carregados

Para $E > 10^{13}$ e.v. pode-se desprezar as desintegrações em vôo dos píons carregados e as perdas de energia por ionização. Nessa aproximação:

$$F_{\pi^{\pm}}(E,p) = \frac{L_a L_i}{L_a - L_i} R_{\pi^{\pm}}(E_0, 0) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\beta} (e^{-p/L_a} - e^{-p/L_i}) \quad (4-19)$$

para $E_0 = 10^{13}$ e.v. e

$$F_{\pi^{\pm}}(E_0, p=550 \text{ gxc}^{-2}) = 8 \times 10^{-11} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad} \quad (4-20)$$

que representa * ~ 6% do fluxo da componente nuclearmente ativa para mesma energia e mesma profundidade atmosférica.

4.2.3 - Contaminação de K^+ , K_C^0 e K_L^0

Em 4.3 estima-se que a razão de produção de K^+ ou K^0 , \bar{K}^0 é

$$R_{K^0, \bar{K}^0}(E,p) = R_{K^{\pm}}(E,p) \sim 0,2 R_{\pi^{\pm}}(E,p) \quad (4-21)$$

Devido a essa contaminação, torna-se necessário levar em conta que parte dos raios gama de $R_g(E,p)$ é devida à desintegração de káons, se se deseja conhecer a razão de produção direta de píons.

Por êsse motivo, as razões de produção direta e o fluxo de píons podem ser obtidos de (4-17), (4-18) e (4-20) fazendo-se uma redução de ~ 4%.

* Estimativa obtida tomando $\langle 1/k_g^{\sigma} \rangle^{1/\alpha} = 5$, $L_{i\pi} = L_{iN} = 80 \text{ gxc}^{-2}$,

$L_a = 100 \text{ gxc}^{-2}$ e $k_{\pi^{\pm}} = 1$.

4.3 - Componente Kaônica

4.3.1 - Razões de Produção Direta

Comparando o fluxo vertical da componente eletromagnética, em Chacaltaya, com o fluxo vertical de muons ao nível do mar, verifica-se que, para

$$L_a = 100 \text{ gxcm}^{-2}$$

e

$$\beta = 2,3$$

obtém-se boa consistência entre os resultados experimentais se o quociente das razões de produção de K^\pm e π^\pm for:

$$f_K = \frac{R_{K^\pm}(E,p)}{R_{\pi^\pm}(E,p)} = 0,2 \quad (4-24)$$

Para L_a maiores, f_K é mais elevado.

Tem-se:

$$R_{K^\pm}(E,p) = R_{K^\pm}(E_0,0) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\beta} e^{-p/L_a} \quad (4-25)$$

e, aceitando (4-24), tem-se, para $E_0 = 10^{13} \text{ e.v.}$:

$$\frac{1}{4} R_{K^\pm, K^0, \bar{K}^0}(E_0, p=550 \text{ gxcm}^{-2}) = (4,7 \pm 1,2) \times 10^{-12} / \text{gxsegxsterad} \quad (4-26)$$

e

$$\frac{1}{4} R_{K^{\pm}, K^0, \bar{K}^0}(E_0, p=0 \text{ gxc cm}^{-2}) = (1,3 \pm 0,5) \times 10^{-9} / \text{gxc s sterad} \quad (4-27)$$

4.3.2 - Fluxos Verticais de K^{\pm} , K_C^0 e K_L^0

Para energias maiores do que 10^{13} e.v. pode-se desprezar as desintegrações em vôo de K^{\pm} e K_L^0 e as perdas por ionização de K^{\pm} .

Nessa aproximação e tomando $L_{iK} = L_{iN}$ e $k_{p\pm} = 1$:

$$F_{K^{\pm}}(E, p) = \frac{1}{2} F_{K_L^0}(E, p) = \frac{L_a L_i}{L_a - L_i} R_{K^{\pm}}(E_0, 0) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\beta} (e^{-p/L_a} - e^{-p/L_i}); \quad (4-28)$$

para $E_0 = 10^{13}$ e.v., tem-se:

$$\frac{1}{2} F_{K^{\pm}}(E_0, p=550 \text{ gxc cm}^{-2}) = F_{K_L^0}(E_0, p=550 \text{ gxc cm}^{-2}) = 8 \times 10^{-12} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad} \quad (4-29)$$

Para K_C^0 , mesmo para energia 10^{13} e.v., não se pode desprezar as desintegrações em vôo e deve-se utilizar:

$$f_{K_C^0}(E, p) = pr_{K_C^0}(E, 0) e^{-p/L_a} - \frac{b_{K_C^0}^0 c}{E} \int_0^1 e^{-(1-t)(p/L_i - p/L_a)} \frac{b_{K_C^0}^0 c}{t} dt \quad (4-30)$$

onde

$$f_{K_C^0}(E, p) = \partial F_{K_C^0}(E, p) / \partial E \quad (4-31)$$

e

$b_{K_C^0}^0$ é o análogo, para K_C^0 , de b_{π} , dado na pg. 3-35.

Para $E_0 = 10^{13}$ e.v., obtém-se:

$$F_{K^0}^o(E_0, p=550 \text{ gxcm}^{-2}) = 1,62 \times 10^{-12} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad} \quad (4-32)$$

4.4 - Componente Neutrínica

4.4.1 - Fluxo Vertical de Neutrinos Muônicos

Considerando que os neutrinos muônicos são produzidos pelos decaimentos $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ e $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$, tem-se, na aproximação $p \gg L_a$, para o fluxo vertical integral, para

$E_0 = 10^{13}$ e.v. e $f_K = 0,2$:

$$F_{\nu_\mu}(E_0, p \gg L_a) = 10^{-11} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad} \quad (4-33)$$

4.5 - Componente Nuclearmente Ativa

4.5.1 - Fluxo Vertical em Chacaltaya

Na faixa energética $10^{12} < \sum E_g^* / \text{e.v.} < 10^{13}$, resulta:

$$F_{n.a.}(\sum E_g, p=550 \text{ gxcm}^{-2}) = F_{n.a.}(\sum E_{g_0}, p=550 \text{ gxcm}^{-2}) \left[\frac{\sum E_g}{\sum E_{g_0}} \right]^{-\alpha} \quad (4-34)$$

com

*

$\sum E_g$ medida usando-se as curvas de transição para c.e.m. compostas (Pb-jatos). O uso de curvas de transição de c.e.m. simples para se determinar a energia de c.e.m. compostas não é uma estimativa correta do valor de $\sum E_g$. A correção depende da energia e do ângulo de incidência da cascata (conforme parágrafo 2.7).

$$F_{n.a.}(\sum E_{g_0}, p=550 \text{ gxcm}^{-2}) = (5,48 \pm 0,39) \times 10^{-10} / \text{cm}^2 \times \text{seg} \times \text{sterad} \quad (4-35)$$

$$\text{para } \sum E_{g_0} = 3 \times 10^{12} \text{ e.v.}, \text{ sendo} \quad (4-36)$$

$$\alpha = 2,5 \pm 0,2 \quad (4-37)$$

4.5.2 - Variação do Fluxo Vertical com a Profundidade Atmosférica

Os fluxos verticais em diferentes profundidades atmosféricas estão relacionados por:

$$\frac{F_{n.a.}(E, p_1)}{e^{-p_1/L_a}} = \frac{F_{n.a.}(E, p_2)}{e^{-p_2/L_a}} \quad (4-38)$$

Tomando $L_a = 110 \text{ gxcm}^{-2}$, obtém-se descrição aproximada dos resultados dos vários grupos que mediram o $F_{n.a.}$ em diferentes profundidades*.

4.5.3 - Fluxo de Núcleons no Tôpo da Atmosfera: Radiação Cósmica Primária

O fluxo de núcleons, no tôpo da atmosfera, é obtido da relação

$$F_N(E, p) = F_N(E_0, 0) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\alpha} e^{-p/L_a} \quad (4-39)$$

se se supõem $F_N(E, p) = F_{n.a.}(E, p)$ (isto é, despreza-se a contribuição de píons e káons para a componente nuclearmente ativa), L_a constante e α independente da energia.

*

Preferiu-se usar $L_a = 100 \text{ g/cm}^2$ no P.T. porque ao se obter $L_a = 110 \text{ g/cm}^2$ foram utilizados resultados superestimados.

Usando-se:

$$F_{n.a.}(\sum E_g = 3,0 \times 10^{12} \text{ e.v., } p=550 \text{ gxcm}^{-2}) = (5,48 \pm 0,39) \times 10^{-10} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad}$$

e

$$E = 9,5 \sum E_g, \text{ obtém-se, para}$$

$$E_0 = 10^{13} \text{ e.v.:}$$

$$F_N(E_0, p=550 \text{ gxcm}^{-2}) = 6,8 \times 10^{-9} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad, para Chacaltaya e} \quad (4-40)$$

$$F_N(E_0, p=0 \text{ gxcm}^{-2}) = 1,7 \times 10^{-6} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad, para o topo da atmosfera,} \quad (4-41)$$

e usando-se

$$E = 5 \sum E_g, \text{ obtém-se:}$$

$$F_N(E_0, p=550 \text{ gxcm}^{-2}) = 1,5 \times 10^{-9} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad para Chacaltaya e} \quad (4-42)$$

$$F_N(E_0, p=0 \text{ gxcm}^{-2}) = 3,7 \times 10^{-7} / \text{cm}^2 \text{ x seg x sterad, para o topo da atmosfera.} \quad (4-43)$$

4.5.4 - Livre Caminho Médio de Interação das Partículas Nuclearmente Ativas, no Chumbo

Da análise dos "pontos de início de visualização" dos Pb-jatos,

na CLNC, obtém-se, para o livre caminho médio de interação das partículas nuclearmente ativas, no chumbo:

$$L_1^1 = (207 \pm 20) \text{g} \times \text{cm}^{-2} \quad (4-44)$$

O livre caminho médio de interação geométrico é:

$$L_{1g}^1 = 190 \text{g} \times \text{cm}^{-2} \quad (4-45)$$

4.6 - Fluxos das Diversas Componentes da Radiação Cósmica, em Chacaltaya

Na fig. 4-1 são mostrados os fluxos verticais integrais das componentes eletromagnética, piônica (π^\pm), kaônica (K^\pm, K_C^0, K_L^0), muônica, neutrínica muônica e nuclearmente ativa, em Chacaltaya.

4.7 - Variação com Profundidade Atmosférica das Diversas Componentes da Radiação Cósmica, para Energia Maior do que 10^{13} e.v.

Na fig. 4-2 são mostradas as variações com profundidade atmosférica dos fluxos verticais integrais, para energia maior do que 10^{13} e.v., das componentes eletromagnética, piônica (π^\pm), kaônica (K^\pm, K_C^0, K_L^0) e nuclearmente ativa.

As componentes muônica e neutrínica de alta energia são praticamente estacionárias com profundidade atmosférica crescente, desde que $p \gg L_e$.

F X

 $\text{cm}^2 \times \text{seg} \times \text{sterad}$

Fluxos Verticais Integrais das Componentes Eletromagnética, Iônica, Kaônica, Muônica, Neutrínica Muônica e Nuclearmente Ativa, em Chacaltaya

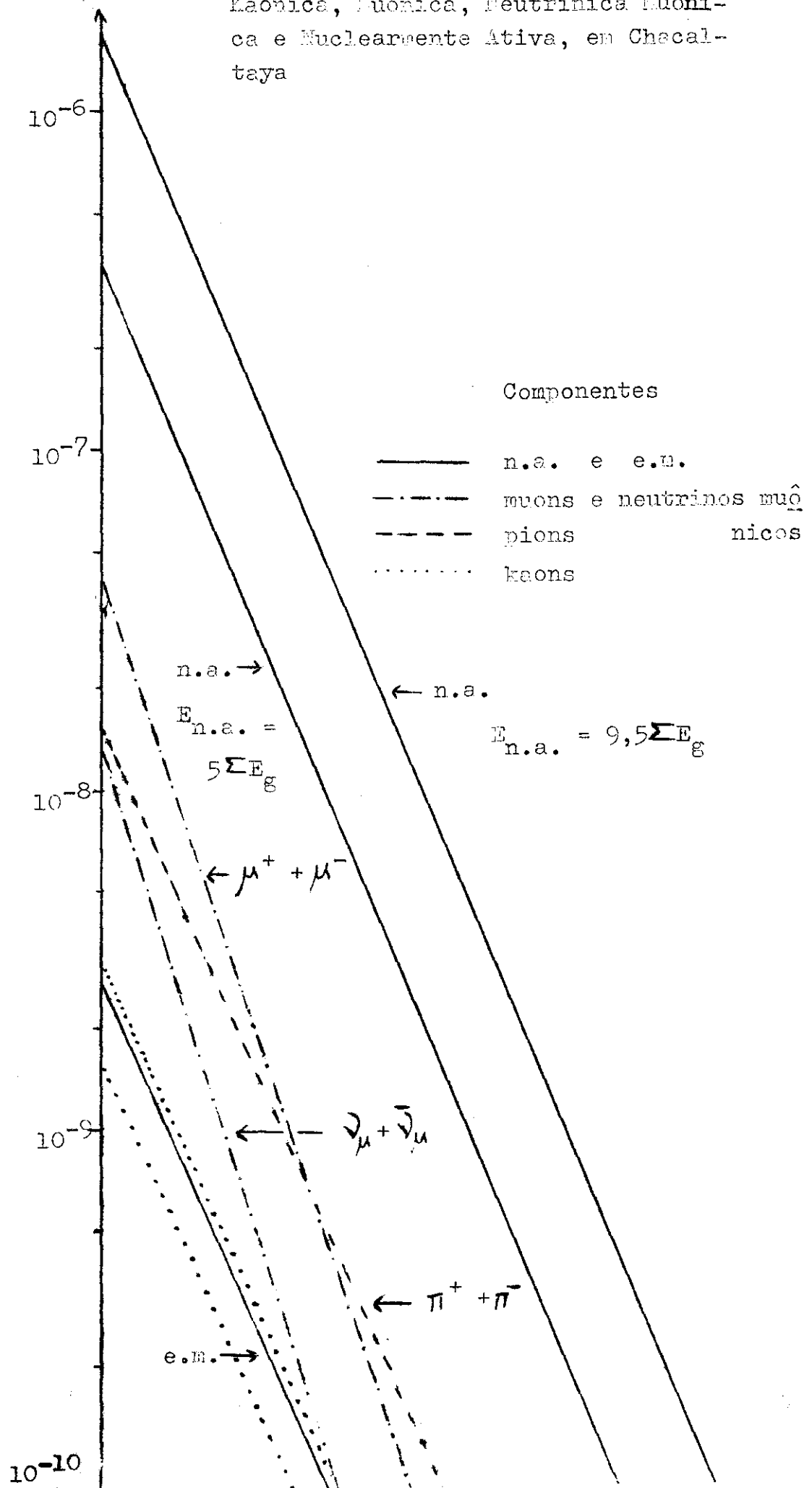


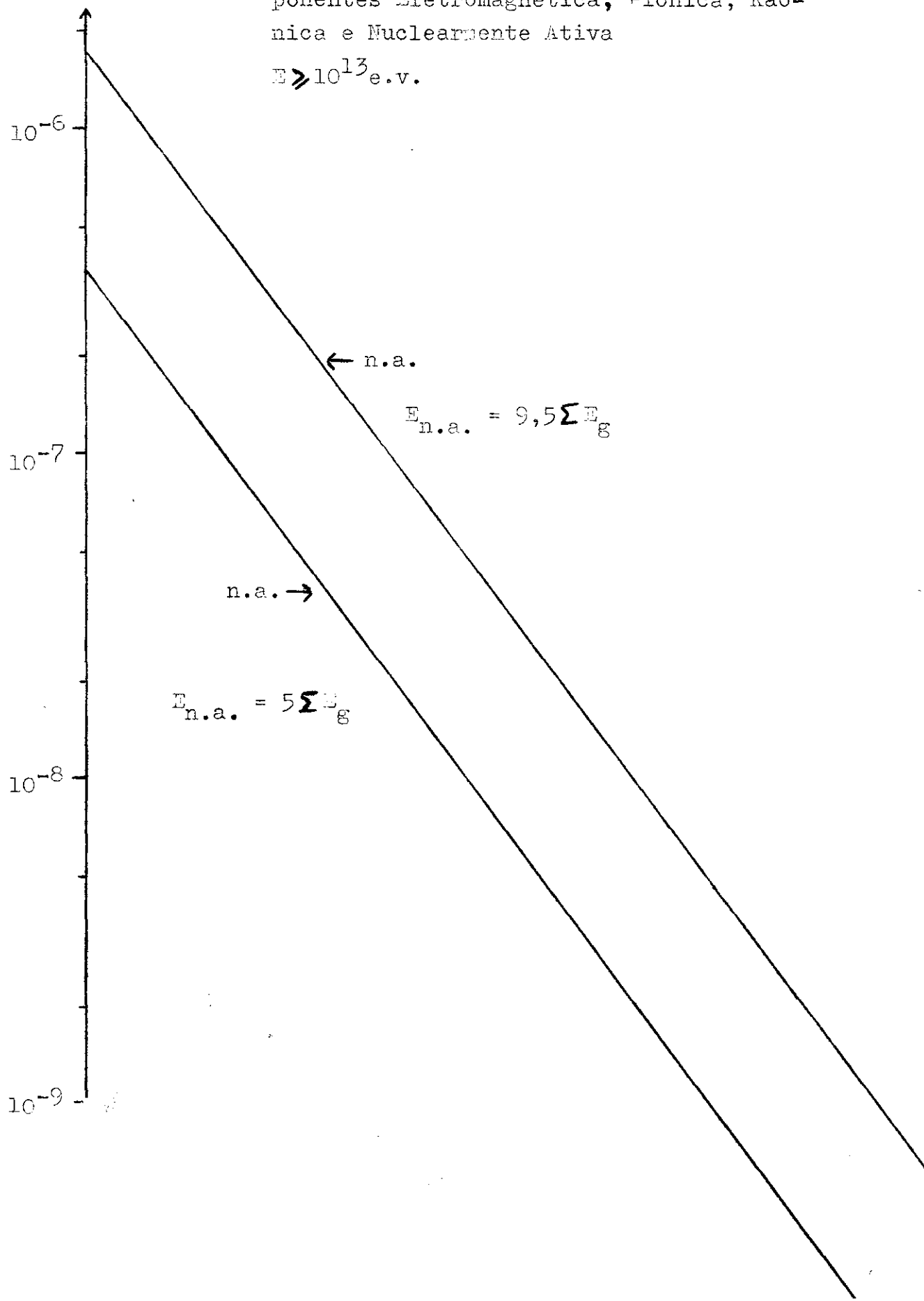
Fig. 4-2

F X

 $\text{cm}^2 \times \text{seg} \times \text{sterad}$

Variação, com Profundidade Atmosférica,
dos Fluxos Verticais Integrais das Com-
ponentes Eletromagnética, Piônica, Kaô-
nica e Nuclearmente Ativa

$E \gg 10^{13} \text{ e.v.}$



5 - APROXIMAÇÕES

Com a finalidade de se obter expressões analíticas que permitissem calcular e descrever de uma maneira conveniente as várias componentes verticais da R.C., nos intervalos energéticos de que se trata o presente trabalho, foram feitas as seguintes aproximações:

- a) o fluxo de núcleons da R.C.P., no tópo da atmosfera, é descrito por:

$$F_N(E,0) = F_N(E_0,0) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\alpha} \quad (5-1)$$

com

$$F_N(E_0,0) = \text{constante} \quad (5-2)$$

e

$$\alpha = \text{constante}; \quad (5-3)$$

sabe-se que (5-2) e (5-3) só são válidas para intervalos restritos de energia E , conforme Introdução;

- b) o livre caminho médio de interação L_i e a distribuição de inelasticidade k da componente nuclearmente ativa não dependem da energia do hadron incidente; estas hipóteses estão de acordo com a evidência experimental existente sobre L_i e o valor médio $\langle k \rangle$ (ref. 27);
- c) a contaminação, no fluxo da componente nuclearmente ativa, de partículas criadas em colisões nucleares (pions e kaons ,

em sua maioria) é desprezível face ao fluxo de núcleons residuais da R.C.P.; hipótese verificada, a posteriori, pelos resultados obtidos em 3.2 e 3.3;

d) as razões de produção de partículas criadas em interações nucleares são aproximadas por

$$R(E,p) = R(E_0,0) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\beta} e^{-p/L_a} \quad (5-4)$$

com β e L_a constantes;

e) a razão de produção de K^\pm é proporcional à razão de produção de π^\pm :

$$f_K = R_{K^\pm}(E)/R_{\pi^\pm}(E) = \text{constante}; \quad (5-5)$$

f) para as razões de produção de píons e kâons tem-se:

$$R_{\pi^+}(E) = R_{\pi^-}(E) = R_{\pi^0}(E) \quad (5-6)$$

$$R_{K^+}(E) = R_{K^-}(E) = R_{K_C^0}(E) = R_{K_L^0}(E) \quad (5-7)$$

isto é, vale independência de carga na produção*;

g) em todos os cálculos foram desprezadas as perdas de energia por ionização;

h) foram desprezadas as interações com troca de carga de partícula incidente e a regeneração de K_C^0 por K_L^0 ;

i) o livre caminho médio de interação de π e K é igual ao dos núcleons ($L_i = 80 \text{ g cm}^{-2}$) e a inelasticidade para essas partículas é $k = 1$ e

j) a atmosfera é isotérmica ($h_0 = 6,4 \times 10^5 \text{ cm}$); esta aproximação é utilizada somente no cálculo de $\pi \rightarrow \mu$ e $K \rightarrow \mu$ e se justifica pois a maioria dos múons se origina na faixa atmosférica para a qual a temperatura é constante.

*

Supõe-se que a produção de bárions estranhos, ressonâncias e estados excitados não é suficientemente forte para invalidar a independência de carga.

APÊNDICE AANÁLISE $S_2 - F_2$; CÁLCULO DE ERROSA.1 - Análise $S_2 - F_2$

Nas interações nucleares iniciadas por hadrons incidentes de alta energia há produção múltipla de pions. Os pions neutros decaem em raios gama que são detetados nas CEMC's sob forma de famílias de cascatas eletromagnéticas próximas e paralelas; devido à existência de limiar de detecção, em algumas famílias só é detetada a cascata eletromagnética de maior energia.

Sejam E_1, E_2, \dots, E_n ($E_1 > E_2 > \dots > E_n$) as energias dos raios gama produzidos numa mesma interação (família de raios gama). Caracterizaremos a energia da família, E_f , como igual a E_2 . Sejam, ainda, $g(E_f)dE_f$ o espectro diferencial de famílias com energia (E_f, dE_f) e $\psi(E_f, E)$ o número médio de raios gama com energia maior do que E numa família de energia E_f .

Então, o número de raios gama com energia maior do que E , $I(E)$, é expresso por:

$$I(E) = \int_0^{\infty} g(E_f) \psi(E_f, E) dE_f \quad (A-1)$$

Esta integral pode ser dividida em:

$$I(E) = S_2(E) + F_2(E) \quad (A-2)$$

com

$$S_2(E) = \int_0^E g(E_f) \psi(E_f, E) dE_f \quad (A-3)$$

e

$$F_2(E) = \int_E^{\infty} g(E_f) \psi(E_f, E) dE_f \quad (A-4)$$

$S_2(E)$ é formado pelos raios gama de maior energia de cada família, desde que $E > E_f$, mais os raios gama detetados isoladamente nas CENC's (nêste caso $E_f < E_{lim}$, sendo E_{lim} a energia limiar de detecção eficiente) e $F_2(E)$ é formado pelos demais raios gama detetados. $S_2(E)$ está livre dos efeitos de correlação das famílias, sendo, portanto, formado de eventos estatisticamente independentes, enquanto que $F_2(E)$ sofre grandes flutuações quando uma família grande (muitos raios gama produzidos) atinge o detetor. Para uma discussão mais detalhada do assunto, vide ref. 11.

Os espectros integrais S_2 , F_2 e I podem ser representados por:

$$N(E) = N(E_0) \left[E/E_0 \right]^{-\beta}, \quad E > E_0 \quad (A-5)$$

Pode-se mostrar que o expoente β_{S_2} é uma estimativa correta de β_I , tendo a vantagem de ser obtido através de eventos independentes.

A.2 - Cálculo de $\bar{\beta}_{S_2} \pm \Delta\bar{\beta}_{S_2}$; $\bar{\beta}_{F_2} \pm \Delta\bar{\beta}_{F_2}$; $\bar{\beta}_I \pm \Delta\bar{\beta}_I$

Para eventos independentes, $\bar{\beta} \pm \Delta\bar{\beta}$ pode ser avaliado pelo método de máxima probabilidade:

$$\bar{\beta} \pm \Delta\bar{\beta} = \frac{N(E_0) \pm \sqrt{N_0(E_0)}}{\sum_{i=1}^n \ln(E_i/E_0)} \quad (A-6)$$

sendo E_0 a energia limiar de detecção eficiente e E_i as energias dos eventos individuais.

$\bar{\beta}_{S_2} \pm \Delta\bar{\beta}_{S_2}$, $\bar{\beta}_{F_2} \pm \Delta\bar{\beta}_{F_2}$ e $\bar{\beta}_I \pm \Delta\bar{\beta}_I$ foram calculados ,

nêste trabalho, usando-se a equação (A-6) o que não é inteiramente válido para $\bar{\beta}_{F_2} \pm \Delta\bar{\beta}_{F_2}$ e $\bar{\beta}_I \pm \Delta\bar{\beta}_I$ devido à existência

de correlação entre cascatas eletromagnéticas de uma mesma interação a qual tende aumentar $\Delta\bar{\beta}$ em relação a (A-6).

APÊNDICE BESTIMATIVA DO LIVRE CAMINHO MÉDIO DE INTERAÇÃO DE PARTÍCULAS NUCLEARMENTE ATIVAS

Um detetor situado em profundidade atmosférica p recebe, sobre a superfície horizontal, da direção zenital θ , um "fluxo" de partículas nuclearmente ativas, de energia $> E$:

$$F'_{n.a.}(E,p,\theta) = F_{n.a.}(E,0,\theta) \cos\theta e^{-p/L_a \cos\theta} \quad (B-1)$$

onde:

$F_{n.a.}(E,0,\theta)$: fluxo de partículas nuclearmente ativas, de energia $> E$, no topo da atmosfera, na direção zenital θ (sendo, porém, o fluxo no topo da atmosfera isotrópico, usaremos a notação $F_{n.a.}(E,0)$ no lugar de $F_{n.a.}(E,0,\theta)$;

L_a : livre caminho médio de absorção de partículas nuclearmente ativas, no ar.

O fluxo, na profundidade Z , do detetor, é:

$$F'_{n.a.}(E,Z,\theta) = F_{n.a.}(E,0) \cos\theta e^{-p/L_a \cos\theta} e^{-Z/L'_a \cos\theta} \quad (B-2)$$

onde:

L'_a : livre caminho médio de absorção de partículas nuclearmente ativas no detetor (chumbo, nas experiências da Colaboração Brasil-

*

Número de partículas por unidade de área horizontal, por unidade de tempo e por unidade de ângulo sólido. $F' = F \cos\theta$, onde F é o fluxo referente à unidade de área normal à direção de incidência.

Japão).

Portanto, o número de interações, no detetor, em (Z, dZ) e em $(\cos\theta, d\cos\theta)$ é:

$$n_{int}^i(E, Z, \theta) dZ d\cos\theta = 2\pi F_{n.a.}(E, 0) e^{-p/L_a \cos\theta} e^{-Z/L'_a \cos\theta} d\cos\theta dZ/L'_a \quad (B-3)$$

onde:

L'_1 : livre caminho médio de interação de partículas nuclearmente ativas, no detetor.

Usando as aproximações:

$$e^{-p/L_a \cos\theta} \approx e^{-p/L_a (\cos\theta)^{p/L_a}} \quad (B-4)$$

e

$$e^{-Z/L'_a \cos\theta} \approx e^{-Z/L'_a (\cos\theta)^{Z/L'_a}} \quad (B-5)$$

temos, para o número de interações no intervalo $\cos\theta_L \leq \cos\theta \leq 1$:

$$n_{int}(E, Z) dZ \approx \frac{2\pi F_{n.a.}(E, 0) e^{-p/L_a} e^{-Z/L'_a} \left[1 - \cos\theta_L^{(p/L_a + Z/L'_a + 1)} \right] dZ}{L'_1 \left[1 + p/L_a \right] \left[1 + Z/(1 + p/L_a)L'_a \right]} \quad (B-6)$$

Para:

$$\theta_L \approx 40^\circ \quad (\cos\theta_L \approx 0,77) \text{ e}$$

$(1 + p/L_a)L'_a \approx 6,5L'_a \rangle Z^*$, a equação (B-6) pode ser aproximada por:

$$n_{int}(E,Z)dZ \approx \frac{2\pi F_{n.a.}(E,0) e^{-p/L_a} e^{-Z/L'_a} dZ}{L'_1(1 + p/L_a)} \quad (B-7)$$

onde:

$$L'_a = \frac{L'_a}{1 + \frac{1}{1 + p/L_a}} \quad (B-8)$$

isto é, a absorção em Z é, aproximadamente, exponencial com um livre caminho médio eficaz L'_a .

O número total de interações em $Z_I \leq Z \leq Z_T$, isto é, em toda a espessura do detetor é:

$$N_{int}(E, Z_I \leq Z \leq Z_T) = \frac{L'_a 2\pi F_{n.a.}(E,0) e^{-p/L_a} (e^{-Z_I/L'_a} - e^{-Z_T/L'_a})}{L'_1(1 + p/L_a)} \quad (B-9)$$

Pelo método da máxima probabilidade, obtém-se a estimativa:

$$L_a'' = \frac{\sum_{i=1}^n (Z_i - Z_I)}{n} \div \frac{Z_T - Z_I}{e^{(Z_T - Z_I)/L_a''} - 1} \quad (B-10)$$

No presente trabalho, foram excluídos os Pb-jatos provenientes de interações secundárias, terciárias, etc.. Nêsse caso $L_a' = L_1'$.

APÊNDICE CDISTRIBUIÇÃO ZENITAL - ÂNGULO SÓLIDO EFETIVO

A distribuição zenital da componente eletromagnética pode ser calculada a partir da razão de produção de raios gama (número de raios gama produzidos por unidade de massa, por unidade de tempo e por unidade de ângulo sólido), para a qual é utilizada a relação:

$$R_g(E,p,\theta) = R_g(E,p,0)e^{-p(\sec\theta - 1)/L_a} \quad (C-1)$$

S.Hayakawa, J.Nishimura e Y.Yamamoto (ref. 25) calcularam a relação entre o fluxo eletromagnético integral e a razão integral de produção de raios gama:

$$F_{e.m.}(E,p,\theta) = R_g(E,p,\theta)P(p\sec\theta, \beta, X_0, L_a)L_a \quad (C-2)$$

onde:

$$P(p\sec\theta, \beta, X_0, L_a) = \exp(p\sec\theta/L_a) \sum_{i=1}^2 \frac{e^{\lambda_i(\beta)p\sec\theta/X_0} - e^{-p\sec\theta/L_a}}{1 + \lambda_i(\beta)L_a/X_0} \cdot N_i(\beta) \quad (C-3)$$

$$\text{com } N_1(\beta) = H_2(\beta) + \sqrt{\beta} M(\beta) \quad \text{e} \quad N_2(\beta) = H_1(\beta) - \sqrt{\beta} M(\beta) \quad (C-4)$$

sendo $\lambda_i(\beta)$, $H_1(\beta)$, $H_2(\beta)$ e $M(\beta)$ funções conhecidas da teoria das cascatas eletromagnéticas (B.Rossi e K.Greisen - ref. 26).

De (C-2) e (C-1), tem-se:

$$F_{e.m.}(E,p,\theta) = F_{e.m.}(E,p,0) \frac{P(p \sec \theta)}{P(p)} e^{-p(\sec \theta - 1)/L_a} \quad (C-5)$$

Para $\theta \rightarrow 90^\circ$, tem-se:

$$\frac{P(550(\sec \theta \rightarrow 90^\circ) \text{ gxc m}^{-2})}{P(550 \text{ gxc m}^{-2})} \rightarrow 1,04$$

para $\beta = 2,3$, $X_0 = 38 \text{ gxc m}^{-2}$ e $L_a = 100 \text{ gxc m}^{-2}$.

Portanto, a aproximação:

$$\frac{P(p \sec \theta)}{P(p)} = 1 \quad \text{acarreta um erro absoluto de 4\% para o fluxo na direção}$$

$\theta = 90^\circ$; todavia, conforme figuras 3-4a) e b), o número de eventos detetados diminui rapidamente com ângulo zenital crescente, tornando o erro relativo menor do que 4% para o fluxo integrado até 90° .

Nessa aproximação, o número de cascatas eletromagnéticas detetadas, com direção zenital $(\theta, d\theta)$ em relação ao detetor horizontal de área A, durante um tempo t é:

$$\begin{aligned} dN_{e.m.}(E,p,\theta) &= 2\pi A t \cos \theta F_{e.m.}(E,p,\theta) d\cos \theta = \\ &= 2\pi A t \cos \theta F_{e.m.}(E,p,0) \exp(-p(\sec \theta - 1)/L_a) d\cos \theta \quad (C-6) \end{aligned}$$

e

$$N_{e.m.}(E,p,\theta^* \leq \theta \leq 90^\circ) = 2\pi A t F_{e.m.}(E,p,0) \int_{\cos \theta=0}^{\cos \theta=\cos \theta^*} \exp(-p(\sec \theta - 1)/L_a) d\cos \theta.$$

$$\cdot \cos \Theta d \cos \Theta \quad (C-7)$$

$$= \pi A t F_{e.m.}(E, p, 0) \cos^2 \Theta^* e^{p/L_a} \left[e^{-p \sec \Theta^* / L_a} + \right. \\ \left. - \frac{p \sec \Theta^*}{L_a} e^{-p \sec \Theta^* / L_a} + \left(\frac{p \sec \Theta^*}{L_a} \right)^2 E_1(p \sec \Theta^* / L_a) \right] \quad (C-8)$$

onde $E_1(p \sec \Theta^* / L_a)$ é a função integral exponencial.

Em particular:

$$N_{e.m.}(E, p, 0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ) = \pi A t F_{e.m.}(E, p, 0) \left[1 - p/L_a + (p/L_a)^2 \exp(p/L_a) \cdot E_1(p/L_a) \right] \quad (C-9)$$

A fig. C-1 mostra o resultado do cálculo de:

$$\frac{N_{e.m.}(E, p, \Theta^* \leq \Theta \leq 90^\circ)}{N_{e.m.}(E, p, 0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ)} \quad \text{para } p/L_a = 4,5; \quad 5,3; \quad 6,1 \text{ e } 6,9.$$

De (C-9), tem-se

$$F_{e.m.}(E, p, \Theta=0) = \frac{N_{e.m.}(E, p, 0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ)}{A t \Omega_{ef}} \quad (C-10)$$

onde

$$\Omega_{ef} = \left[1 - p/L_a + (p/L_a)^2 \exp(p/L_a) E_1(p/L_a) \right] \quad (C-11)$$

é o ângulo sólido efetivo.

Para ângulos zenitais pequenos, podem-se usar as aproximações:

$$\exp(-p(\sec\theta - 1)/L_a) \approx \cos\theta^{p/L_a} \quad (C-12)$$

e

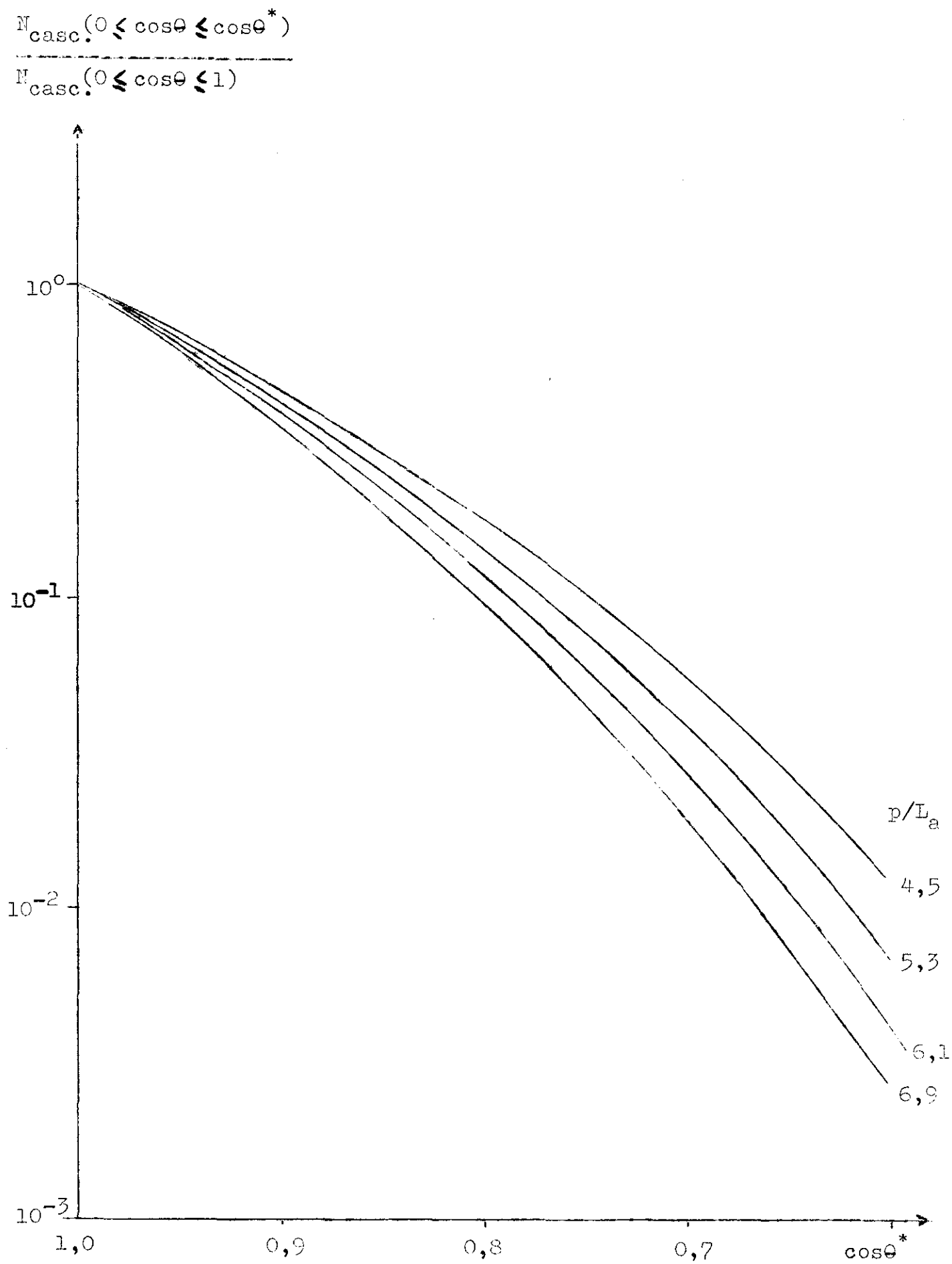
$$\frac{P(p \sec\theta)}{P(p)} \approx 1 \quad (C-13)$$

Resulta, então:

$$N_{e.m.}(E, p, 0^\circ \leq \theta \leq \theta^*) = \frac{2\pi A t F_{e.m.}(E, p, 0) \left(1 - \cos\theta^{*(p/L_a + 2)} \right)}{p/L_a + 2} \quad (C-14)$$

Fig. C-1

Distribuição Zenital Integral



APÊNDICE DRELAÇÃO ENTRE O FLUXO DE MUONS E O FLUXO DA COMPONENTE ELETROMAGNÉTICA, NA RADIAÇÃO CÔSMICA

Os resultados conhecidos sobre o fluxo, espectro energético e distribuição zenital de muons são consistentes com a hipótese de que os muons detetados na R.C. são devidos somente à desintegração em vôo de pions e kaons produzidos em interações nucleares de hádrons na atmosfera (conforme Maeda, VI Seminário Interamericano de R.C., La Paz, 1970).

As principais fontes de raios gama e muons, na atmosfera, são as desintegrações:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (\tau_{\pi^0} \sim 2,2 \times 10^{-16} \text{ seg}; \sim 100\%) \quad (\text{D-1})$$

$$K_c^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma \quad (\tau_{K_c^0} \sim 8,8 \times 10^{-11} \text{ seg}; \sim 31,5\%) \quad (\text{D-2})$$

para raios gama e

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \gamma_\mu \quad (\tau^\pm \sim 2,6 \times 10^{-8} \text{ seg}; \sim 100\%) \quad (\text{D-3})$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \gamma_\mu \quad (\tau_{K^\pm} \sim 1,23 \times 10^{-8} \text{ seg}; \sim 63,2\%) \quad (\text{D-4})$$

$$K_c^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \rightarrow 2\mu^\pm + 2\gamma_\mu \quad (\tau_{K_c^0} \sim 8,8 \times 10^{-11} \text{ seg}; \sim 68,5\%) \quad (\text{D-5})$$

para muons.

Nas tabelas D-1 e D-2 estão relacionados os principais modos de desintegração de pions e kaons em raios gama e muons, respectivamente.

Ao derivar a relação entre fluxo de muons e fluxo da componente eletromagnética da R.C. na atmosfera, costuma-se considerar, em primeira aproximação, somente as fontes acima discriminadas. A con

Tabela D-1

Principais Decaimentos de Píons e Káons em Raios Gama

Modo de Decaimento	Porcentagem de Decaimento (Aprox.)	τ /seg (Aprox.)
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	100%	$2,2 \times 10^{-16}$
$K_C^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$	31,5%	$8,8 \times 10^{-11}$
$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$	24,8%	$5,8 \times 10^{-8}$
$\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow 2\gamma$	13,6%	
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow 2\gamma$	21,3%	$1,2 \times 10^{-8}$
$\rightarrow \mu^\pm + \nu + \pi^0$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow 2\gamma$	3,4%	
$\rightarrow \nu + e^\pm + \pi^0$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow 2\gamma$	4,9%	
$\rightarrow \pi^\pm + 2\pi^0$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow 4\gamma$	1,7%	

Tabela D-2

Principais Decaimentos de Pions e Kaons em Muons

Modo de Decaimento	Porcentagem de Decaimento (Aprox.)	τ /seg (Aprox.)
$\pi^\pm \rightarrow \nu + \mu^\pm$	100%	$2,6 \times 10^{-8}$
$K_C^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ $\quad \quad \quad \searrow \mu^- + \nu$ $\quad \quad \quad \rightarrow \mu^+ + \nu$	68,5%	$8,8 \times 10^{-11}$
$K^\pm \rightarrow \nu + \mu^\pm$	63,2%	$1,23 \times 10^{-8}$
$\rightarrow \pi^0 + \pi^\pm$ $\quad \quad \quad \searrow \nu + \mu^\pm$	21,3%	
$\rightarrow 2\pi^\pm + \pi^\mp$ $\quad \quad \quad \searrow \nu + \mu^\mp$ $\quad \quad \quad \rightarrow 2\nu + 2\mu^\pm$	5,5%	
$\rightarrow \nu + \pi^0 + \mu^\pm$	3,4%	
$\rightarrow 2\pi^0 + \pi^\pm$ $\quad \quad \quad \searrow \nu + \mu^\pm$	1,7%	
$K_L^0 \rightarrow \nu + e^\pm + \pi^\mp$ $\quad \quad \quad \searrow \nu + \mu^\pm$	35,4%	$5,8 \times 10^{-8}$
$\rightarrow \nu + \mu^\pm + \pi^\mp$ $\quad \quad \quad \searrow \nu + \mu^\pm$	26,7%	
$\rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ $\quad \quad \quad \searrow \nu + \mu^+ \rightarrow \nu + \mu^-$	13,6%	

tribuição das demais formas de desintegração, conforme tabelas D-1 e D-2, é levada em conta introduzindo-se fatores de correção \hat{c}_γ e \hat{c}_μ que são calculados numéricamente e para os quais existem curvas que permitem ler \hat{c}_γ e \hat{c}_μ em função da energia, conforme, por exemplo S.Hayakawa et al, ref. 25.

As fórmulas que damos a seguir, conforme S.Hayakawa et al, ref. 25, são obtidas introduzindo-se as seguintes aproximações:

- a) as razões de produção integrais de pions e kaons são descritas por:

$$R_{\pi,K}(E,p) = R_{\pi,K}(E_0,0) \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-\beta} e^{-p/L_a} \quad (D-6)$$

com β e L_a constantes;

- b) vale independência de carga para as razões de produção:

$$R_{\pi^0} = (1/2)R_{\pi^\pm} \quad (D-7)$$

$$R_{K^0} = R_{\bar{K}^0} = R_{K_C^0} = R_{K_L^0} = (1/2)R_{K^\pm};$$

- c) a atmosfera é isotérmica

$$p = p_0 e^{-h/h_0}, \quad (D-8)$$

$$h_0 = 6,4 \times 10^5 \text{ cm};$$

- d) a perda de energia e a desintegração em vôo de muons são desprezíveis e

- e) as interações nucleares de pions e kaons têm inelasticidade $k = 1$.

A aproximação de atmosfera isotérmica foi estudada utilizando-se valores médios de atmosfera real (conforme Maeda, VI Seminário

Interamericano de R.C., La Paz, 1970) e verificou-se que, dentro da precisão atual dos dados experimentais, ela é satisfatória para fluxos verticais. As demais aproximações resultam consistentes com as informações experimentais para a faixa de energia que interessa no presente trabalho ($10^{11} \leq E/\text{e.v.} \leq 10^{13}$).

D.1 - Fluxo Vertical da Componente Eletromagnética

O fluxo da c.e.m. devido às desintegrações (D-1) e (D-2) pode ser escrito sob a forma:

$$F_{\text{e.m.}}(E, p) = \frac{L_a}{\beta + 1} P(p) \left[R_{\pi^\pm}(E) + 0,62 \mathcal{Z} R_{K^\pm}(E) \right] e^{-p/L_a} \quad (\text{D-9})$$

onde:

$$P(p) = e^{p/L_a} \sum_{i=1}^2 \frac{e^{\lambda_i(\beta)p/X_0} - e^{-p/L_a}}{1 + \lambda_i(\beta)L_a/X_0} N_i(\beta) \quad (\text{D-10})$$

com λ_i e N_i , conforme página C-2.

R_{π^\pm} e R_{K^\pm} são as razões de produção no tópo da atmosfera;

$$\mathcal{Z}(\beta) = \frac{(1+w)\beta^{+1} - (1-w)\beta^{-1}}{2\beta^{+1}(\beta+1)^w} \quad (\text{D-11})$$

com

$$w = \left[1 - (m_{\pi}/m_K)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{D-12})$$

é um fator que leva em conta a transferência de energia $k_c^0 \rightarrow \pi^0$.

Introduzindo a fração:

$$f_K = R_{k^\pm}(E)/R_{\pi^\pm}(E) \quad (D-13)$$

e fazendo a correção ϵ_γ devida aos modos de desintegração que não foram levados em conta na derivação de (D-9), obtém-se:

$$F_{e.m.}^*(E, p) = \frac{L_a}{\beta^+ + 1} P(p) R_{\pi^\pm}(E) \left[1 + 0,62 \epsilon_\gamma(E) f_K \right] \quad (D-14)$$

que descreve o espectro da componente eletromagnética e seu fluxo absoluto na profundidade atmosférica p.

D.2 - Fluxo Vertical da Componente Muônica

No nível do mar, o fluxo de muons devidos às desintegrações (D-3), (D-4) e (D-5) pode ser escrito sob a forma:

$$F_\mu(E) = L_a \left[\eta_{\pi^\pm}(E) B_{\pi^\pm}(E) R_{\pi^\pm}(E) + \left(0,64 \eta_{k^\pm}(E) B_{k^\pm}(E) + 0,69 \eta_{\pi^\pm}(E) \cdot \eta_{B_{\pi^\pm}(E)} \right) R_{k^\pm}(E) \right] \quad (D-15)$$

onde os η são fatores que levam em conta as transferências de ener -

gia $k^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}$ e $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}$:

$$\eta_{\pi^{\pm}}(E) = \frac{\beta [1 - \delta_{\pi^{\pm}}^{-2(\beta + H_{\pi^{\pm}} + 1)}]}{(\beta + H_{\pi^{\pm}})(\beta + H_{\pi^{\pm}} + 1)(1 - \delta_{\pi^{\pm}}^{-2})} \quad (D-16)$$

com

$$\delta_{\pi^{\pm}} = m_{\pi^{\pm}}/m_{\mu^{\pm}} \quad (D-17)$$

e

$$H_{\pi^{\pm}} = (1 + a_{\pi^{\pm}}/E)^{-1} \quad (D-18)$$

e

$$(a_{\pi^{\pm}})^{-1} = (L_a - L_i) \eta_{\pi^{\pm}}/L_i \ln(L_a/L_i) m_{\pi^{\pm}} c h_0 \quad (D-19)$$

e expressões análogas para $\eta_{k^{\pm}}(E)$; os B são fatores que levam em conta a probabilidade de desintegração em vôo de π^{\pm} , k^{\pm} :

$$B_{\pi^{\pm}}(E) = \frac{L_i}{L_a} (1 + E/a_{\pi^{\pm}})^{-1} \quad (D-20)$$

e análoga para $B_{k^{\pm}}(E)$.

Introduzindo a fração (D-13) e fazendo-se a correção ϵ_{μ} devida aos modos de desintegração que não foram levados em conta na derivação de (D-15), obtém-se:

$$F_{\mu}^*(E) = L_a \eta_{\pi^{\pm}(E)} B_{\pi^{\pm}(E)} R_{\pi^{\pm}(E)} \left[1 + \varepsilon_{\mu}(E) f_K \left(0,64 \frac{\eta_{K^{\pm}(E)} B_{K^{\pm}(E)}}{\eta_{\pi^{\pm}(E)} B_{\pi^{\pm}(E)}} + 0,69 \right) \right] \quad (D-21)$$

D.3 - Relação Entre os Fluxos

De (D-14) e (D-21), vem:

$$\frac{F_{\mu}^*(E)}{F_{e.m.}^*(E)} = \frac{(\beta + 1) \eta_{\pi^{\pm}(E)} B_{\pi^{\pm}(E)} Q(E)}{P(p)} \quad (D-22)$$

onde:

$$Q(E) = \frac{1 + \varepsilon_{\mu^{\pm}(E)} f_K \left[0,64 \frac{\eta_{K^{\pm}(E)} B_{K^{\pm}(E)}}{\eta_{\pi^{\pm}(E)} B_{\pi^{\pm}(E)}} + 0,69 \right]}{1 + 0,62 f_K \varepsilon_{\gamma}(E)} \quad (D-23)$$

AGRADECIMENTOS

Meu muito obrigado ao Prof. C.M.G.Lattes que me orientou na realização do presente trabalho.

Ao Prof. M.D.S.Santos, Diretor do Instituto de Física da Universidade Estadual de Campinas, meu agradecimento pelo apoio e pelas condições de trabalho que recebi.

Sou grato à Colaboração Brasil-Japão pela total liberdade com que pude utilizar o seu material e dados experimentais.

Meu agradecimento a todo o pessoal científico e técnico da C.B.J., em particular aos Profs. S.Hasegawa, Y.Fujimoto e T.Shibata pelas críticas e sugestões valiosas, aos Profs. N.Amato, A.M.F.Endler, E.H.Shibuya e A.Turtelli Jr. pelos dados da CENC nº 14, aos Profs. M.S.M.Mantovani e M.B.Santos, às microscopistas M.A.Boccaletti, M.A.Fávaro, M.C.M.Pretti, M.J.Ribeiro e L.M.Stella, à R.Y.Kawaguchi, pela datilografia deste trabalho, ao V.E.S.Brites, ao J.X. de Oliveira e ao J.A.Frayman.

A M.C.M.Pretti meu particular agradecimento pela confecção dos desenhos.

Aos monitores O.R.Moura, J.A.Chinellato, R.Bossi e R.H.Trevisan pela valiosa ajuda.

Agradeço, também, à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, da qual fui bolsista durante dois anos.

Meu muito obrigado ao Prof. O.L.Linhares pela total facilidade com que pude usar o computador do Centro de Computação do Instituto de Matemática, Estatística e Ciência da Computação, aos Profs. V.Lemos, L.Koike e aos bolsistas J.B.Lopes e J.Yakushiji pela programação dos cálculos em linguagem Fortran, aos operadores, perfuradores e secretárias.

REFERÊNCIAS

- 1 - S.Hayakawa, Cosmic Ray Physics, John Wiley, pg. 568
- 2 - M.Akashi et al, Prog. Theor. Phys. Suppl., nº 32, pg. 43, 1964
- 3 - M.Mantovani, C.Santos, Y.Fujimoto, N.Amato, C.Aguirre, D.Ferreira, XIX Reunião da S.B.P.C., "Verificação do Efeito de Desaparecimento da Imagem Latente com o Tempo nos Filmes de raio-X, tipo N, Expostos à Radiação Cósmica Durante o Período de um Ano, no Monte Chacaltaya", 1967
- 4 - K.Kamata e J.Nishimura, Prog. Theor. Phys. Suppl., nº6, pg. 93 , 1958
- 5 - F.Abraham et al, Nuovo Cimento, 28, pg. 221, 1963
- 6 - J.Nishimura, Prog. Theor. Phys. Suppl., nº 32, pg. 72, 1964
- 7 - I.Chte, Fotometry, a ser publicado
- 8 - P.K.Malhotra et al, Nuovo Cimento, Vol. 40-A, nº 2,pg.405, 1965
- 9 - Grupo da C.B.J., Suppl. of Prog. of Theor. Phys., nº 47, 1971
- 10 - C.M.G.Lattes et al, Nuovo Cimento, nº 33, pg. 680, 1964
- 11 - A.Akashi et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, Jaipur, pg. 326 , 1963
- 12 - A.Akashi et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, London, pg. 878 , 1965
- 13 - C.M.G.Lattes et al, Canadian Journal of Physics, nº 46, pg. S660 1968
- 14 - T.Kameda et al, Journal Phys. Soc. Japan, nº 15, pgs. 1175 e 1367, 1960
- 15 - J.Kidd, Nuovo Cimento, nº 26, pg. 57, 1962
- 16 - J.Duthie et al, Nuovo Cimento nº 24, pg. 122, 1962
- 17 - P.H.Fowler et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, Jaipur, pg. 182, 1963
- 18 - C.Minawaka et al, Suppl. Nuovo Cimento, nº 11, pg. 125, 1959
- 19 - L.T.Baradzei et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, Kyoto, 1962
- 20 - A.V.Panasenko et al, Int. Conf. Cosmic Rays, Calgary, 1967

- 21 - F.H.Fowler et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, Moscow, 1959
- 22 - L.T.Baradzei et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, Jaipur, pg.283
1963
- 23 - M.Akashi et al, Journal Phys. Soc. Japan, 17, Suppl. A-III, pg .
427, 1962
- 24 - M.Akashi et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, nº 3, Kioto, 1961
- 25 - S.Hayakawa et al, Prog. Theor. Phys. Suppl., nº 32, pg. 104, 1964
- 26 - B.Bossi e K.Greisen, Rev. Modern Phys. Vol. I, pg. 240, 1941
- 27 - D.H.Perkins, Prog. in Elementary Particle and Cosmic Rays Phys.
Vol. V, pg. 257
- 28 - S.Hayakawa, Cosmic Rays Physics, John Wiley, pg. 350, 1969
- 29 - N.Dobrotin, Publicação da "Academy of Science of the USSR, P.N.
Lebedev Institute, nº 96, 1971
- 30 - A.Osawa, Propagation of Cosmic Rays in the Atmosphere and Models
of Multiple Meson Production, Suppl. of Theor. Phys. nº 47, 1971
- 31 - S.Miyake et al, Nuovo Cimento, nº 32, pg. 1505, 1964
- 32 - S.Hayakawa, Cosmic Rays Physics, John Wiley, pg. 225, 1969
- 33 - J.L.Osborne, Nuovo Cimento, Nº 32, pg. 816, 1964
- 34 - C.V.Achar et al, Phys. Letters, nº 18, pg. 196 e nº 19, pg. 78,
1965
- 35 - F.Reines et al, Phys. Rev. Letters, nº 15, pg. 429
- 36 - Y.Pal et al, Nuovo Cimento, nº 28, pg. 1177, 1963
- 37 - V.V.Guseva et al, Journal Phys. Soc. Japan, nº 17, Suppl. A-III,
pg. 373, 1962
- 38 - K.Greisen, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, London, Vol. 2, pg. 611,
1965
- 39 - H.Bradt et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, London, Vol. 2, pg.
716, 1965
- 40 - H.Koshiba, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, Budapest, pg. 483, 1969
- 41 - K.Sitte, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, London, Vol. 2, pg. 887 ,
1965

- 42 - G.B.Khristiansen et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, pg. 799 , 1965
- 43 - M.S.M.Mantovani, Tese de Doutorado apresentada à Univ. Estadual de Campinas
- 44 - S.Hayakawa, Cosmic Rays Physics, John Wiley, pg. 344
- 45 - M.Akashi et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, London, "Observations on Extremely High Energy Nuclear Events by the Emulsion Chamber", 1965
- 46 - M.Akashi et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, London, "Extensive Air Shower Observed in the Emulsion Chamber, 1965
- 47 - Colaboração Brasil Japão, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, Budapest 1969
- 48 - Colaboração Brasil Japão, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, Tasmânia 1971
- 49 - C.M.G.Lattes et al, Proc. of the 5th Interamerican Seminar on Cosmic Rays - II - 33, "Investigacion of Extremely High Energy Nuclear Interactions with Large Emulsion Chambers", La Paz, 1962
- 50 - C.M.G.Lattes et al, Simpósio de Radiação Cósmica do Conselho Latino Americano de Raios Cósmicos e Física do Espaço "An Account of the Emulsion Chamber Project of the Brazil-Japan Collaboration Buenos Aires, 1964
- 51 - Y.Fujimoto et al, 6º Seminário Interamericano de Raios Cósmicos, "Fireball Masses", Bolívia, 1970
- 52 - C.M.G.Lattes et al, XV Reunião da S.B.P.C., "Análise de Famílias de Raios Gama nas Câmaras de Emulsões Nucleares", 1963
- 53 - C.M.G.Lattes et al, XV Reunião da S.B.P.C., "Colaboração Brasil Japão para Estudo de Interações de Energia Extremamente Alta", 1963
- 54 - C.M.G.Lattes et al, XV Reunião da S.B.P.C., "Aplicações do Método de Monte Carlo ao Estudo de Cascatas Eletromagnéticas", 1963

- 55 - C.M.G.Lattes et al, XV Reunião da S.B.P.C., "Espectro de Energia de Raios Gama detetados por Câmaras de Emulsões Nucleares", 1963
- 56 - C.M.G.Lattes et al, Academia Brasileira de Ciência, "Estudos de Interações Nucleares de Raios Gama de Energia Extremamente Alta por meio de Câmaras de Emulsões Nucleares Expostas no Monte Chacaltaya, em Programa de Colaboração Brasil-Japão", 1963
- 57 - C.M.G.Lattes, XIV Reunião da S.B.P.C., "Colaboração entre os Grupos de Raios Cósmicos das Universidades de Tóquio e de São Paulo 1962
- 58 - T.Borello et al, XVII Reunião da S.B.P.C., "Investigações sobre Raios Gama da Radiação Cósmica", 1965
- 59 - T.Borello et al, XVII Reunião da S.B.P.C., "Análise de Interações Nucleares de Alta Energia Produzidas na Atmosfera", 1965
- 60 - T.Borello et al, XVII Reunião da S.B.P.C., "Resultados Preliminares sobre Cascatas Eletromagnéticas e Nucleares Obtidos Por meio de Câmara de Emulsões Nucleares de Espessura igual a 58 Unidades de Cascata", 1965
- 61 - T.Borello et al, XVII Reunião da S.B.P.C., "Método Fotométrico para Determinação da Energia de Cascatas Eletromagnéticas", 1965
- 62 - C.M.G.Lattes et al, XIX Reunião da S.B.P.C., "Estudos de Interações de Alta Energia com Câmaras de Emulsões Nucleares", 1967
- 63 - C.Santos e C.M.G.Lattes, XX Reunião da S.B.P.C., "Estudos da Componente Eletromagnética da Radiação Cósmica detetada em Câmaras de Emulsões Nucleares", 1968
- 64 - A.R.Vasconcellos e C.M.G.Lattes, XX Reunião da S.B.P.C., "Comparação do Fluxo Eletromagnético detetado em Chacaltaya com o Fluxo de Muons ao Nível do Mar", 1968
- 65 - L.Mantovani e Y.Fujimoto, XX Reunião da S.B.P.C., "Investigações sobre Interações de Alta Energia", 1968

- 66 - Colaboração Brasil-Japão, XXII Reunião da S.B.P.C., "Estudo de Interações Atmosféricas", 1970
- 67 - M.Mantovani e C.M.G.Lattes, XXII Reunião da S.B.P.C., "Estados Intermediários na Produção Múltipla de Mesons", 1970
- 68 - C.Santos e C.M.G.Lattes, "Simulação de Pb-jatos pelo Método de Monte Carlo", XXIII Reunião da S.B.P.C., 1971
- 69 - C.Santos e C.M.G.Lattes, "Estudo da Influência da Variação do Expoente do Espectro Eletromagnético na Determinação da Porcentagem de Produção de kaons nas Interações de Alta Energia", XXIII Reunião da S.B.P.C., 1971
- 70 - Colaboração Brasil-Japão, "Resultados Obtidos Através do Estudo de Eventos Detetados em Fotoemulsões da Câmara nº 14, da C.B.J., exposta a 5200m acima Nível do Mar, durante 12 meses", XXIII Reunião da S.B.P.C., 1971
- 71 - Colaboração Brasil-Japão, XXIII Reunião da S.B.P.C., "Análise do Evento Andrômeda de Energia de Interação 10^{16} e.v.", 1971
- 72 - C.M.G.Lattes et al, Nuovo Cimento, nº 28, pg. 614, 1963
- 73 - T.Borello et al, Suppl. Prog. Theor. Phys., nº 33, pg. 109, 1965
- 74 - A.Akachi et al, Suppl. Prog. Theor. Phys., nº 32, pg. 154, 1964
- 75 - A.D.Bray et al, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, London, pg. 670 , 1965

I - ÍNDICE

I.1 - Índice Geral

PREFÁCIO

1 - INTRODUÇÃO

- 1.1 - Radiação Cósmica Primária pg. 1-1
- 1.2 - Radiação Cósmica Secundária pg. 1-2
- 1.3 - Morfologia da Radiação Cósmica pg. 1-5

2 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

- 2.1 - Lista de Exposições de CENEC's pg. 2-1
- 2.2 - Características das Emulsões Utilizadas pg. 2-3
 - 2.2.1 - Emulsões Nucleares (Fuji ET7A) pg. 2-3
 - 2.2.2 - Filmes de Raio-X (Sakura, tipo N) pg. 2-3
 - 2.2.3 - Filmes de Raio-X (Sakura, tipo R) pg. 2-5
- 2.3 - Processamento Químico das Placas de Emulsão Nuclear e Filmes de Raio-X (tipos N e R) pg. 2-5
 - 2.3.1 - Emulsões Nucleares pg. 2-5
 - 2.3.2 - Filmes de Raio-X (tipos N e R) pg. 2-7
- 2.4 - Detecção das Cascatas Eletromagnéticas pg. 2-7
- 2.5 - Classificação das Cascatas Eletromagnéticas pg. 2-8
 - 2.5.1 - Raios Gama Cogenéticos de Interações Nucleares Atmosféricas: AF-jatos pg. 2-8
 - 2.5.2 - Raios Gama Simples ou Isolados: AS-jatos pg. 2-10
 - 2.5.3 - Raios Gama, Elétrons e Pósitrons de Cascatas Atmosféricas: AC-jatos pg. 2-10
 - 2.5.4 - Raios Gama Cogenéticos de Interações nas Camadas de Chumbo da CENEC: Pb-jatos pg. 2-10
 - 2.5.5 - Raios Gama Cogenéticos de Interações na Camada Produtora: C-jatos pg. 2-12
- 2.6 - Determinação da Energia das Cascatas Eletromagnéticas Individuais pg. 2-12

2.6.1 -	Curvas de Transição: $N_{e\pm}(E_0, R, h)$	pg. 2-14
2.6.2 -	Método de Contagem de Traços	pg. 2-15
2.6.3 -	Método Fotométrico	pg. 2-15
2.7 -	Determinação da Energia ΣE_g de Cascatas Eletromagnéticas Compostas (Pb-Jatos)	pg. 2-17
2.7.1 -	Simulação de Cascatas Eletromagnéticas Compostas (Pb-jatos) Verticais	pg. 2-22
2.7.2 -	Cascatas Eletromagnéticas Compostas Inclínadas	pg. 2-36
2.7.3 -	Curvas de Transição para Fotometria de Pb-jatos	pg. 2-44
2.7.4 -	Conclusões	pg. 2-48
3 -	RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE	
3.1 -	Componente Eletromagnética da Radiação Cósmica Detectada em Chacaltaya	pg. 3-1
3.1.1 -	Espetro Energético Integral	pg. 3-1
3.1.2 -	Resumo dos Resultados Obtidos, em Chacaltaya, para o Expoente β_{S_2}	pg. 3-7
3.1.3 -	Resultados Obtidos para o Expoente do Espetro Energético Integral em Várias Altitudes Atmosféricas	pg. 3-8
3.1.4 -	Distribuição Angular Zenital	pg. 3-10
3.1.5 -	Fluxo Vertical Integral Absoluto da Componente Eletromagnética: $F_{e.m.}(E, p=550 \text{ g/cm}^2)$	pg. 3-12
3.1.6 -	Livre Caminho Médio de Absorção da Componente Nuclearmente Ativa, na Atmosfera: L_a	pg. 3-22
3.1.7 -	Variação do Fluxo Vertical Integral com Profundidade Atmosférica	pg. 3-23
3.1.8 -	Razão de Produção Vertical Integral de Raios Gama: $R_g(E, p)$	pg. 3-28
3.2 -	Componente Piônica	pg. 3-33
3.2.1 -	Estimativa da Razão de Produção Vertical Integral de Mesons π^0 : $R_{\pi^0}(E, p)$	pg. 3-33
3.2.2 -	Estimativa da Razão de Produção Vertical Integral de Mesons π^\pm : $R_{\pi^\pm}(E, p)$	pg. 3-34

3.2.3 - Estimativa do Fluxo Vertical Integral de Pions	
Carregados: $F_{\pi^{\pm}}(E,p)$	pg. 3-35
3.3 - Relação Entre o Fluxo de Muons e o Fluxo Eletromagnético	pg. 3-39
3.4 - Componente Kaônica	pg. 3-44
3.4.1 - Estimativa do Fluxo Vertical Integral de Kaons:	
$F_K(E,p)$	pg. 3-44
3.5 - Componente Neutrínica	pg. 3-45
3.5.1 - Estimativa do Fluxo Vertical Integral de Neutrinos	
Muônicos: $F_{\nu_{\mu}}(E,p)$	pg. 3-45
3.6 - Componente Nuclearmente Ativa Detetada em Chacaltaya	pg. 3-50
3.6.1 - Estimativa da Energia de Partículas Nuclearmente	
Ativas: $E_{n.a.}$	pg. 3-50
3.6.2 - Fluxo Vertical Integral Absoluto da Componente Nuclearmente Ativa, em Chacaltaya: $F_{n.a.}(E,p=550\text{gxc}^{-2})$	pg. 3-52
3.6.3 - Variação do Fluxo Vertical Integral da Componente Nuclearmente Ativa com a Profundidade Atmosférica	pg. 3-56
3.6.4 - Fluxo Vertical Integral Absoluto no Têpo da Atmosfera, de Partículas Nuclearmente Ativas: Fluxo Primário	pg. 3-58
3.6.5 - Livre Caminho Médio de Interação das Partículas Nuclearmente Ativas, no Chumbo: L_i^1	pg. 3-60
4 - RESUMO E CONCLUSÕES	
4.1 - Componente Eletromagnética	pg. 4-1
4.1.1 - Fluxo Vertical em Chacaltaya	pg. 4-1
4.1.2 - Variação de β com Energia e Profundidade Atmosférica	pg. 4-1
4.1.3 - Variação do Fluxo Vertical com a Profundidade Atmosférica	pg. 4-2
4.1.4 - Razão de Produção Vertical de Raios Gama	pg. 4-2

4.1.5 - Livre Caminho médio de Absorção da Componente Nuclearmente Ativa, na Atmosfera	pg. 4-3
4.2 - Componente Piônica	pg. 4-5
4.2.1.- Razões de Produção	pg. 4-5
4.2.2 - Fluxos Verticais de Pions Carregados	pg. 4-6
4.2.3 - Contaminação de K^{\pm} , K_C^0 e K_L^0	pg. 4-6
4.3 - Componente Kaônica	pg. 4-7
4.3.1 - Razões de Produção	pg. 4-7
4.3.2 - Fluxos Verticais de K^{\pm} , K_C^0 e K_L^0	pg. 4-8
4.4 - Componente Neutrínica	pg. 4-9
4.4.1 - Fluxo Vertical de Neutrinos Muônicos	pg. 4-9
4.5 - Componente Nuclearmente Ativa	pg. 4-9
4.5.1 - Fluxo Vertical em Chacaltaya	pg. 4-9
4.5.2 - Variação do Fluxo Vertical com a Profundidade Atmosférica	pg. 4-10
4.5.3 - Fluxo de Núcleons no Tôpo da Atmosfera: Radiação Cósmica Primária	pg. 4-10
4.5.4 - Livre Caminho Médio de Interação das Partículas Nuclearmente Ativas, no Chumbo	pg. 4-11
4.6 - Fluxos das Diversas Componentes da Radiação Cósmica, em Chacaltaya	pg. 4-12
4.7 - Variação com Profundidade Atmosférica das Diversas Componentes da Radiação Cósmica, para Energia Maior do que 10^{13} e.v.	pg. 4-12

5 - APROXIMAÇÕES

APÊNDICE A : ANÁLISE $S_2 - F_2$; CÁLCULO DE ERROS

A.1 - Análise $S_2 - F_2$	pg. A-1
---------------------------	---------

A.2 - Cálculo de $\bar{\beta}_{S_2} \pm \Delta\bar{\beta}_{S_2}$; $\bar{\beta}_{F_2} \pm \Delta\bar{\beta}_{F_2}$;	
--	--

$$\bar{\beta}_I \pm \Delta\bar{\beta}_I$$

pg. A-3

APÊNDICE B: ESTIMATIVA DO LIVRE CAMINHO MÉDIO DE

INTERAÇÃO DE PARTÍCULAS NUCLEARMENTE

ATIVAS

APÊNDICE C: DISTRIBUIÇÃO ZENITAL - ÂNGULO SÓLIDO
EFETIVO

APÊNDICE D: RELAÇÃO ENTRE O FLUXO DE MUONS E O FLUXO DA COMPONENTE ELETROMAGNÉTICA, NA
RADIAÇÃO CÔSMICA

D.1 -	Fluxo Vertical da Componente Eletromagnética	pg.	D-5
D.2 -	Fluxo Vertical da Componente Muônica	pg.	D-6

AGRADECIMENTOS

REFERÊNCIAS

I.2 - Índice das Tabelas

1-1	Parâmetros do Espectro Energético Integral da R.C.P.	pg.	1-2
2-1	CENC's Expostas em Chacaltaya (1962 - 1970)	pg.	2-1
2-2	Energia Mínima de Detecção Eficiente de c.e.m., a Olho nu, Su.c., para Filmes de Raio-X, Tipo N	pg.	2-4
2-3	Exemplo de Rotina de Trabalho para Processamento de Emulsões Fuji ET7A	pg.	2-6
2-4	Exemplo de Rotina de Trabalho para Processamento de Filmes de Raio-X, Tipos N e R	pg.	2-6
3-1	Expoente β_{S_2} , em Chacaltaya	pg.	3-8
3-2	Expoente do Espectro Energético Integral da Componente Eletromagnética para Várias Altitudes e Faixa Energética 10^{12} e 3×10^{13} : I	pg.	3-10
3-3	Fluxos Absolutos da Componente Eletromagnética	pg.	3-21
3-4	Valores do Livre Caminho Médio de Absorção da Componente Nuclearmente Ativa (obtidos através de análise de distribuição zenital)	pg.	3-23

3-5	Razão $F_{e.m.}(E, p_1)/F_{e.m.}(E, p_2=550 \text{ gxcn}^{-2})$, para $E = 10^{12} \text{ e.v.}$; L_a	pg. 3-27
3-6	Razão de Produção de Raios Gama em Várias Altitudes: $R_g(E, p)$, para $E = 10^{12} \text{ e.v.}$	pg. 3-30
3-7	Razão de Produção de Raios Gama no Tôpo da Atmosfera: $R_g(E, 0)$, para $E = 10^{12} \text{ e.v.}$	pg. 3-32
3-8	$F_{n.a.}(\sum E_g=3,0 \times 10^{12} \text{ e.v.}, p=550 \text{ gxcn}^{-2})$	pg. 3-56
3-9	Livre Caminho Médio de Interação das Partículas Nuclearmente Ativas, no Chumbo: L_1	pg. 3-65
D-1	Principais Decaimentos de Pions e Kaons em Raios Gama	pg. D-2
D-2	Principais Decaimentos de Pions e Kaons em Muons	pg. D-3

I.3 - Índice das Figuras

2-1	Interações Nucleares na CENCO: Pb-jato e C-jato	pg. 2-2
2-2	Fotografia de c.e.m. Simples em Emulsão Nuclear	pg. 2-9
2-3	Fotografia de c.e.m. Simples em Filme de Raio-X Tipo N	pg. 2-9
2-4	Interações Nucleares na Atmosfera	pg. 2-11
2-5	Interações Eletromagnéticas na Atmosfera	pg. 2-11
2-6	Fotografia de Cascata Eletromagnética Composta (Pb-jato) em Emulsão Nuclear	pg. 2-13
2-7	Curvas de Transição por Contagem para c.e.m. Simples, Raio = 50 Microns	pg. 2-16
2-8	Esquema do Aparêlho Fotométrico	pg. 2-18
2-9	Curvas de Transição por Fotometria para c.e.m. simples, Raio = 125 Microns	pg. 2-19
2-10	Curva de Calibração: Opacidade versus Energia por Contagem, para c.e.m. Simples, CENCO Nº 13	pg. 2-20
2-11	Posições de Incidência das c.e.m. que Constituem o C-jato nº 705, CENCO nº 13	pg. 2-24

2-12	Distribuição Lateral - c.e.m. simples, $E = 10^{13}$ e.v.	pg. 2-26
2-13a)	Distribuição Lateral de Pb-jato (Pontos Simulados), $E = 10^{13}$ e.v., $h = 2$ cm	pg. 2-27
2-13b)	Distribuição Lateral de Pb-jato (Pontos Simulados), $E = 10^{13}$ e.v., $h = 5$ cm	pg. 2-28
2-13c)	Distribuição Lateral de Pb-jato (Pontos Simulados), $E = 10^{13}$ e.v., $h = 10$ cm	pg. 2-29
2-14	Distribuição Lateral de Pb-jato (Comparação), $E = 10^{13}$ e.v.	pg. 2-31
2-15	ρ_s / ρ_c versus Distância ao Eixo, Pb-jato (C.B.J.) $E = 10^{13}$ e.v.	pg. 2-32
2-16	Distribuição Lateral de Pb-jato (C.B.J.), $E = 10^{13}$ e.v.	pg. 2-33
2-17	Curvas de Transição de Pb-jato (C.B.J.), Raio = 50 microns, $\text{tg}\theta = 0$	pg. 2-34
2-18	Curvas de Transição (Comparação) de Pb-jato, Raio = 50 microns, $\text{tg}\theta = 0$	pg. 2-35
2-19a)	Curvas de Transição (Comparação) de Pb-jato, Raio = 50 microns, $\text{tg}\theta = 0,5$	pg. 2-37
2-19b)	Curvas de Transição (Comparação) de Pb-jato, Raio = 50 microns, $\text{tg}\theta = 1,0$	pg. 2-38
2-19c)	Curvas de Transição (Comparação) de Pb-jato, Raio = 50 microns, $\text{tg}\theta = 1,5$	pg. 2-39
2-20a)	Energia versus Número Máximo de Eletrons e Pósitrons (Comparação), Pb-jato, Raio = 50 microns, $\text{tg}\theta = 0$	pg. 2-40
2-20b)	Energia versus Número Máximo de Eletrons e Pósitrons (Comparação), Pb-jato, Raio = 50 microns, $\text{tg}\theta = 0,5$	pg. 2-41
2-20c)	Energia versus Número Máximo de Eletrons e Pósitrons (Comparação), Pb-jato, Raio = 50 microns, $\text{tg}\theta = 1,0$	pg. 2-42
2-20d)	Energia versus Número Máximo de Eletrons e Pósitrons (Comparação), Pb-jato, Raio = 50 microns, $\text{tg}\theta = 1,5$	pg. 2-43

- 2-21a) Curvas de Transição Fotométricas, Pb-jato (C.B.J.)
Raio = 185 microns pg. 2-45
- 2-21b) Curvas de Transição Fotométricas, Pb-jato (C.B.B.)
Raio = 185 microns pg. 2-46
- 2-22 Curvas de Transição Fotométricas, Pb-jato (Compara
ção), Raio = 185 microns pg. 2-47
- 2-23a) Correção versus Energia (Comparação), Raio = 50 mi
crons, $\text{tg}\theta = 0$ e $\text{tg}\theta = 0,5$ pg. 2-49
- 2-23b) Correção versus Energia (Comparação), Raio = 50 mi
crons, $\text{tg}\theta = 1,0$ e $\text{tg}\theta = 1,5$ pg. 2-50
- 3-1a) Espectro Energético Parcial (S_2) da Componente Ele-
tromagnética, em Chacaltaya, CENC nº 13: $2,4\text{m}^2$ pg. 3-2
- 3-1b) Espectro Energético Parcial (F_2) da Componente Ele-
tromagnética, em Chacaltaya, CENC nº 13: $2,4\text{m}^2$ pg. 3-3
- 3-1c) Espectro Energético Total ($I = S_2 + F_2$) da Componente
Eletromagnética, em Chacaltaya, CENC nº 13:
 $2,4\text{m}^2$ pg. 3-4
- 3-2a) Espectro Energético Parcial (S_2) da Componente Ele-
tromagnética, em Chacaltaya, CENC nº 14: $7,8\text{m}^2$ pg. 3-5
- 3-2b) Espectro Energético Total ($I = S_2 + F_2$) da Componente
Eletromagnética, em Chacaltaya, CENC nº 14:
 $7,8\text{m}^2$ pg. 3-6
- 3-3 Variação do Fluxo Eletromagnético Vertical, de E-
nergia $\gg E$, com Profundidade Atmosférica pg. 3-11
- 3-4a) Distribuição Zenital Integral da Componente Electro-
magnética, em Chacaltaya, CENC nº 13: $2,4\text{m}^2$ pg. 3-13
- 3-4b) Distribuição Zenital Integral da Componente Electro-
magnética, em Chacaltaya, CENC nº 14: $7,8\text{m}^2$ pg. 3-14
- 3-5a) Distribuição de Profundidade de "Início de Visuali-
zação" de Cascatas, CENC nº 11, $E \gg 10^{12}\text{e.v.}$ pg. 3-16

- 3-5b) Distribuição de Profundidade de "Início de Visuali-
zação" de cascatas, CENC nº 13, $2,4\text{m}^2$, $E \gg 3 \times 10^{12}\text{e.v.}$ pg. 3-17
- 3-6a) Fluxo Vertical Integral Absoluto ($I = S_2 + F_2$) da
Componente Eletromagnética, em Chacaltaya, CENC nº
13: $2,4\text{m}^2$ pg. 3-18
- 3-6b) Fluxo Vertical Integral Absoluto ($I = S_2 + F_2$) da
Componente Eletromagnética, em Chacaltaya, CENC nº
14: $7,8\text{m}^2$ pg. 3-19
- 3-7 Fluxo Vertical Integral Absoluto ($I = S_2 + F_2$) da
Componente Eletromagnética, em Chacaltaya, CENC's
nºs 1,3,4,8,11 e 12 pg. 3-20
- 3-8 Função $P(p, \beta, X_0, L_a)$ pg. 3-25
- 3-9 Fluxos Verticais Integrais da Componente Eletromag-
nética, em Várias Profundidades Atmosféricas, Nor-
malizadas para Chacaltaya, $E \gg 10^{12}\text{e.v.}$ pg. 3-26
- 3-10 Razões de Produção Verticais Integrais de Raios Ga-
ma, em Várias Profundidades Atmosféricas, Normali-
zadas para Chacaltaya, $E \gg 10^{12}\text{e.v.}$ pg. 3-31
- 3-11 Variação do Fluxo Nuclearmente Ativo com a Profun-
didade Atmosférica pg. 3-38
- 3-12 Fluxo Vertical Integral de Pions, em Chacaltaya pg. 3-40
- 3-13a) Fluxo de Muons, ao Nível do Mar, $L_a = 100\text{gxc}^{-2}$ pg. 3-42
- 3-13b) Fluxo de Muons, ao Nível do Mar, $L_a = 110\text{gxc}^{-2}$ pg. 3-43
- 3-14 Variação do Fluxo Vertical Integral de Kaons com
a Profundidade Atmosférica, $E \gg 10^{13}\text{e.v.}$ pg. 3-46
- 3-15 Fluxo Vertical Integral de Kaons, em Chacaltaya pg. 3-47
- 3-16 Fluxo de Neutrinos Muônicos, ao Nível do Mar pg. 3-49
- 3-17 Fluxo Vertical Integral Absoluto da Componente Nu-
clearmente Ativa, em Chacaltaya, CENC's nºs 11 e 12 pg. 3-53

3-13	Fluxo Vertical Integral Absoluto da Componente Nuclearmente Ativa, em Chacaltaya, CENC nº 13: $1,0m^2$	pg. 3-55
3-19	Fluxos Verticais Integrais da Componente Nuclearmente Ativa, em Várias Profundidades Atmosféricas, Normalizados para Chacaltaya, $\sum E_g \gg 2 \times 10^{12} e.v.$	pg. 3-57
3-20	Fluxo Vertical Integral Absoluto da Componente Nuclearmente Ativa, no Têpo da Atmosfera	pg. 3-59
3-21	Distribuição de Profundidades de "Início de Visualização" de Pb-jatos, CENC's nºs 12 + 13, $\sum E_g \gg 3 \times 10^{12} e.v.$	pg. 3-62
4-1	Fluxos Verticais Integrais das Componentes Eletromagnética, Piônica, Kaônica, Muônica, Neutrínica Muônica e Nuclearmente Ativa em Chacaltaya	pg. 4-13
4-2	Variação, com Profundidade Atmosférica, dos Fluxos Verticais Integrais das Componentes Eletromagnética, Piônica, Kaônica e Nuclearmente Ativa, para Energia Maior do que $10^{13} e.v.$	pg. 4-14
C-1	Distribuição Zenital Integral	pg. C-5