

08 JUN 1990

UM ESTUDO DO COMPORTAMENTO DAS COMPONENTES HADRÔNICAS DA
RADIÇÃO CÔSMICA NA ATMOSFERA EM ALTAS ENERGIAS

Sérgio Querino Brunetto

*Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida pelo
aluno Sérgio Querino Brunetto e aprovada pela comissão julgadora
cidade de Umuutânia, 5/03/90*

Bellandi

Tese apresentada ao Instituto de Física
"Gleb Wataghin" para a obtenção do
título de Doutor em Física.

Orientador : Prof. Dr. José Bellandi Filho

DEPARTAMENTO DE RAIOS CÔSMICOS E CRONOLOGIA

IFGW - UNICAMP

CAMPINAS - 1990

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA
BIBLIOTECA

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA
BIBLIOTECA

CLASSIF. I/UNICAMP / TD

AUTOR.....

V..... EX.....

TOMBO BCI/11927

M

I. FÍSICA - UNICAMP

I/UNICAMP

B835.C

n.º tombo. JD/776 m

42.06-95

1.000/12/95

Nossa exploração não deve nunca cessar
E o fim de toda nossa exploração
Será voltar ao lugar de onde partimos
E o conhecer pela primeira vez

T. S. ELIOT

Dedico este trabalho à

Vera

aos meus pais

Bellandi

Maurício

e

Fernando

AGRADECIMENTOS

Neste momento, gostaria de agradecer a todos os integrantes do Departamento de Raios C3smicos e Cronologia pela sua contribui3o ao desenvolvimento de minha forma3o cientifica e a elabora3o deste trabalho.

Meus agradecimentos sinceros:

Ao Prof. Jos3 Bellandi Filho, por sua dedicada e sempre segura orienta3o cientifica, pelo constante est3mulo demonstrado durante a elabora3o deste trabalho, pela dedica3o e zelo profissional com que sempre tratou as quest3es relativas à tese e às atividades de pesquisa e, finalmente, pela confian3a e pelo respeito conferidos à minha pessoa;

Aos Profs. Carola Dobrigkeit, Jos3 Augusto Chinellato, Armando Turtelli Jr., Edson Shibuya, Kotaro Sawayanagi e Julio Cesar Hadler N., pelo apoio prestado em diversas oportunidades;

Aos amigos Roberto J.M. Covolan e Antonio B. Pádua, pelas discuss3es, sugest3es e colabora3o constante;

Aos amigos do Grupo Te3rico, Luiz M. Mundim e Marcos A. Alves, pelo seu incentivo e colabora3o;

Aos amigos Edmilson J.T. Manganote e Luis Gustavo dos Santos, pelo apoio com que sempre me brindaram;

Às secret3rias Marilena Boreli e Sandra Fonseca, pela paci3ncia e dedica3o a mim dispensadas;

Aos demais professores, amigos e funcion3rios do

Departamento de Raios C3smicos e Cronologia, pela sua valiosa coopera73o e cordialidade;

À Fernando Antonio Arantes e demais amigos do Col3gio T3cnico da Unicamp, pelo apoio e incentivo que me ofereceram;

Ao CNPq e ao Instituto de F3sica Gleb Wataghin, pelo apoio financeiro.

Antes de finalizar, gostaria de ressaltar alguns agradecimentos especiais:

À Vera, minha esposa, companheira de todas as horas, que em momento algum deixou de me apoiar e incentivar nesta dif3cil, por3m gratificante, caminhada;

Aos amigos Marlene e Bellandi, Welma e Roberto, Cl3ia e Antonio, que sempre tiveram uma palavra de apoio e uma m3o estendida;

Aos amigos Maur3cio, Fernando e Belloto, que desde tempos imemoriais tem estado a meu lado.

INDICE

	Resumo.....	1
	Abstract.....	11
	Introdução.....	01
Capítulo 1	- Parametrizações.....	05
1.1	- Caminho Livre Médio.....	07
1.1.1	- Parametrização Proposta por Grigorov...	09
1.1.2	- Parametrização Proposta por Liland.....	11
1.1.3	- Parametrização Proposta por Hillas.....	13
1.2	- Distribuição de Elasticidade.....	15
	Referências.....	18
	Legenda das Figuras.....	20
Capítulo 2	- Componente Nucleônica.....	25
2.1	- Equação de Difusão - Modelo de Partícula Líder	25
2.1.1	- Solução Exata da Equação de Difusão	27
2.1.2	- Solução Aproximada da Equação de Difusão	31
2.2	- Dados Experimentais.....	34
2.3	- Resultados Numéricos e Conclusões.....	36
	Referências.....	40
	Legenda das Figuras	41
Capítulo 3	- Componente Hadrônica.....	50
3.1	- Solução da Equação de Difusão da Componente Piônica	51
3.2	- Dados Experimentais.....	62
3.3	- Resultados Numéricos e Conclusões.....	65
	Referências.....	69
	Legenda das Figuras.....	70

Conclusões	76
Referências	85
Apêndice	86

Resumo

Estuda-se o comportamento das componentes hadrônicas da radiação cósmica na atmosfera, assumindo-se que a seção de choque inelástica hádron-ar depende da energia de interação. Resolve-se as equações de difusão unidimensionais usando-se o modelo de partícula líder e o método de ordenação de operadores exponenciais de Feynman. Compara-se as soluções obtidas com os dados de fluxo hadrônico medidos em diferentes profundidades atmosféricas.

Abstract

We analyse the behavior of the hadronic cosmic-ray components in the atmosphere, assuming that the inelastic hadron-air cross section depends on the interaction energy. We solve the onedimensional diffusion equations using the leading particle model and a Feynman-like procedure of ordered exponential operators. We compare our solutions with experimental data for hadronic flux at different atmospheric depths.

Introdução

O conhecimento detalhado da propagação da radiação cósmica pela atmosfera é indispensável para uma análise dos dados experimentais. Do ponto de vista matemático o problema resume-se na obtenção da solução da equação de difusão, considerando-se as perdas de energia das partículas que compõem a radiação cósmica devido suas interações com os núcleos do ar em diferentes profundidades atmosféricas.

Um tratamento completo do problema requer uma análise do crescimento lateral das cascatas originadas pelas partículas que compõem a radiação cósmica, sendo para isto necessário solucionar equações de difusão tridimensionais, as quais permitem estudar estes efeitos. Entretanto, quando pretendemos analisar somente o fluxo total de partículas que chegam em um detetor, é suficiente realizar um tratamento unidimensional. A diferença entre a solução da equação unidimensional e tridimensional reside no fato de que a primeira nos fornece somente o espectro de energia, enquanto que a segunda, além deste, permite descrever a distribuição espacial nos diferentes níveis de observação.

Neste trabalho limitamos a nossa análise somente as soluções das equações de difusão unidimensionais para as componentes hadrônicas da radiação cósmica na atmosfera.

As hipóteses básicas usadas para solucionarmos as

equações de difusão da componente hadrônica são: as partículas primárias que atingem o topo da atmosfera são prótons; o espectro das partículas primárias que atingem o topo da atmosfera é do tipo lei de potência conforme os resultados experimentais da Colaboração JACEE [2.12]; o livre caminho médio de interação dos hádrons na atmosfera depende da energia; o modelo utilizado para construir a equação de difusão é o de partícula líder.

Optamos pelo espectro primário determinado pela Colaboração JACEE, pois, além de constituírem o conjunto de observações mais recentes, medem diretamente o fluxo no topo da atmosfera através de balões extratossféricos.

A dependência energética do caminho livre médio de interação dos hádrons na atmosfera é consequência do crescimento da seção de choque inelástica com a energia, o qual já foi observado em experimentos de radiação cósmica e de aceleradores.

Utilizamos o modelo de partícula líder, pois no processo de produção múltipla de pions, a partícula líder retém, em média, uma grande fração da energia da partícula que incide na atmosfera.

Empregamos neste trabalho o método de Feynman de ordenação de operadores exponenciais para encontrar as soluções das equações de difusão da componente hadrônica da radiação cósmica. Para podermos utilizar este método, definimos convenientemente operadores com relações de comutação bem estabelecidas, que permitem transformar as equações de difusão em

equações diferenciais para operadores, cujas as soluções formais podem ser obtidas na forma de operadores exponenciais ordenados no parâmetro de profundidade.

Encontramos na literatura várias tentativas de obtenção das soluções das equações de difusão para as componentes da radiação cósmica que utilizam o método de aproximações sucessivas [1.11,1.12,1.14]. Porém, quando consideramos a dependência energética do caminho livre médio de interação, o método das aproximações sucessivas apresenta dificuldades de cálculo para se levar em conta as múltiplas interações com a atmosfera. O método de ordenação de operadores permite fazer aproximações de forma a se contornar esse problema.

No capítulo 1 apresentamos uma breve discussão a respeito das parametrizações para o caminho livre médio de interação e da distribuição de partícula líder que adotamos.

No capítulo 2 solucionamos a equação de difusão unidimensional da componente nucleônica na atmosfera, obtendo uma solução exata, quando se utiliza uma parametrização do tipo lei de potência para o caminho livre médio de interação e uma distribuição de partícula líder uniforme. Obtemos também, uma solução aproximada para a equação de difusão que independe da escolha da parametrização para o caminho livre médio de interação e da distribuição de partícula líder. Efetuamos a comparação dos nossos resultados com os dados experimentais ao nível do mar, determinados por Brooke e Wolfendale [2.3] e Ashton et al. [2.4,2.5], obtendo uma boa concordância com os mesmos.

No capítulo 3 solucionamos a equação de difusão unidimensional para a componente hadrônica da radiação cósmica na atmosfera, obtendo para o fluxo diferencial hadrônico uma solução que independe da escolha da parametrização do caminho livre médio e da distribuição de partícula líder. Calculamos também o fluxo integral hadrônico utilizando a parametrização proposta por Liland [1.22].

Comparamos nossos resultados com os dados de fluxo hadrônico determinados pela Colaboração Mt. Fuji ($t = 650 \text{ g/cm}^2$) [3.2,3.3] e com os dados determinados pela Colaboração Mt. Kanbala ($t = 520 \text{ g/cm}^2$) [3.4,3.5], obtendo uma excelente concordância com Mt. Fuji e uma concordância parcial com Mt. Kanbala.

E, finalmente, nas conclusões discutimos não só sobre as hipóteses e resultados aqui obtidos, mas também apresentamos e comentamos trabalhos correlatos desenvolvidos durante a realização desta Tese.

Capítulo 1

Parametrizações

O estudo da radiação cósmica, além do interesse que desperta pelas suas implicações astrofísicas e cosmológicas, tem propiciado a investigação sistemática das partículas elementares.

Descoberta em 1912 por Hess [1.1,1.2] a radiação cósmica, após, aproximadamente, duas décadas de estudos e investigações integrou-se definitivamente à área da física das partículas elementares, propiciando a descoberta e o estudo das propriedades de partículas até então desconhecidas.

Em 1932 o pósitron, previsto pela teoria de Dirac, foi observado em experimentos que utilizavam câmaras de bolhas como detetores, tendo a radiação cósmica como fonte de partículas de altas energias [1.3]. Posteriormente, em 1937, descobre-se o meson μ [1.4,1.5], o qual foi identificado com a componente penetrante da radiação cósmica e, a princípio, foi associado a partícula proposta por Yukawa [1.6], a qual seria responsável pela coesão do núcleo atômico. Verificou-se posteriormente que uma partícula capaz de penetrar grandes quantidades de matéria não poderia interagir fortemente com a matéria nuclear e, portanto, ser responsável pela sua coesão. Somente em 1947 Lattes et al. [1.7] observaram em chapas de emulsão fotográfica os mesons π , os quais apresentavam as características da partícula proposta por

Yukawa. Em 1951 O'Ceallaigh [1.8] observa os kaons.

A partir desta época, devido aos avanços tecnológicos, os aceleradores atingem energias cada vez maiores transformando-se no principal instrumento na pesquisa das partículas elementares. Por outro lado, os experimentos que utilizam a radiação cósmica como fonte aceleradora de partículas continuam interessando os pesquisadores que atuam nesta área devido a possibilidade de se obter interações a altíssimas energias ($\geq 10^{15}$ eV), as quais tem indicado a existência de fenômenos exóticos ainda não observados em experimentos de aceleradores.

A radiação cósmica, atualmente, não só se presta ao estudo de fenômenos exóticos em altíssimas energias, mas também a análises da seção de choque de interação, distribuições de energia e momento, etc... , os quais tem seu comportamento conhecido nas faixas de energia em que os aceleradores operam. Isto é possível, já que para relacionarmos o fluxo da radiação cósmica que atinge o topo da atmosfera terrestre com o fluxo em nossos detetores necessitamos conhecer como este se propaga pela atmosfera. Para tanto, dispomos de modelos que descrevem a propagação da radiação cósmica , os quais incorporam o conhecimento de como as partículas primárias e secundárias interagem com os núcleos atmosféricos.

Nossa intenção neste trabalho é analisar o comportamento das componentes hadrônicas da radiação cósmica na atmosfera por meio de soluções de equações de difusão

unidimensionais tendo em conta que a seção de choque inelástica hadron-ar depende da energia.

Neste capítulo discutimos essa dependência energética através do livre caminho médio de interação analisando algumas parametrizações na variável de energia no sistema de laboratório. Discutimos também a distribuição de elasticidade que será usada em todas as análises deste trabalho.

1.1 Caminho Livre Médio

O caminho livre médio de interação exerce um importante papel nos modelos de propagação da radiação cósmica, pois dele depende o número de interações que um nucleon sofrerá durante sua passagem pela atmosfera, e será através dele que teremos a possibilidade de obter informações sobre o comportamento das interações hadrônicas em altas energias.

Em vários modelos [1.9-1.14] de propagação da radiação cósmica através da atmosfera, adota-se para o caminho livre médio dos núcleons (prótons, nêutrons), pions e kaons valores médios constantes. Nestes modelos a principal preocupação é a obtenção de soluções analíticas que descreva o desenvolvimento da cascata hadrônica em função da energia e da profundidade atmosférica. O inconveniente destes modelos está na impossibilidade de estudarmos variação da seção de choque

inelástica em função da energia, como revelam os dados de aceleradores.

Vários autores [1.15-1.27] se preocuparam em obter soluções analíticas para as equações de difusão supondo que o caminho livre médio dos núcleons dependem da energia. Neste caso, a integração das equações de difusão torna-se mais complexa, exigindo em muitos casos a adoção de aproximações para que seja possível a obtenção das soluções. De forma naïve pode-se obter uma aproximação que vale para qualquer parametrização do caminho livre médio, e, conseqüentemente, fazer-se extrapolações com base nos dados de aceleradores.

O caminho livre médio de uma partícula depende da sua seção de choque inelástica e da densidade do meio que ela atravessa segundo a expressão:

$$\lambda \propto \frac{1}{\rho\sigma}$$

onde ρ é a densidade do meio e σ a seção de choque de inelástica.

De acordo com Gaisser [1.18], desde que a atmosfera terrestre comporte-se de acordo com o modelo padrão (Apêndice), pode-se escrever o caminho livre médio em função da seção de choque inelástica através da relação:

$$\lambda_{i-ar} \approx \frac{\alpha}{\sigma_{i-ar}^{inel} \text{ (mb)}} \quad \text{g/cm}^2, \quad 1-1$$

onde $i = p, \pi, K$ e $\alpha = 2.14 \cdot 10^4 \text{ mb.g/cm}^2$. Assim se conhecermos como se relacionam $\sigma_{i\text{-ar}}^{\text{inel}}$ e $\sigma_{i\text{-alvo}}^{\text{inel}}$, poderemos avaliar o comportamento de $\sigma_{i\text{-alvo}}^{\text{inel}}$ em função da energia, obtido com base em dados fornecidos pelos aceleradores, quando extrapolados para regiões de altíssimas energias disponíveis aos experimentos de radiação cósmica.

Nossa intenção neste trabalho não é explorar totalmente essa nova perspectiva, mas sim, concomitantemente, desenvolver uma metodologia de cálculo que permita a obtenção de soluções analíticas para a equação de difusão, mesmo quando supomos uma dependência energética para o caminho livre médio de interação. Para tanto, neste momento, não nos ateremos a um estudo detalhado das relações entre $\sigma_{i\text{-ar}}^{\text{inel}}$ e $\sigma_{i\text{-alvo}}^{\text{inel}}$, bem como das várias parametrizações existentes para $\sigma_{i\text{-alvo}}^{\text{inel}}$ [1.28-1.35]. Utilizaremos algumas parametrizações para o caminho livre médio de interação, de uso corrente na física da radiação cósmica, que permitam, o desenvolvimento e teste desta metodologia de cálculo.

1.1.1 Parametrização Proposta por Grigorov

Desde o início da década de 70, o crescimento com a energia da seção de choque inelástica nas interações entre prótons e núcleos leves (C e núcleos atmosféricos) foi notado em alguns experimentos de raios cósmicos [1.36,1.37]. Sabemos hoje, que o crescimento da seção de choque em colisões pp e $\bar{p}p$ foi detetado

nos experimentos realizados em aceleradores [1.38,1.39] (Fig 1.1), os quais sinalizam que esta tendência manter-se-a para $E(\sqrt{s}) > 900$ GeV. Grigorov em dois trabalhos [1.16,1.17] analisa este crescimento, utilizando dados de aceleradores e dados de experimentos em raios cósmicos.

Em sua análise são utilizados dados de σ_{pp}^{inel} obtidos através da expressão

$$\sigma_{pp}^{inel}(E) = \sigma_{pp}^{tot}(E) - \sigma_{pp}^{el}(E) ,$$

na região do ISR [1.38], dados provenientes de experimentos com a radiação cósmica no intervalo de 20 - 600 GeV [1.36], com os quais é possível determinar σ_{pp}^{inel} através de σ_{p-ar}^{inel} utilizando-se a teoria de Glauber, e dados de σ_{p-j}^{inel} (j = Li, Be e C) na região de 20 - 60 GeV obtidos em aceleradores.

Grigorov conclui sua análise fornecendo provas inequívocas de um crescimento de σ_{pp}^{inel} na região de 20 - 2000 GeV, sendo que as indicações de que σ_{pp}^{inel} apresenta um crescimento para $E > 600$ GeV são fornecidas por dados de σ_{p-C}^{inel} [1.36]. Este crescimento, segundo ele, pode ser descrito pela expressão :

$$\sigma_{p-ar}^{inel} = \sigma_{p-ar}^o \left[\frac{E}{E_o} \right]^{0.037} \text{ mb} ,$$

onde $\sigma_{p-ar}^o = 301.25$ mb, $E_o = 20$ GeV. Com base nesta expressão e na Eq. 1-1 podemos escrever o caminho livre médio em função da

energia de acordo com a relação:

$$\lambda_{p-ar}^G = \lambda_0 \left[\frac{E}{E_0} \right]^{-0.037} \quad \text{g/cm}^2, \quad 1-2$$

onde $\lambda_0 = 80 \text{ g/cm}^2$. Na Fig. 1.2 é apresentado o comportamento monotonamente decrescente de λ_{p-ar}^G em função da energia no intervalo de $1 - 10^8 \text{ GeV}$.

1.1.2 Parametrização Proposta por Liland

Com o desenvolvimento dos aceleradores (Serpukhov, FNAL, SPS-Collider) e dos detetores e técnicas utilizadas nos experimentos com a radiação cósmica (AKENO [1.29], Fly's Eye [1.30], PAMIR [1.40]), efetivamente, confirmou-se o crescimento de σ^{in} até energias da ordem de $\sqrt{s} = 30 \text{ TeV}$ [1.30]. Várias parametrizações foram propostas com o intuito de descrever o comportamento de σ^{in} em função da energia. Entre elas destacamos:

$$\sigma_{p-ar}^{in}(E) = 290 \left[\frac{E}{10^3 \text{ GeV}} \right]^{0.06 \pm 0.01} \quad \text{mb} \quad [1.29], \quad 1-3$$

$$\sigma_{p-ar}^{in}(E) = 270 \left[1 + 0.0161 n^{1.5} \left[\frac{E}{80 \text{ GeV}} \right] \right] \quad \text{mb} \quad [1.40], \quad 1-4$$

$$\sigma_{p-ar}^{in}(E) = 275 \left[1 + 0.0661 n \left[\frac{E}{10^3 \text{ GeV}} \right] \right] \quad \text{mb} \quad [1.33], \quad 1-5$$

$$\sigma_{p-ar}^{in}(E) = 260 \left[1 + 0.050 \ln \left[\frac{E}{10^2 \text{ GeV}} \right] \right] \quad \text{mb} \quad [1.33], \quad 1-6$$

Na Fig 1.3 podemos observar a comparação entre as parametrizações apresentadas acima e os dados experimentais disponíveis. Notamos nesta figura que as diversas parametrizações apresentam um comportamento semelhante até energias da ordem das alcançadas pelo SPS - Collider, após o que suas diferenças vão acentuando-se gradativamente. Porém, a precisão dos dados experimentais, obtidos em experimentos com a radiação cósmica, descrece com igual rapidez, impedindo uma opção segura por uma delas.

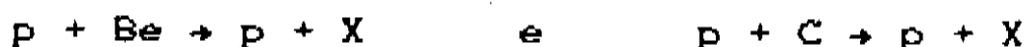
Devido a estas incertezas e a constatação, embasada em dados provenientes de aceleradores e experimentos de radiação cósmica [1.38-1.41], de que

$$\sigma^{tot} \approx \ln^2 [s/s_0] \quad .$$

adotamos a parametrização proposta por Lillard [1.22] :

$$\sigma_{p-ar}(E) = 249.88 \left[1 + 0.0049751 \ln^2 \left[\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right] \right] \quad \text{mb} \quad , \quad 1-7$$

pois, além de apresentar um comportamento com a energia do tipo logarítimo ao quadrado, mostra uma boa concordância com os dados de seção de choque inclusiva das reações



no intervalo de energia 24 - 400 GeV [1.42-1.46].

Com base em 1-1 e 1-7 podemos representar o caminho livre médio de interação através da expressão :

$$\lambda_{p-ar}^L(E) = \frac{\lambda_0}{[1 + a \ln^2(E/E_0)]} \quad \text{g/cm}^2, \quad 1-8$$

onde $a = 0.004975$, $\lambda_0 = 96.4 \text{ g/cm}^2$ e $E_0 = 10 \text{ GeV}$. Na Fig 1.2 podemos notar que $\lambda_{p-ar}^L(E)$ apresenta um máximo em $E = 10 \text{ GeV}$, o qual, como veremos, será responsável pela melhor concordância entre o fluxo calculado e o medido, quando comparado com a solução obtida utilizando-se a parametrização proposta por Grigorov, na região de baixas energias ($1 \leq E \leq 20 \text{ GeV}$).

1.1.3 Parametrização Proposta por Hillas

Hillas, num trabalho que se dedica ao estudo da seção de choque inclusiva em colisões hadrônicas a altas energias [1.47], propõe uma relação semi-empírica que relaciona o caminho livre médio de interação com a seção de choque inelástica nucleon-nucleon de acordo com a expressão :

$$\lambda_{p-ar}^L(E) = 760 [\sigma_{NN}^{inel}(E)]^{-0.63} \quad \text{g/cm}^2, \quad 1-9$$

onde $\sigma_{NN}^{inel}(E)$ é dado em mb.

Utilizando 1-9 e supondo que $\sigma_{NN}^{inel}(E)$ possa ser expressa por $\sigma_{pp}^{inel}(E)$, poderemos recorrer a parametrização proposta por Amaldi [1.38], a qual mostrou ser uma ótima representação para $\sigma_{pp}^{tot}(E)$ até energias de $\sqrt{s} = 900$ GeV [1.39] (Fig. 1.1). Para tanto, consideramos que o valor da razão $\sigma_{pp}^{inel} / \sigma_{pp}^{tot}$, na região de $2 \leq \sqrt{s} \leq 62$ GeV, possa ser calculado através da média da razão $\sigma_{pp}^{el} / \sigma_{pp}^{tot}$, obtendo-se

$$\sigma_{pp}^{inel} / \sigma_{pp}^{tot} \cong 0.79$$

Desta forma, podemos escrever

$$\sigma_{pp}^{inel}(E) = 21.33 + 33.10E^{-0.37} - 19.12E^{-0.55} + 0.13 \ln^{2.1}(s) \text{ mb}$$

e, conseqüentemente, o caminho livre médio será dado pela expressão :

$$\lambda_{p-ar}^H(E) = 760 \left[\sigma_{pp}^{inel}(E) \right]^{-0.63} \text{ g/cm}^2 \quad 1-10$$

Na Figura 1.2 apresentamos o comportamento de $\lambda_{p-ar}^H(E)$ no intervalo de $1 \leq E \leq 10^6$ GeV. Podemos notar a existência de um máximo em $E \approx 200$ GeV e uma variação mais acentuada na região de baixas energias ($E \leq 20$ GeV), a qual propiciará, nesta região, uma boa concordância do fluxo nucleônico

calculado com os dados experimentais ao nível do mar.

Gostaríamos de ressaltar que a utilização da parametrização naïve proposta por Hillas em conjunto com a expressão sugerida por Amaldi et al., não se configura numa análise rigorosa do crescimento da seção de choque total ou inelástica, mas permite uma ligação entre a física de aceleradores e a física da radiação cósmica. Para um estudo mais detalhado seria necessário averiguar a conexão entre σ_{p-ar}^{inel} e σ_{pp}^{inel} , efetuando estudos mais criteriosos da aproximação semi-empírica proposta por Hillas.

1.2 Distribuição de Elasticidade

Neste trabalho estaremos discutindo o comportamento da componente hadrônica da radiação cósmica na atmosfera utilizando o modelo de partícula líder. Em altas energias a partícula colidente gera a cascaça hadrônica, realizando sucessivas interações com os núcleos da atmosfera. Essa partícula libera energia, permitindo a criação de novas partículas, mas carrega uma grande fração, em média, da energia partícula incidente.

A fração da energia carregada pela partícula líder é conhecida como elasticidade, assim

$$\sigma = \frac{E}{E_0}$$

onde E_0 é a energia da partícula incidente e E a energia da partícula após sofrer a colisão.

Este parâmetro é de fundamental importância nos modelos de propagação da radiação cósmica, pois, se por um lado, ele está intimamente ligado a dinâmica da interação, por outro seu comportamento se opõe ao comportamento do caminho livre médio de interação, ou seja, aumentando-se o caminho livre médio diminuimos o número de interações que a partícula sofre e, conseqüentemente, diminuimos o número de partículas produzidas durante a passagem do primário pela atmosfera, porém se, concomitantemente, diminuirmos a elasticidade um maior número de partículas será produzida em cada interação, compensando desta maneira o aumento do caminho livre médio.

Alguns autores [1.48-1.50] tem se preocupado com a distribuição de elasticidade em colisões inelásticas hadrônicas. Dias de Deus [1.49] e Jones [1.50] optaram por uma abordagem mais próxima da física de aceleradores, utilizando em suas análises, respectivamente, dados de reações pp e $\bar{p}p$ na região do ISR/SPS-Collider e reações inclusivas pBE e pC na região de $20 \leq E \leq 400$ GeV. Já Brooke [1.48] analisa a distribuição de elasticidade com base em experimentos de raios cósmicos, utilizando modelos de propagação da radiação cósmica e auferindo como se comporta o fluxo dos secundários em função da distribuição escolhida.

Todos estes autores concluem que a elasticidade média nas interações ocorridas em altas energias deve ser menor que 0.5, valor este tradicionalmente utilizado nos modelos que descrevem a propagação da radiação cósmica. Jones em seu trabalho conclue que para interações entre prótons e núcleos leves, na região de 20-400 GeV, a elasticidade média encontra-se entre 0.32 e 0.38.

Com base na análise efetuada por estes autores optamos pela utilização de uma distribuição normalizada de elasticidade do tipo (Fig. 1.4):

$$f(\sigma) = (1 + \beta) [1 - \sigma]^\beta \quad , \quad 1-11$$

a qual permite que, variando β , possamos obter a melhor concordância possível entre o fluxo calculado e os dados experimentais disponíveis, mantendo-se, o valor de $\langle \sigma \rangle$ dentro dos limites discutidos acima.

Referências - Capítulo 1

- 1.1 V.F.Hess, Phys. Z. 12,008(1911)
- 1.2 V.F.Hess, Phys. Z. 13,1084(1913)
- 1.3 C.D.Anderson, Science 76,238(1932)
- 1.4 H.Yukawa, Proc.Phys.Math.Soc.Japan 19,912(1937)
- 1.5 R.Oppenheimer e R.Serber, Phys.Rev. 51,1113(1937)
- 1.6 H.Yukawa, Proc.Phys.Math.Soc.Japan 17,48(1935)
- 1.7 C.M.G.Lattes et al., Nature 160,453(1949)
- 1.8 C.O'Ceallaigh, Phil.Mag. 42,1032(1952)
- 1.9 G.Yekutieli, Nucl.Phys.B 47,621(1972)
- 1.10 Z.Garrafo e A.Pignotti, Nucl.Phys.B 53,419(1973)
- 1.11 F.M.Oliveira Castro, CBPF (1975)
- 1.12 F.M.Oliveira Castro, CBPF - NF - 064/85 (1985)
- 1.13 A.Ohsawa e S.Yamashita, Prog.Theor.Phys. 77,1411(1987)
- 1.14 N.Arata e F.M.Oliveira Castro, Rev.Bras.Fis. 18,261(1988)
- 1.15 A.Liland, Forts.Phyk. 23,571(1975)
- 1.16 N.L.Grigorov, Sov.Jour.Nucl.Phys. 23,308(1976)
- 1.17 N.L.Grigorov, Sov.Jour.Nucl.Phys. 25,419(1977)
- 1.18 T.K.Gaisser et al.,Rev.Mod.Phys. 50,859(1978)
- 1.19 N.G.Boyadzhyan et al.,Sov.Jour.Nucl.Phys. 34,67(1981)
- 1.20 R.A.Nam et al., 18th ICRC - Bangalore - 5,336(1983)
- 1.21 J.Procurem e J.N.Stamenov, Jour.Phys.G 13,1579(1987)
- 1.22 A.Liland, 20th ICRC - Moscow - 5,295(1987)
- 1.23 J.Bellandi.Fo.,J.A.Chinellato,C.Dobrigkeit,S.Q.Brunetto,
A.Ohsawa Hadronic Journal V12 (1989) - in press
- 1.24 J.Bellandi.Fo.,J.Dias de Deus,J.A.Chinellato,C.Dobrigkeit,
S.Q.Brunetto Nuovo Cimento - in press
- 1.25 J.Bellandi.Fo.,S.Q.Brunetto,J.A.Chinellato,R.J.M.Covolán,
C.Dobrigkeit Hadronic Journal V12 (1989) - in press
- 1.26 J.Bellandi.Fo.,S.Q.Brunetto,J.A.Chinellato,R.J.M.Covolán,
C.Dobrigkeit,M.A.Alves Nuovo Cimento - submitted
- 1.27 J.Bellandi.Fo.,S.Q.Brunetto,J.A.Chinellato,R.J.M.Covolán,
C.Dobrigkeit,L.M.Mundim,M.A.Alves 21th ICRC - Adelaide -
HE 2.4-21(1990)
- 1.28 S.P.Denisov, Nucl.Phys. B61,62(1973)
- 1.29 T.Hara et al., Phys.Rev.Lett. 50,2058(1983)
- 1.30 R.M.Baltrusaitis et al.,Phys.Rev.Lett 52,1380(1984)
- 1.31 G.B.Yodh et al., 19th ICRC - La Jolla - 6,9,(1985)

- 1.32 J. Linsley, 19th ICRC - La Jolla - 6,1,(1985)
- 1.33 A. N. Vall et al., Sov. Jour. Nucl. Phys. 44,806(1986)
- 1.34 K. Goulianos, Comm. Nucl. Part. Phys. 17,177(1987)
- 1.35 M. F. Bourdeau e J. N. Capdevielle, Jour. Phys. G 14,1565(1988)
- 1.36 N. L. Grigorov et al., Sov. Jour. Nucl. Phys. 11,455(1970)
- 1.37 K. Kamata et al., Preprint Lab. Física Cósmica Bolivia (1969)
- 1.38 U. Amaldi et al., Phys. Lett. 66B,390(1977)
- 1.39 M. Giffon e E. Predazzi, LYCEN/8402 - Janvier (1984)
- 1.40 S. I. Nibul'skii, Sov. Phys. Uspekhi 24,925(1981)
- 1.41 M. M. Block e R. N. Cahn, Rev. Mod. Phys. 57,563(1985)
- 1.42 T. Eichten et al., Nucl. Phys. B44,333(1972)
- 1.43 J. Engler et al., Nucl. Phys. B64,173(1973)
- 1.44 M. R. Whalley et al., 16th ICRC - Kyoto - 6,34(1979)
- 1.45 D. S. Barton et al., Phys. Rev. D27,2580(1983)
- 1.46 R. Bailey et al., Z. Phys. C29,1,(1985)
- 1.47 A. M. Hillas, 16th ICRC - Kyoto - 6,13(1979)
- 1.48 G. Brooke et al., Proc. Phys. Soc. 83,853(1964)
- 1.49 J. Dias de Deus, Phys. Rev. D32,2334(1985)
- 1.50 L. W. Jones, Workshops on Cosmic Ray Interaction and High Energy Results, La Paz - Rio de Janeiro (1982)
- 1.51 M. Akashi et al., Phys. Rev. D24,2353(1981)

Legenda das Figuras - Capítulo 1

Fig. 1.1 - Dependência de σ^{tot} em função da energia para as reações pp e $p\bar{p}$ [1.39].

Fig. 1.2 - Comportamento das parametrizações propostas por Grigorov (1-2) , Liland (1-8) e Hillas (1-10) para o caminho livre médio de interação em função da energia no intervalo $1 < E < 10^6$ GeV.

Fig. 1.3 - Dependência de $\sigma_{p\text{-ar}}^{\text{inel}}$ em função da energia :

a) figura reproduzida da Ref. [1.33]. Os dados experimentais são das Refs. [1.29] , [1.30] e [1.40] ; as parametrizações são : curva 1 - Eq.1-3 [1.29], 2 - Eq.1-4 [1.40] , 3 - Eq.1-5 [1.33], 4 - Eq.1-6 [1.33].

b) figura reproduzida da Ref. [1.31]. Os dados experimentais são das Refs. [1.29] , [1.30] e [1.51] ; a variação de $\sigma_{p\text{-ar}}^{\text{inel}}$ com $\ln^2(s)$ e $\ln(s)$ é discutida na Ref. [1.41].

Fig. 1.4 - Comportamento da distribuição de elasticidade $f(\sigma)$ (1-11) no intervalo (0,1) para $\beta = 0.7$.

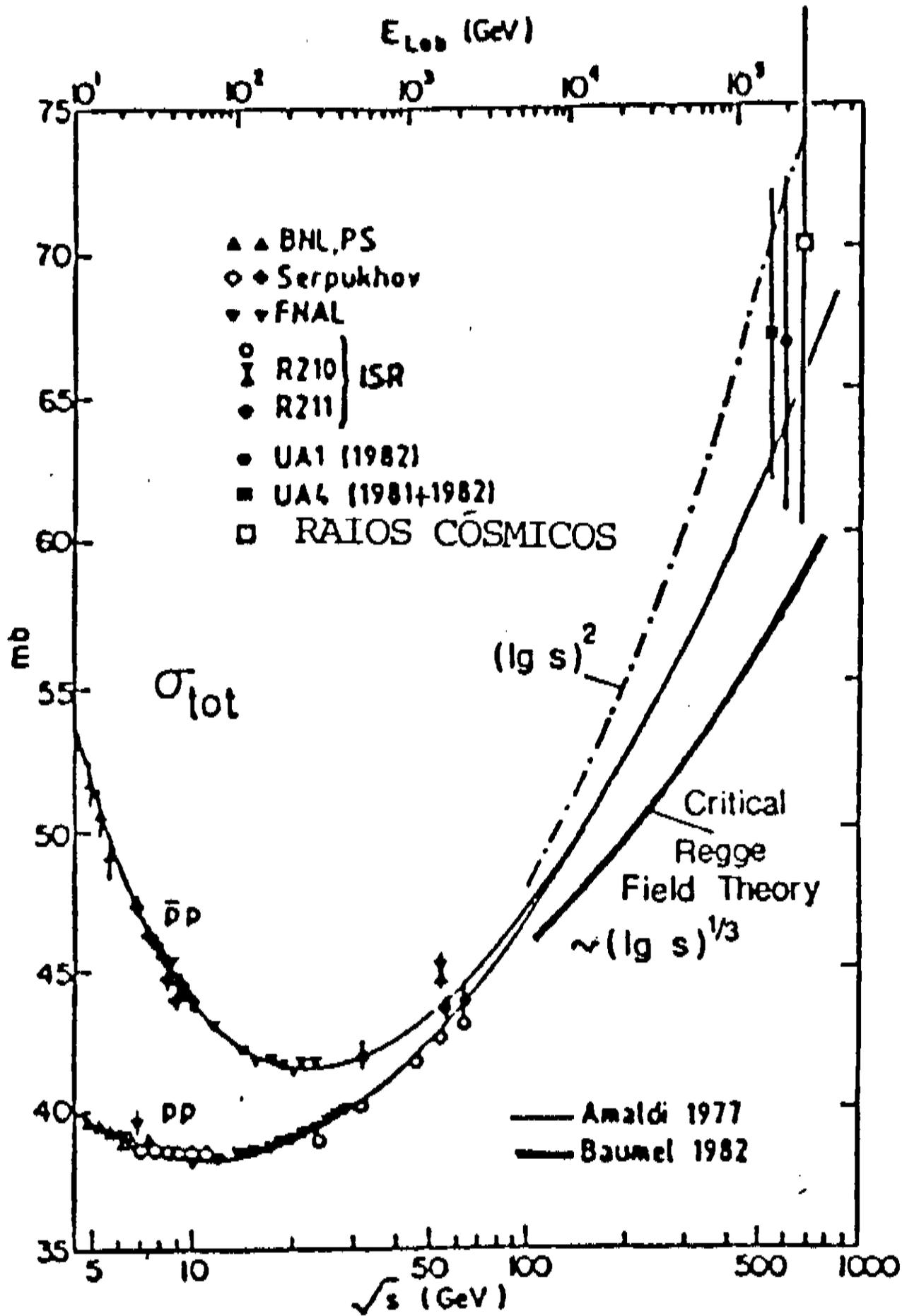


Fig. 1.1

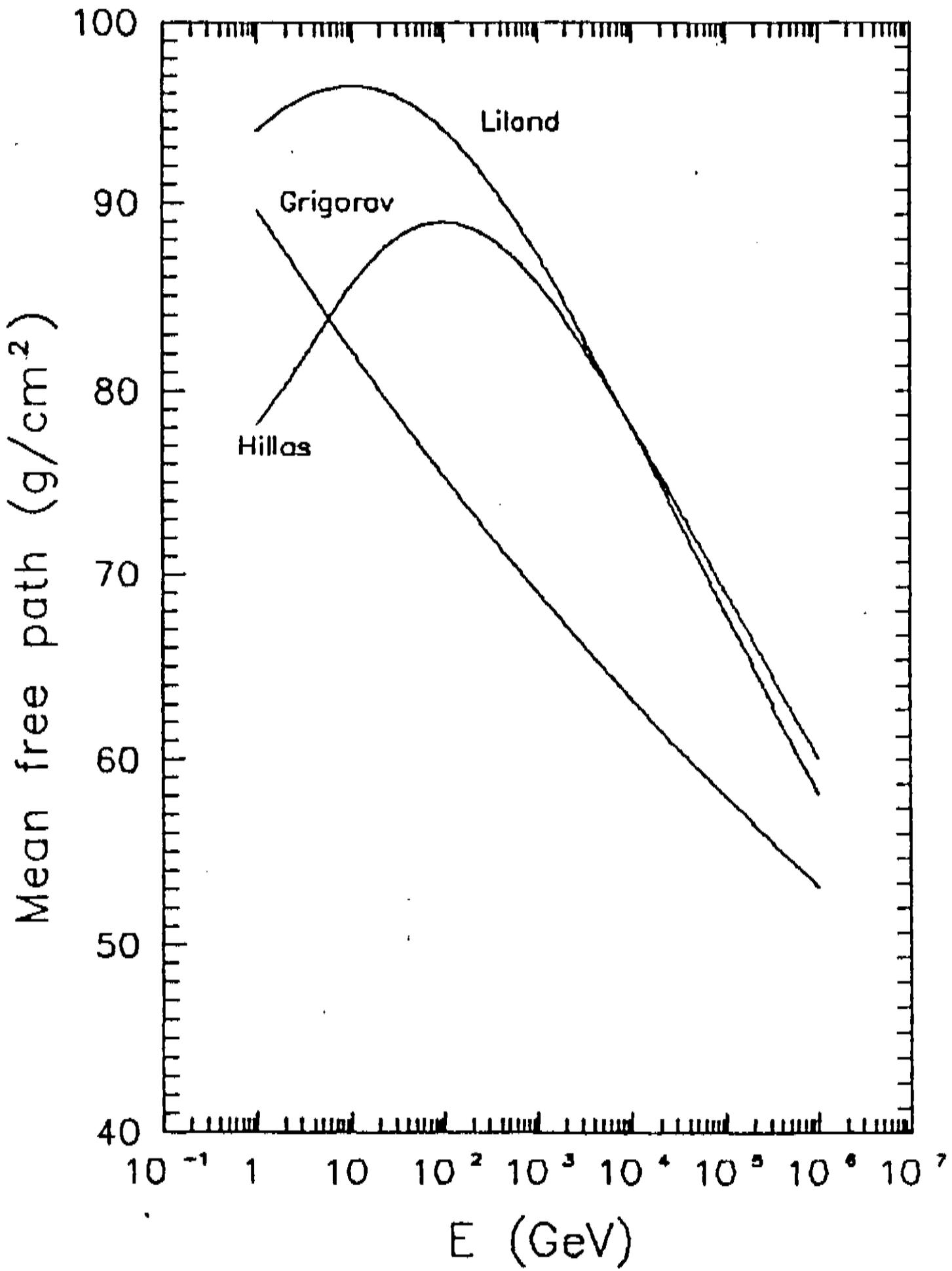
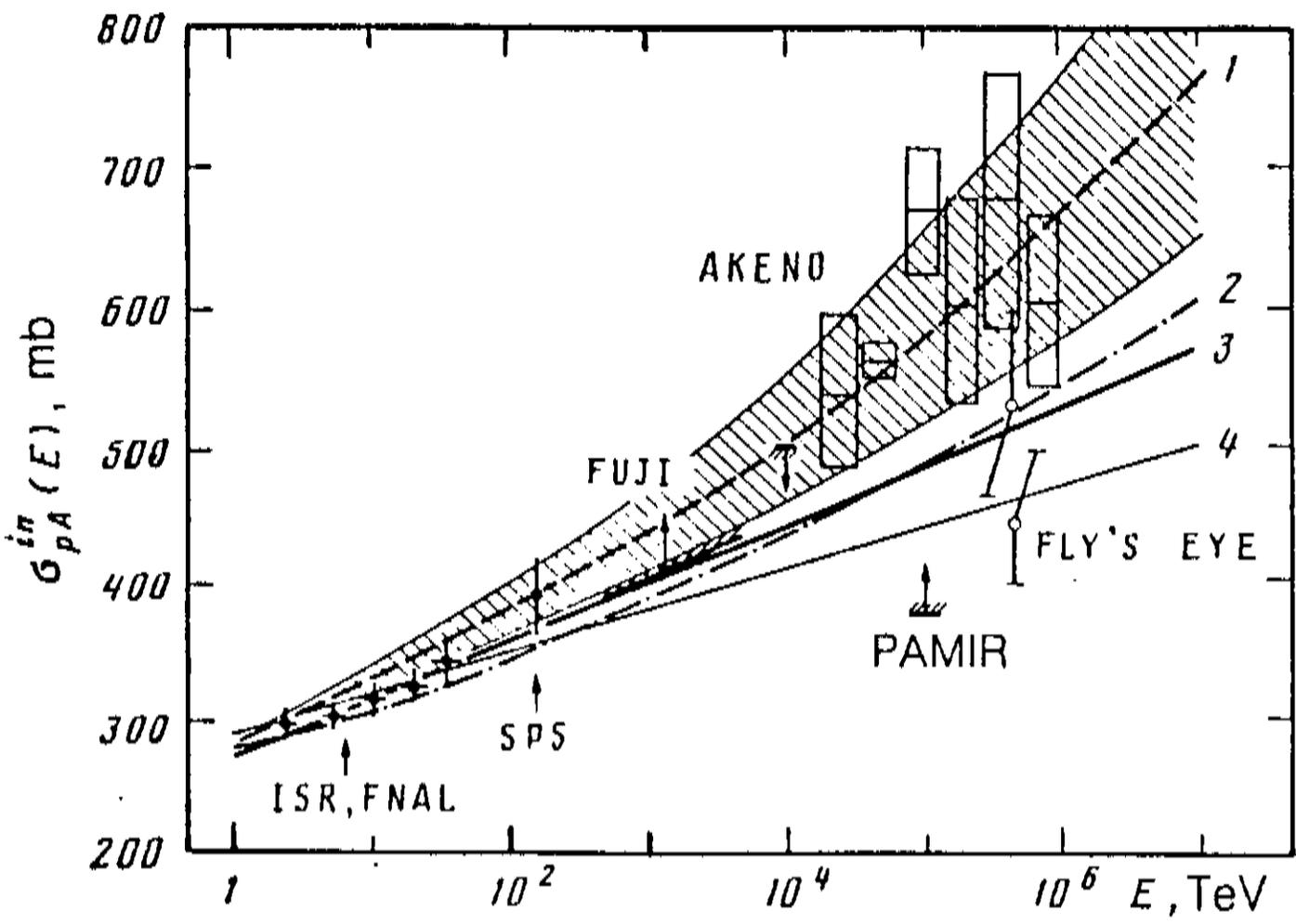
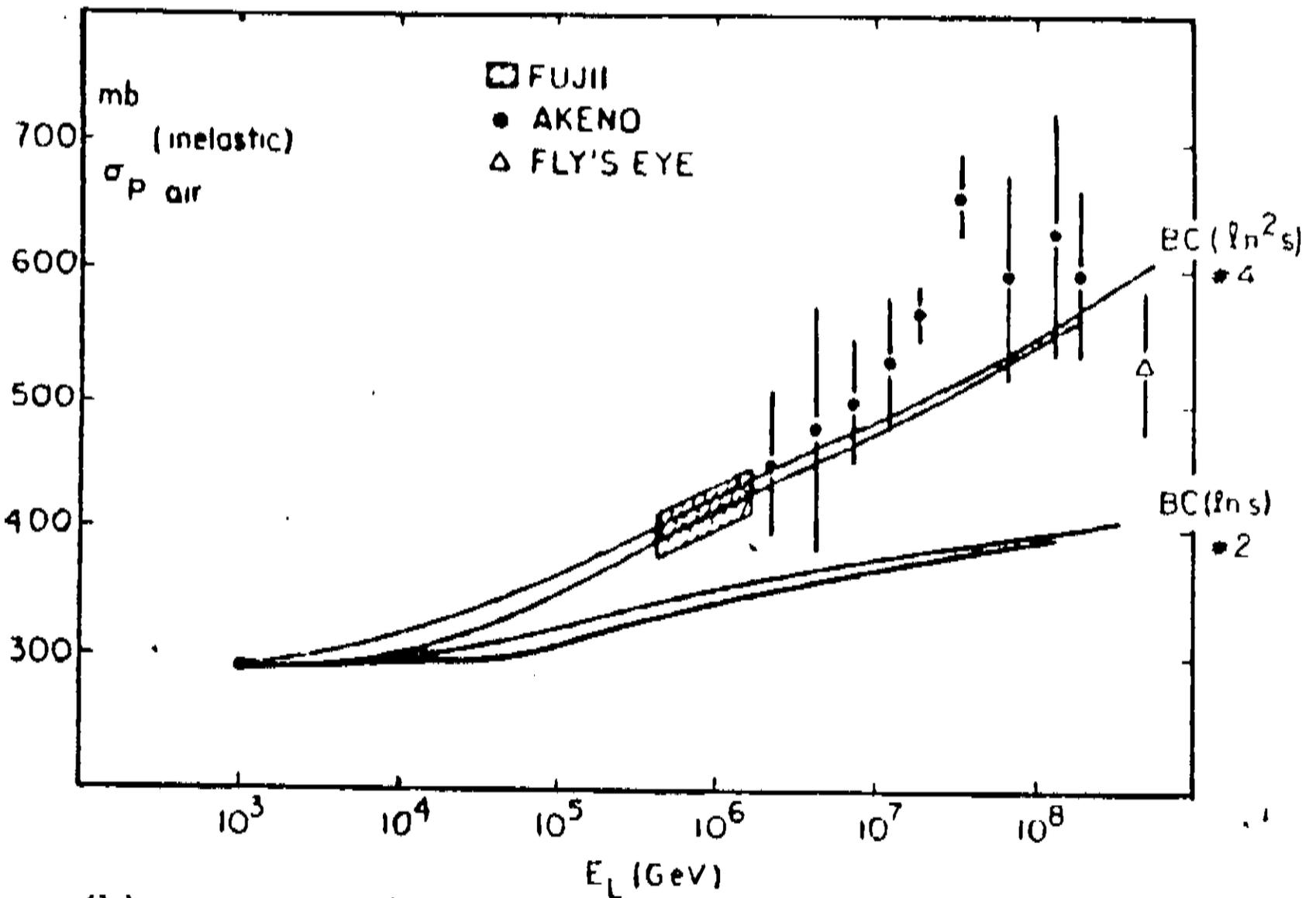


Fig. 1.2



(a)



(b)

Fig. 1.3

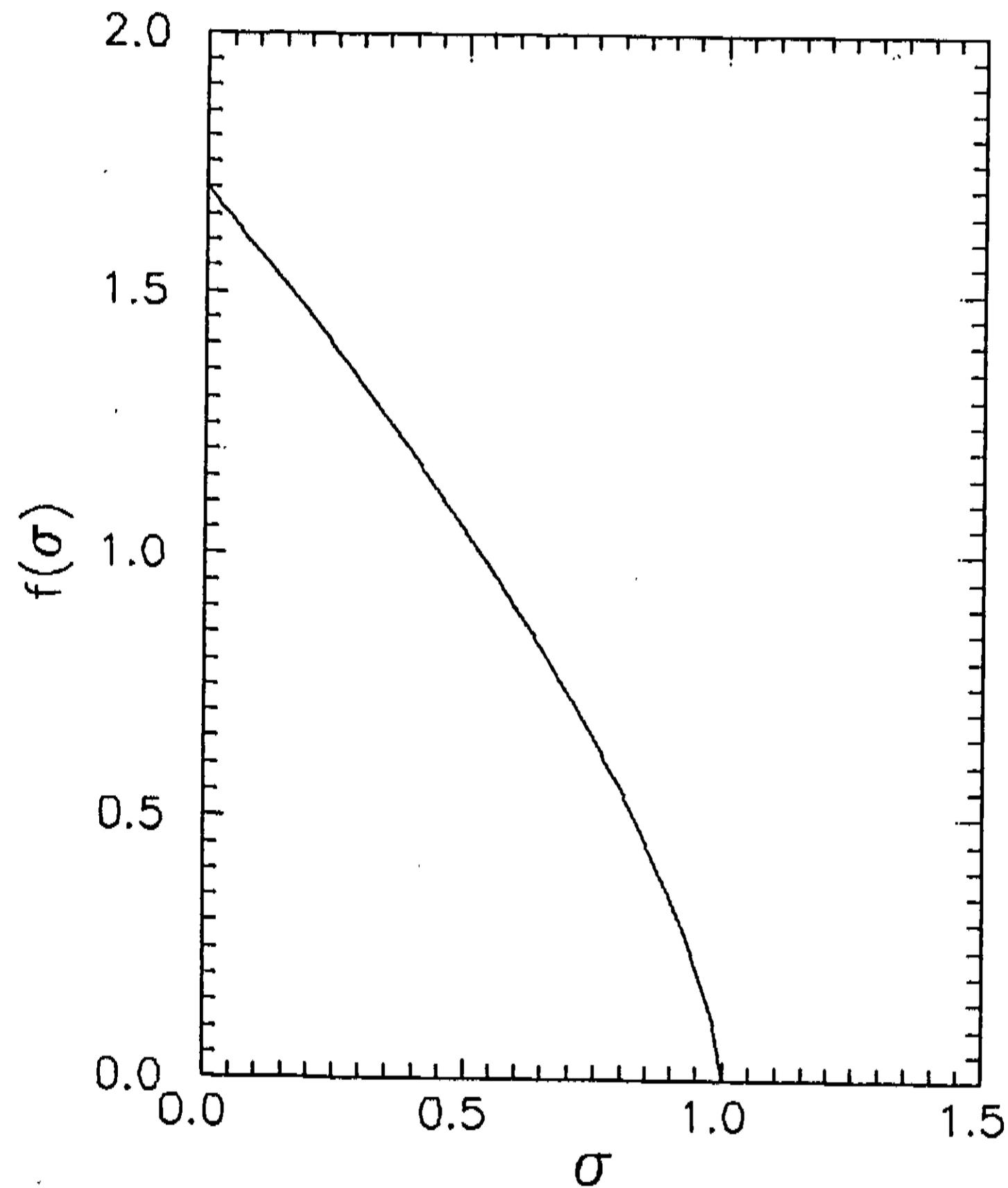


Fig. 1.4

Capítulo 2

Componente Nucleônica

Neste capítulo discutiremos as soluções unidimensionais para a equação de difusão da componente nucleônica da radiação cósmica. Nossa preocupação foi obter soluções para a equação de difusão que levem em consideração a dependência energética do caminho livre médio de interação.

Utilizando o modelo de partícula líder para a propagação da radiação cósmica pela atmosfera, foi possível obter duas soluções para a equação de difusão. Uma exata, porém sujeita a restrições sobre o comportamento funcional do caminho livre médio de interação, a outra aproximada mas independente da parametrização escolhida. Ambas serão discutidas detalhadamente a seguir, antes, no entanto, apresentaremos uma breve exposição sobre a equação de difusão no modelo de partícula líder.

2.1 Equação de Difusão - Modelo de Partícula Líder

Consideremos a colisão inelástica entre um próton, proveniente da radiação cósmica, e um núcleo atmosférico :



Após a colisão emergem várias partículas, sendo que uma delas, gerada no processo de colisão, transporta a maior parcela de energia do próton incidente e apresenta as mesmas características deste. Este tipo de colisão é conhecida como reação inclusiva, pois não nos interessamos pelos secundários de mais baixa energia (X) que são produzidos, mas sim dirigimos nossa atenção a partícula que herda as principais características da partícula incidente.

No estudo da propagação da radiação cósmica pela atmosfera nos deparamos com colisões entre partículas altamente energéticas e núcleos atmosféricos. Podemos considerar que estas colisões são do tipo inclusivo, pois devido a alta energia do primário, após a interação teremos uma partícula que preserva as características da partícula incidente e transporta a maior parte de sua energia. Neste modelo, o qual é conhecido como modelo de partícula líder, a equação de difusão é :

$$\frac{\partial F_N(E, t)}{\partial t} = - \frac{1}{\lambda(E)} F_N(E, t) + \int_0^1 f(\sigma) d\sigma \int_E^{\infty} \delta[E - \sigma E'] \frac{1}{\lambda(E')} F_N(E', t) dE' \quad 2-1$$

onde $F_N(E, t)$ é o fluxo diferencial de núcleons com energia entre E e $E + dE$ na profundidade atmosférica t , $\lambda(E)$ é o caminho livre médio nucleônico e $f(\sigma)$ é a distribuição de elasticidade.

O primeiro membro do lado direito da equação contabiliza todas as partículas que antes da colisão tinham energia E e após esta emergem com energia E' < E , sendo portanto o termo responsável pela subtração de partículas do fluxo. Já o segundo é um termo aditivo, pois leva em consideração todas as partículas que após a colisão emergem com energia E.

Efetuada-se a integração na energia, obtem-se :

$$\frac{\partial F_N(E,t)}{\partial t} = - \frac{1}{\lambda(E)} F_N(E,t) + \int_0^1 f(\sigma) \frac{1}{\lambda[E/\sigma]} F_N(E/\sigma,t) \frac{1}{\sigma} d\sigma \quad ,$$

2-2

a qual é a forma tradicional para a equação de difusão no modelo de partícula líder.

2.1.1 Solução Exata da Equação de Difusão

Vários autores [1.9-1.27] discutiram soluções para a equação de difusão 2-2, embora soluções exatas só foram obtidas quando o caminho livre médio de interação foi suposto independente da energia. Mostraremos neste capítulo que é possível obter uma solução exata para a equação 2-2, mesmo nas situações em que o caminho livre médio dependa da energia. A única restrição é que esta dependência seja do tipo lei de potência :

$$\lambda(E) = \lambda_0 E^{-\alpha}$$

2-3

Para solucionarmos a equação 2-2 vamos transformá-la numa equação diferencial envolvendo operadores. Para tanto, definimos o operador $\hat{\sigma}$ através da expressão

$$\hat{\sigma}(g(E)) = \int_0^1 f(\sigma) g(E/\sigma) \frac{1}{\sigma} d\sigma \quad , \quad 2-4$$

transformando a equação 2-2 na equação

$$\frac{\partial F_N(E, t)}{\partial t} = - \hat{H}(E) F_N(E, t) \quad , \quad 2-5$$

onde

$$\hat{H}(E) = [\hat{1} - \hat{\sigma}] \frac{1}{\lambda(E)} \quad , \quad 2-6$$

e $\hat{1}$ é o operador identidade.

A equação 2-5 será integrada no intervalo (t_0, t) com a condição de contorno dada pelo espectro primário diferencial da radiação cósmica no topo da atmosfera :

$$F_N(E, t_0) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \quad ; \quad t_0 = 0 \quad 2-7$$

A solução formal para a equação 2-5 será dada por :

$$F_N(E, t) = \text{EXP} \left[- \int_{t_0}^t \hat{H}(E) dt' \right] F_N(E, t_0) \quad , \quad 2-8$$

onde EXP representa a soma de integrais multiplas ordenadas na profundidade [2.1] . Como $\hat{H}(E)$ não dependê da profundidade t podemos efetuar a integração trivialmente, obtendo

$$F_N(E, t) = \exp\left\{ [t - t_0] [\hat{1} - \hat{\sigma}] \frac{1}{\lambda(E)} \right\} F_N(E, t_0) \quad , \quad 2-9$$

Expandindo-se esta expressão, obtemos

$$F_N(E, t) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{[t - t_0]^n}{n!} \left\{ [\hat{1} - \hat{\sigma}] \frac{1}{\lambda(E)} \right\}^n F_N(E, t_0) \quad . \quad 2-10$$

No caso em que $\lambda(E)$ for constante ou dado pela expressão 2-3 é possível aplicar sucessivamente o operador

$$[\hat{1} - \hat{\sigma}] \quad ,$$

obtendo :

$$F_N(E, t) = N_0 E^{-(\gamma + 1)} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \frac{[t - t_0]^n}{\lambda^n(E)} \Pi_n \right\} \quad , \quad 2-11$$

onde

$$\Pi_n = \prod_{j=1}^n [1 - \langle \sigma^{\gamma-j\alpha} \rangle] \quad 2-12$$

e a média $\langle \sigma^{\gamma-j\alpha} \rangle$ é calculada com a distribuição de elasticidade $f(\sigma)$, ou seja :

$$\langle \sigma^{\gamma-j\alpha} \rangle = \int_0^1 f(\sigma) \sigma^{\gamma-j\alpha} d\sigma \quad 2-13$$

No caso especial em que $\alpha=0$, isto é, modelos nos quais o caminho livre médio de interação é constante, a solução é bem conhecida e dada por :

$$F_N(E,t) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp\left\{ \frac{1}{\lambda_0} [t - t_0] [1 - \langle \sigma^\gamma \rangle] \right\} \quad 2-14$$

Supondo que a elasticidade σ seja uniformemente distribuída dentro do intervalo (0,1) podemos reescrever a equação 2-11 e obtermos :

$$F_N(E,t) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(1 - \gamma/\alpha)_n}{(1 - (\gamma+1)/\alpha)_n} \frac{1}{n!} \left\{ \frac{(t - t_0)}{\lambda(E)} \right\}^n \quad 2-15$$

onde

$$(a)_n = \frac{\Gamma(a+n)}{\Gamma(a)}$$

Se γ/α e $(\gamma+1)/\alpha$ são números não inteiros a soma na equação 2-15 converge para todos os valores do argumento da função de Kummer. Assim sendo, $F_N(E,t)$ pode ser expresso em termos da função hipergeométrica confluyente de Kummer [2.2] . A solução da equação de difusão será neste caso

$$F_N(E, t) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp\left[-\frac{t-t_0}{\lambda(E)}\right] \phi\left\{-\frac{1}{\alpha}; 1 - \frac{\gamma+1}{\alpha}; \frac{t-t_0}{\lambda(E)}\right\}$$

2-16

Temos na expressão 2-16 a solução exata para a equação de difusão unidimensional da componente nucleônica. Como vimos, a obtenção desta solução só foi possível restringindo o comportamento do caminho livre médio de interação a uma função do tipo lei de potência e supondo uma distribuição uniforme de elasticidade. A seguir apresentamos a solução aproximada, a qual permite a livre escolha da parametrização para o caminho livre médio e da distribuição de elasticidade.

2.1.2 Solução Aproximada da Equação de Difusão

Do ponto de vista matemático é complicado obter a solução exata para equação 2-2 mantendo a arbitrariedade das parametrizações de $\lambda(E)$ e $f(\sigma)$. Com o intuito de superar estas dificuldades, realizamos algumas aproximações. Partindo da expressão 2-11, obtida supondo-se que $\lambda(E)$ apresente um comportamento com a energia do tipo lei de potência (2-3), podemos escrever :

$$\sigma^{j\alpha} = (1 - K)^{j\alpha} \approx 1 - j\alpha K$$

2-17

Desta forma,

$$1 - \langle \sigma^{\gamma-j\alpha} \rangle = 1 - \langle \sigma^{\gamma} \rangle - j \left[\langle \sigma^{\gamma-\alpha} \rangle - \langle \sigma^{\gamma} \rangle \right] ,$$

2-18

possibilita que a expressão 2-11 seja dada por :

$$\frac{1}{\{\lambda(E)\}^n} \prod_{j=1}^n \left\{ 1 - \langle \sigma^{\gamma-j\alpha} \rangle \right\} = \prod_{j=1}^n \left\{ A(E) - jB(E) \right\} \quad 2-19$$

com

$$A(E) = \frac{1 - \langle \sigma^{\gamma} \rangle}{\lambda(E)} \quad 2-20$$

$$B(E) = A(E) - \frac{1}{\lambda(E)} + \left\langle \frac{\langle \sigma^{\gamma} \rangle}{\lambda(E/\sigma)} \right\rangle \quad 2-21$$

Como $B(E) < A(E)$ nós podemos aproximar

$$\prod_{j=1}^n \left\{ A(E) - jB(E) \right\} \approx \left\{ A(E) - \frac{1}{2}B(E) \right\}^n \left\{ 1 - \frac{n^2}{2} \frac{B(E)}{A(E)} \right\} \quad 2-22$$

Desta forma a solução da equação 2-2 será

$$F_N(E, t) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp[-(t - t_0)H(E)] P(E) \quad 2-23$$

onde

$$H(E) = A(E) - \frac{1}{2}B(E) \quad .$$

ou em função dos valores médios

$$H(E) = \frac{1}{\lambda(E)} - \frac{1}{2} \frac{\langle \sigma^{\gamma} \rangle}{\lambda(E)} - \frac{1}{2} \left\langle \frac{\sigma^{\gamma}}{\lambda(E/\sigma)} \right\rangle \quad , \quad 2-24$$

e

$$P(E) = 1 + \frac{1}{2} \frac{B(E)}{A(E)} (t - t_0) H(E) - \frac{1}{2} \frac{B(E)}{A(E)} (t - t_0)^2 H^2(E) \quad . \quad 2-25$$

A solução 2-23 reduz-se àquela obtida quando supomos que o caminho livre médio de interação independe da energia. Neste caso :

$$B(E) = 0 \quad ,$$

$$P(E) = 1$$

e

$$H(E) = \frac{1}{\lambda} (1 - \langle \sigma^{\gamma} \rangle) \quad .$$

Auferimos também o quanto a nossa aproximação difere da solução exata escrita em termos da função hipergeométrica confluyente de Kummer. Para tanto, supomos que o comportamento de $\lambda(E)$ seja do tipo lei de potência (2-3). Adontando para λ_0 e α os valores propostos por Grigorov (1-2) observamos uma discrepância de 5 - 6% no intervalo de $20 \text{ GeV} < E < 5 \text{ TeV}$. Este resultado nos possibilita realizar uma análise com as parametrizações propostas por Grigorov (1-2), Liland (1-8) e Hillas (1-10) para o caminho livre médio de interação.

Antes de apresentarmos e discutirmos os resultados obtidos, teceremos alguns comentários acerca dos dados experimentais do fluxo diferencial nucleônico que serão utilizados neste capítulo.

2.2 Dados Experimentais

Nas seções anteriores mostramos como obter a solução para a equação de difusão unidimensional da componente nucleônica da radiação cósmica. Devemos agora averiguar a compatibilidade desta solução com os dados experimentais do fluxo diferencial nucleônico medido em diversas profundidades atmosféricas. Porém, como a maioria dos detetores de fluxo da radiação cósmica não permitem a distinção entre o fluxo de núcleons e de pions, ficamos condicionados em nossa análise, as medidas realizadas por Brooke e Wolfendale [2.3], Ashton et al. [2.4,2.5] e àquelas apresentadas por Grigorov et al. [2.6].

Brooke e Wolfendale apresentam medidas do fluxo de prótons ao nível do mar no intervalo de 0.6 - 150 GeV/c. Estes dados foram obtidos utilizando o espectrógrafo de raios cósmicos de Durhan. Este instrumento, descrito detalhadamente por Brooke et al. [2.7] e Hayman e Wolfendale [2.8], é composto por um espectrógrafo associado a um contador geiger e detetores do tipo "neon flash tube". Comparando suas medidas com as efetuadas por Mylros e Wilson [2.9], no intervalo de 0.6 - 12 GeV/c, e por Pak e Greisen [2.10] em 22 GeV/c, obtêm em ambos os casos uma boa

concordância.

É importante ressaltar que Brooke e Wolfendale obtiveram medidas diretas do fluxo de prótons ao nível do mar estando, portanto, isentas de possíveis distorções provocadas pela utilização de modelos necessários à conexão entre as partículas secundárias detetadas (em geral muons e eletrons) e as partículas primárias (núcleons, núcleos leves e gamas de alta energia) responsáveis pela sua produção.

Ashton et al. , por sua vez, apresentam medidas do fluxo diferencial de neutrons ao nível do mar no intervalo de 20 - 4000 GeV, obtidos com um detetor composto de "neon flash tube", absorvedores de ferro e cintiladores [2.11] . Os neutrons, provenientes da interação das partículas do fluxo primário com núcleos atmosféricos, interagem nos absorvedores de ferro que compõem o detetor, produzindo uma nova geração de partículas secundárias que são detetadas. Este processo de detecção se baseia num conhecimento acurado do espectro primário, do fluxo de partículas secundárias produzidas durante a passagem da radiação cósmica pela atmosfera, bem como dos mecanismos de interação entre os neutrons e os núcleos que constituem os absorvedores. Por esta razão, estes dados devem ser utilizados com certa cautela, embora comparando suas medidas com as apresentadas por Brooke e Wolfendale [2.3], Ashton et al. mostram que, na faixa de energia em que ocorre a superposição dos dados, a concordância é satisfatória.

Como todos os modelos de propagação da radiação

cósmica, também no nosso caso, os resultados obtidos são fortemente dependentes do fluxo de partículas primárias que atingem o topo da atmosfera. A maioria das medidas do espectro primário são obtidas através de experimentos com câmaras de emulsão ou detetores de EAS. Em ambos os casos, é necessária a utilização de modelos de propagação da radiação cósmica pela atmosfera para que o espectro dos primários seja conhecido.

Para evitar possíveis distorções decorrentes da utilização de medidas do espectro primário obtidas por meios indiretos, optamos pelos dados da colaboração JACEE [2.12]. Este grupo realiza medições diretas do fluxo primário através de detetores do tipo câmara de emulsão colocados em balões extratossféricos, conseguindo desta forma atingir altitudes da ordem de 3 - 7 g/cm² em vôos que duram em média 30 horas. Os resultados assim obtidos indicam que o fluxo primário de prótons é da ordem de 90% do fluxo total de partículas, no intervalo de 1 - 1000 TeV, e é descrito pela expressão (Fig. 2.1) :

$$I_p(>E) = 6.9 \cdot 10^{-6} (E/\text{TeV})^{-1.81 \pm 0.13} (\text{cm}^2 \text{sr s})^{-1} \quad . \quad 2-26$$

2.3 Resultados Numéricos e Conclusões

Em nossa análise, inicialmente, vamos comparar o fluxo diferencial nucleônico ao nível do mar ($t = 1030 \text{ g/cm}^2$), calculado através da solução exata da equação de difusão (2-16), com os dados experimentais apresentados por Brooke e Wolfendale

[2.3], Ashton et al. [2.4,2.5] e Grigorov [2.6].

Como vimos, a obtenção da solução exata da equação de difusão 2-2 pressupõem que o caminho livre médio de interação é descrito por uma parametrização do tipo lei de potência e uma distribuição de elasticidade uniforme. Portanto, adotamos a parametrização proposta por Grigorov (1-2) para o caminho livre médio de interação. O resultado obtido, como pode ser visto nas Figs. 2.2 e 2.3, embora não apresente mudança contínua de inclinação, mostram uma boa concordância com os dados experimentais na região de $20 \text{ GeV} < E < 5 \text{ TeV}$.

Na Fig. 2.4 apresentamos o comportamento do fluxo diferencial nucleônico em função da profundidade atmosférica para vários valores de energia.

Até o momento, podemos concluir que, se a dependência do caminho livre médio de interação é dada pela parametrização proposta por Grigorov e a distribuição de elasticidade é suposta constante no intervalo (0,1), a equação de difusão unidimensional da componente nucleônica admite uma solução exata dada em termos da função hipergeométrica confluyente de Kummer.

Analisemos agora os resultados obtidos quando utilizamos a solução aproximada para a equação de difusão (2-23), a qual, como vimos, independe da escolha da parametrização para o caminho livre médio de interação e da distribuição de elasticidade. Aproveitando esta flexibilidade, calculamos o fluxo

nucleônico utilizando as parametrizações propostas por Grigorov (1-2), Liland (1-8) e Hillas (1-10) e a distribuição de elasticidade dada pela expressão 1-11.

Na Fig. 2.5 comparamos o fluxo diferencial nucleônico calculado com as parametrizações propostas por Grigorov (a), Liland (b) e Hillas (c), com os dados experimentais ao nível do mar ($t = 1030 \text{ g/cm}^2$) [2.3 - 2.5]. Essa mesma comparação é realizada nas Figs. 2.3 (Grigorov), 2.6 (Liland) e 2.7 (Hillas), com dados experimentais medidos em outras profundidades atmosféricas, 20, 200 e 530 g/cm^2 .

Calculamos o fluxo nucleônico em todas as profundidades atmosféricas citadas acima, utilizando a distribuição de elasticidade dada pela expressão 1-11 com $\beta = 0$ no caso da parametrização proposta por Grigorov e $\beta = 0.7$ para as demais.

Observando a Fig. 2.5 notamos que as três parametrizações apresentam boa concordância com os dados experimentais nas diferentes profundidades analisadas e para $E > 20 \text{ GeV}$, mas quando consideramos todo intervalo de energia estudado, a melhor concordância é obtida pela parametrização proposta por Hillas (1-10), desde que assumimos a dependência de σ_{pp}^{tot} com a energia descrita pelo ajuste de Amaldi et al. [1.38].

Efetivamente, já que estamos interessados em energias $E > 20 \text{ GeV}$, a única diferença entre as três parametrizações estudadas é a elasticidade média: $\langle \alpha \rangle = 0.37$ para

as parametrizações propostas por Hillas e Liland e $\langle \sigma \rangle = 0.5$ para a proposta por Grigorov. Este resultado era esperado, pois como podemos observar na Fig. 1.2 a parametrização proposta por Grigorov apresenta um caminho livre médio sistematicamente menor que as outras duas. Devido a este comportamento, necessitamos que a elasticidade média seja maior, pois só assim a boa concordância com os dados experimentais é obtida.

As discrepâncias entre as parametrizações revelam-se, como esperado, em profundidades atmosféricas maiores. Nas regiões próximas ao topo da atmosfera ($\approx 20 \text{ g/cm}^2$) o comportamento do fluxo diferencial nucleônico é praticamente descrito pelo espectro primário apresentado pela colaboração JACEE [2.12].

Nossos resultados [1.23-1.27], embora dependam da escolha da parametrização para o caminho livre médio de interação, mostram que a elasticidade média deve ser da ordem de 0.3, corroborando a análise realizada por Jones [1.50] com reações inclusivas, além de indicarem que devemos utilizar a parametrização proposta por Hillas, ou mesmo por Liland, no limite de altas energias.

Referências - Capítulo 2

- 2.1 I. Fujiwara, Prog.Theo.Phys. 7,433(1952)
- 2.2 H.Buchholz, The Confluent Hypergeometric Function, Springer Verlag - Berlin (1969)
- 2.3 G.Brooke e A.W.Wolfendale, Proc.Phys.Soc. 83,843(1964)
- 2.4 F.Ashton e R.B.Coats, J.Phys.A ser 2,1,169(1968)
- 2.5 F.Ashton et al., Acta Phys.Acad.Scient.Hungaricae Supl. 3,29,25(1970)
- 2.6 N.L.Grigorov et al., High Energy Particle in Cosmic Rays, Moscow - Nauka (1973)
- 2.7 G.Brooke et al., Proc.Phys.Soc. 80,674(1962)
- 2.8 P.J.Hayman e A.W.Wolfendale, Proc.Phys.Soc. 80,697(1962)
- 2.9 M.G.Mylroi e T.G.Wilson, Proc.Phys.Soc. 64,404(1951)
- 2.10 W.Pak e K.Greisen, Phys.Rev. 125,1668(1962)
- 2.11 F.Ashton e R.B.Coats, 10th ICRC - Calgary (1967)
- 2.12 T.H.Burnett et al., Nucl.Instr.Meth.Phys.Res. A251, 583(1986)

Legendas das Figuras - Capítulo 2

Fig. 2.1 - Espectro primário integral de protons e nucleos de He determinado pela Colaboração JACEE [(2.12)].

Fig. 2.2 - Fluxo diferencial nucleônico ao nível do mar. Obteve-se os dados experimentais nas Refs. [2.3] (*), [2.4] (□) e [2.5] (○). O fluxo foi calculado com a parametrização proposta por Grigorov (1-2) e $\beta = 0.0$

Fig. 2.3 - Fluxo diferencial nucleônico calculado nas profundidades 20, 200, 530 g/cm² utilizando-se a parametrização proposta por Grigorov (1-2) e $\beta = 0.0$. Os dados experimentais foram obtidos na Ref. [2.6]

Fig. 2.4 - Variação do fluxo diferencial nucleônico em função da profundidade atmosférica, calculado com a parametrização proposta por Grigorov (1-2) e $\beta = 0.0$.

Fig. 2.5 - Fluxo diferencial nucleônico em $t = 1030$ g/cm², calculado com as parametrizações propostas por: a) Grigorov ($\times 10^3$) com $\beta = 0.0$, b) Liland com $\beta = 0.7$, c) Hillas ($\times 10^{-3}$) com $\beta = 0.7$. Os dados experimentais foram obtidos nas Refs. [2.3-2.5].

Fig. 2.6 - Fluxo diferencial nucleônico, calculado com a parametrização proposta por Liland com $\beta = 0.7$, nas profundidades 20, 200, 530 g/cm. Os dados experimentais são da Ref. [2.12]

Fig. 2.7 - Fluxo diferencial nucleônico, calculado com a parametrização proposta por Hillas com $\beta = 0.7$, nas profundidades 20, 200, 530 g/cm. Os dados experimentais são da Ref. [2.12]

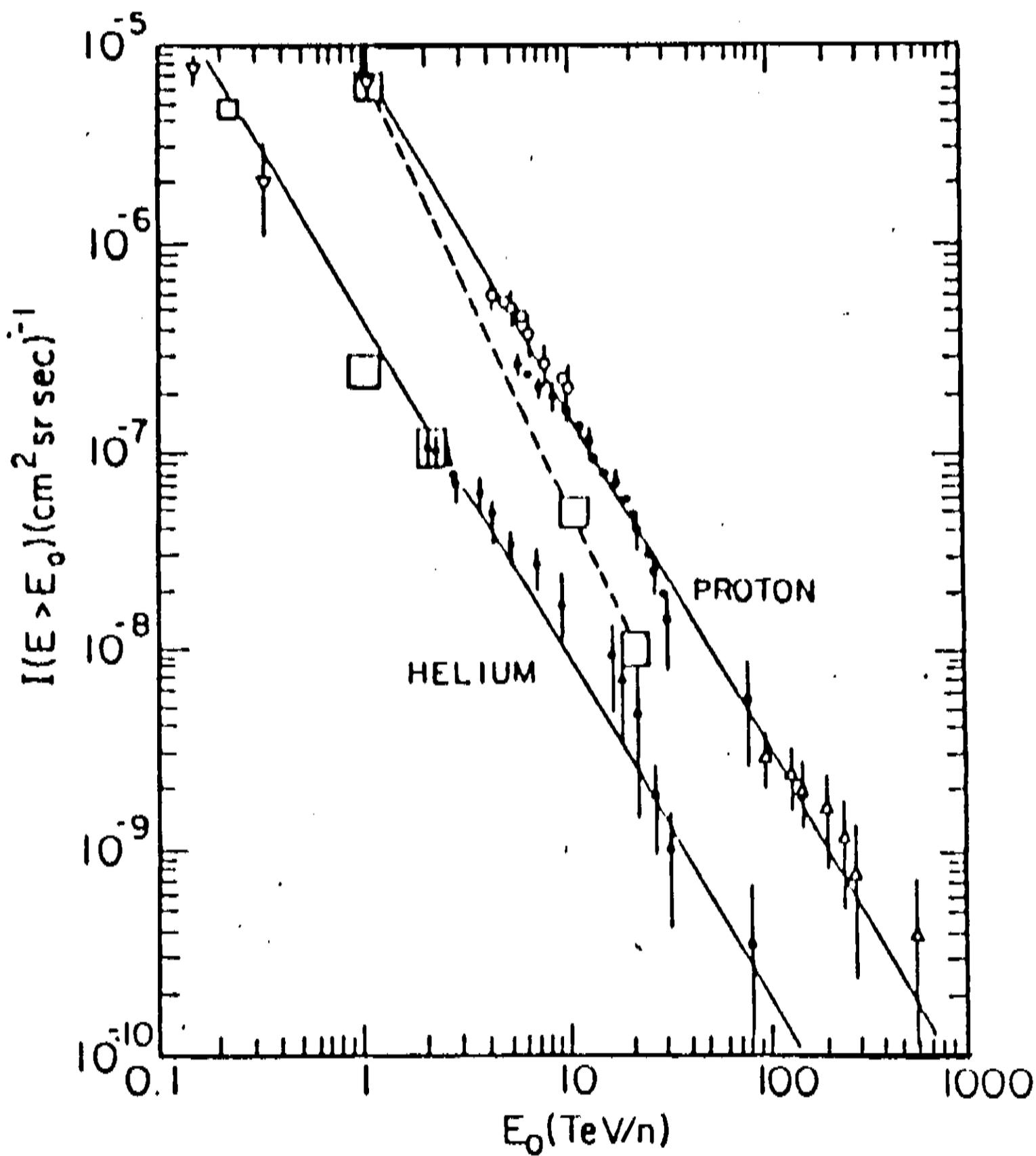


Fig. 2.1

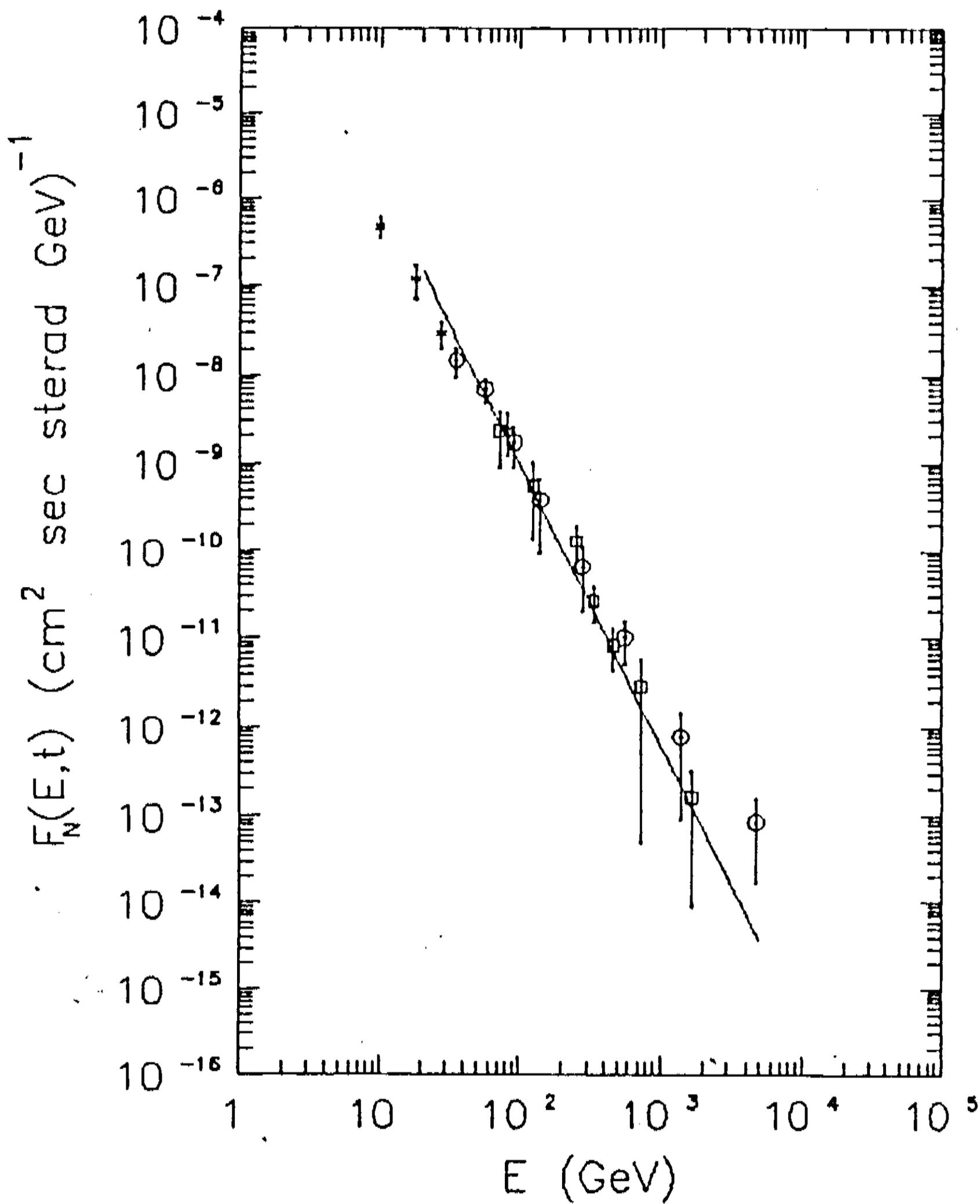


Fig. 2.2

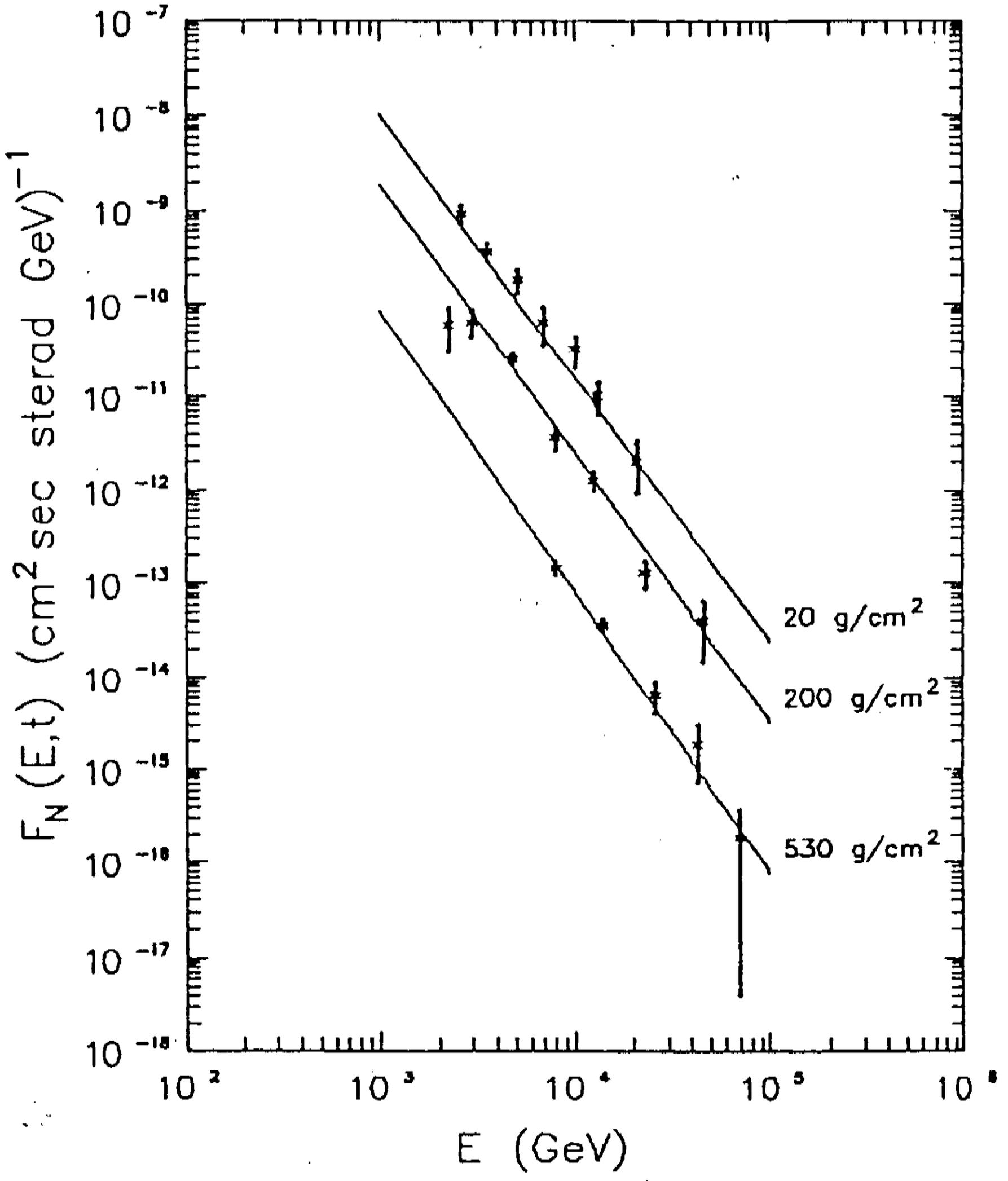


Fig. 2.3

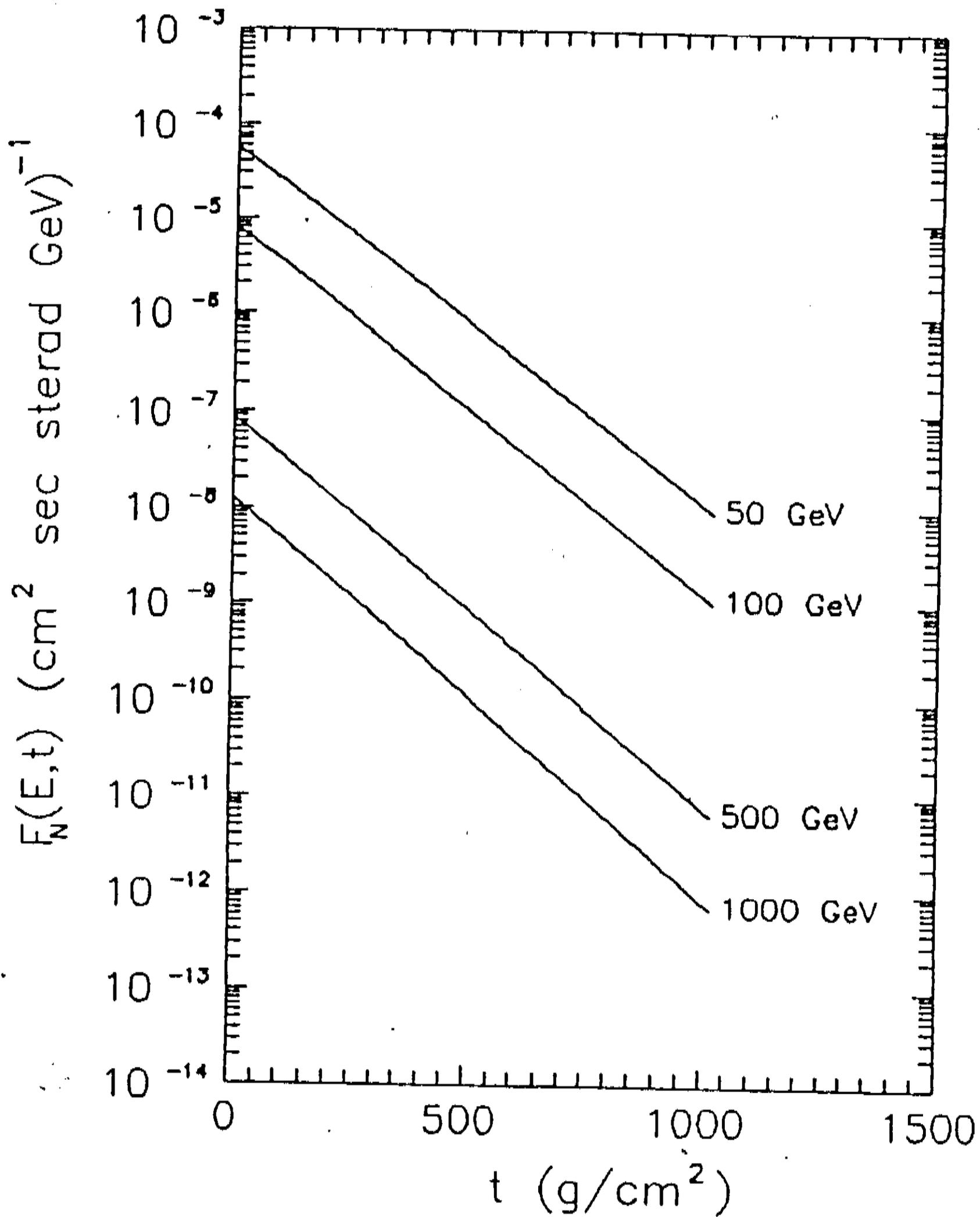


Fig. 2.4

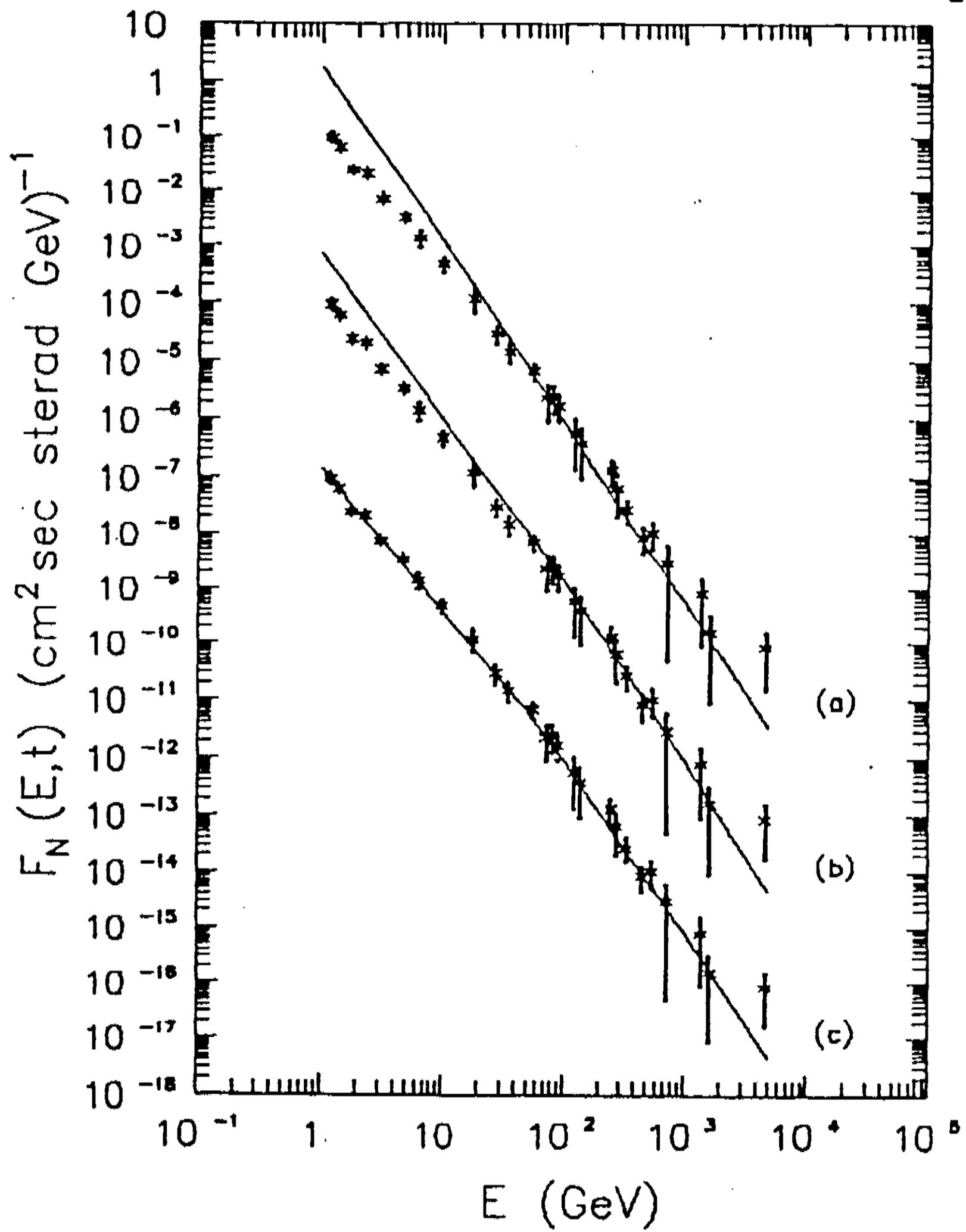


Fig. 2.5

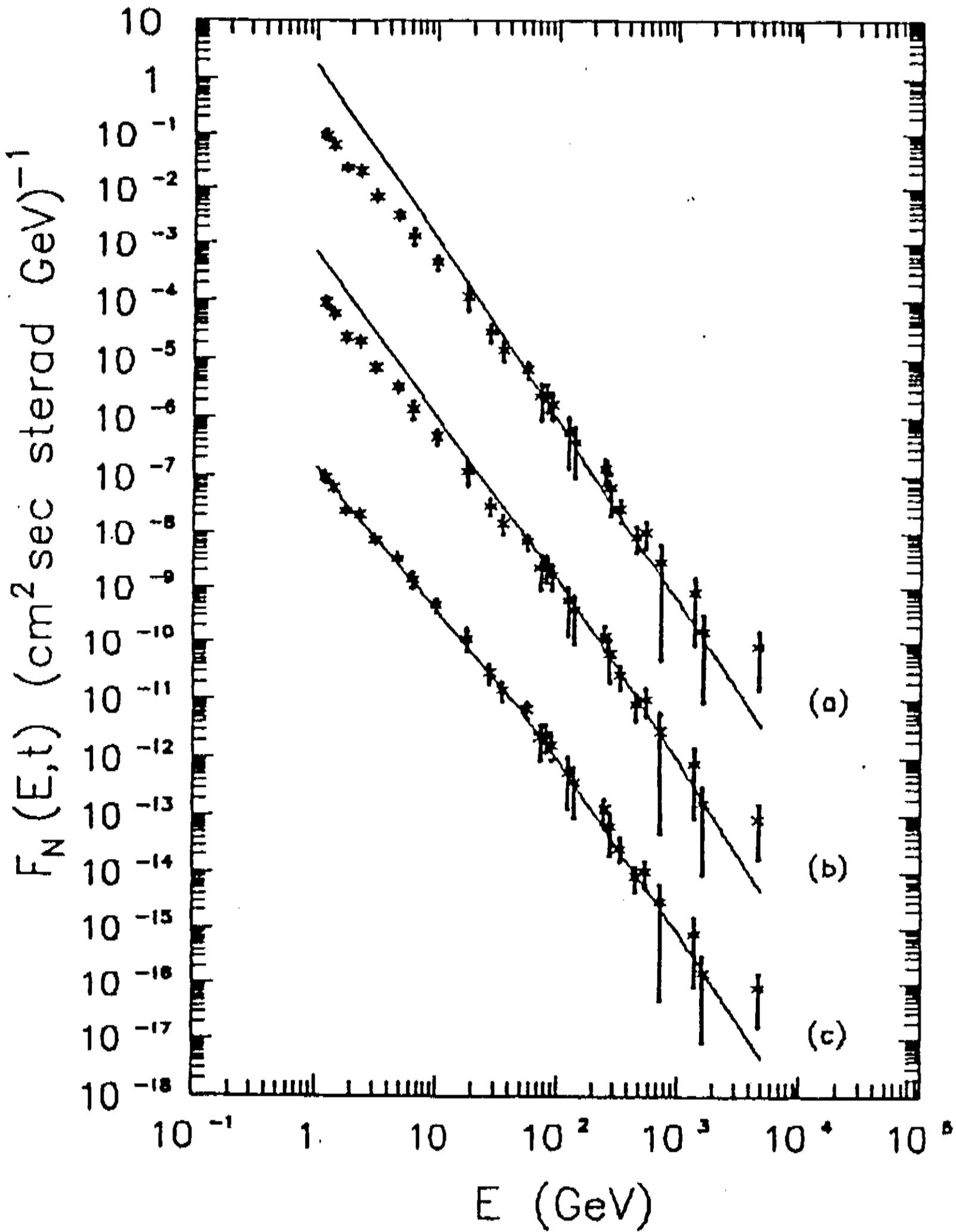


Fig. 2.5

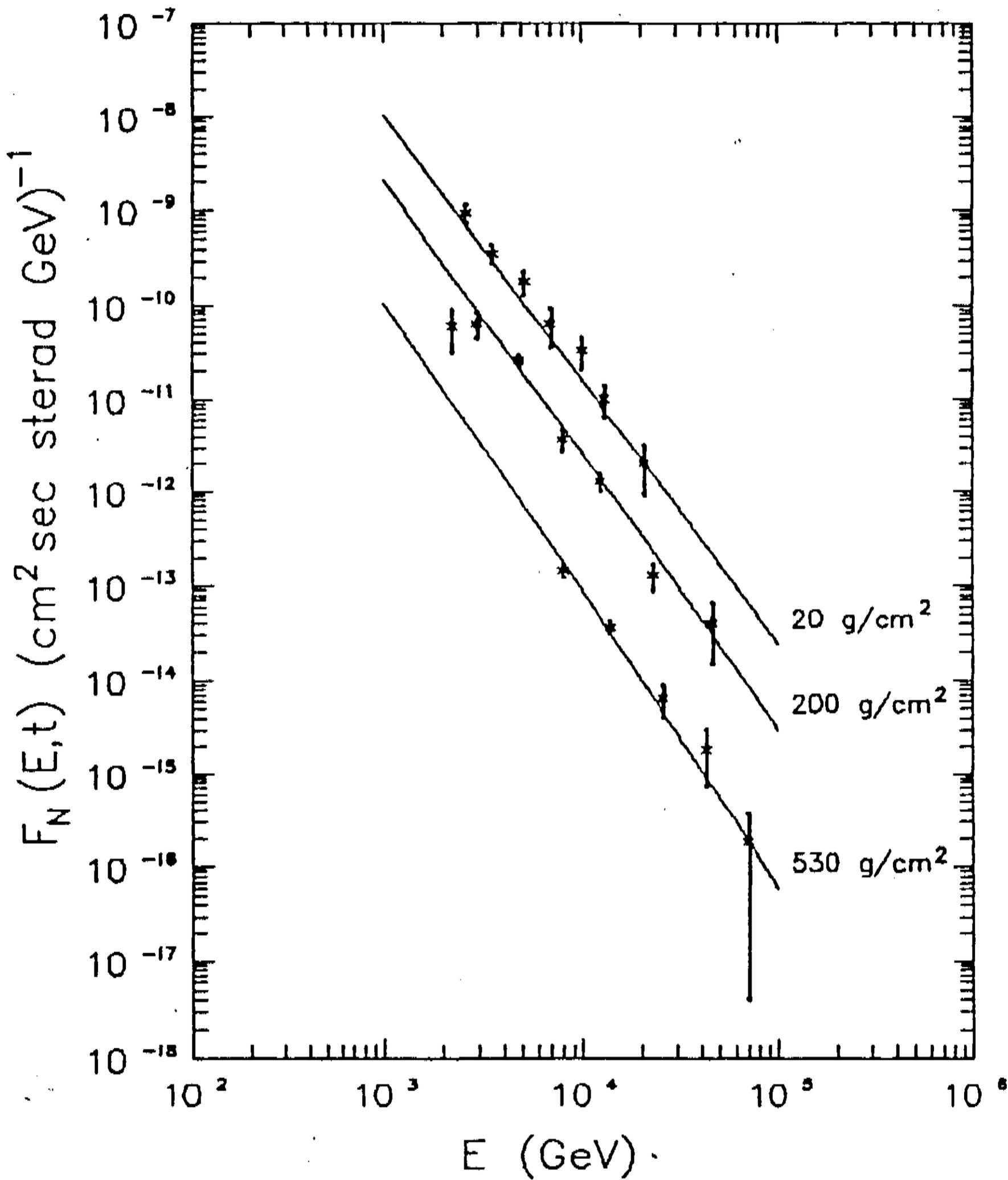


Fig. 2.6

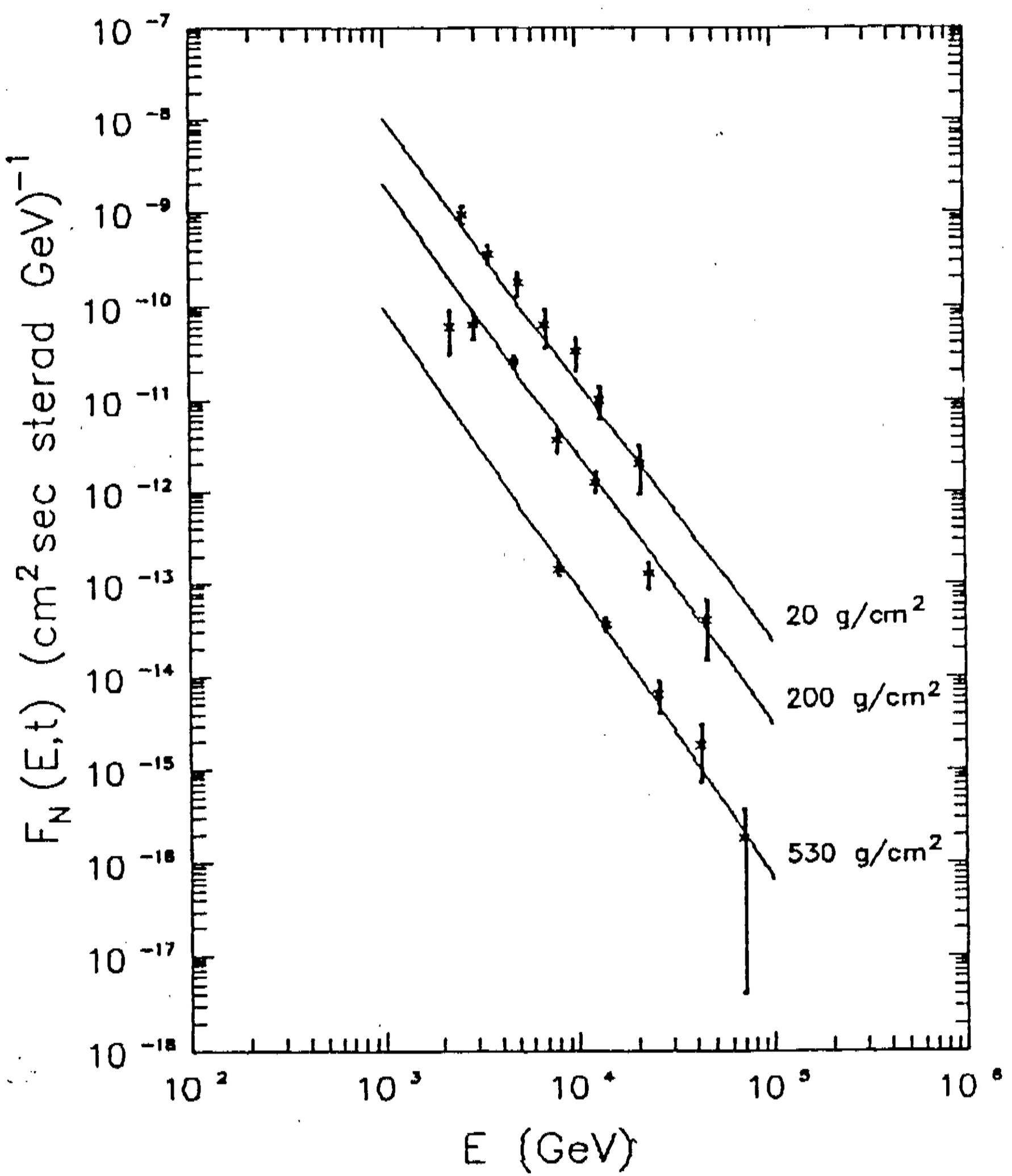


Fig. 2.7

Capítulo 3

Componente Hadrônica

No capítulo anterior analisamos o comportamento da componente nucleônica da radiação cósmica na sua passagem pela atmosfera, resolvendo a equação de difusão unidimensional quando o caminho livre médio de interação núcleon-ar depende da energia e a distribuição de elasticidade não é uniforme.

Os resultados obtidos indicam que as três parametrizações reproduzem, em diferentes profundidades atmosféricas, os dados experimentais para $E > 20$ GeV. Porém, se considerarmos intervalos maiores de energia, $1 \text{ GeV} \leq E \leq 10 \text{ TeV}$, a melhor concordância é obtida pela parametrização proposta por Hillas, embora nas regiões de energias mais altas ($E \gg 20 \text{ GeV}$) não exista diferença entre esta e a parametrização proposta por Liland, pois ambas apresentam o mesmo comportamento assintótico.

Estimulados por esses resultados, analisamos o comportamento da componente hadrônica da radiação cósmica. Para tanto, resolvemos a equação de difusão unidimensional, supondo que, na região de altas energias ($E > 1 \text{ TeV}$), somente pions são produzidos nas interações núcleon-ar e pion-ar. Supomos também, que a distribuição de elasticidade é expressa por 1-11 com $\beta = 0.7$, pois neste caso a elasticidade média encontra-se dentro do intervalo sugerido por Jones [1.50].

Finalmente, como os dados experimentais de fluxo hadrônico que vamos analisar estão na região de energias acima de TeV, escolhemos a parametrização proposta por Liliand para o livre caminho médio de interação. Os dados experimentais que serão analisados são aqueles da Colaboração Mt. Fuji ($t = 650 \text{ g/cm}^2$) [3.2,3.3] e os da Colaboração Kanbala ($t = 520 \text{ g/cm}^2$) [3.4,3.5].

3.1 Solução da Equação de Difusão da Componente Piônica

As equações de difusão unidimensionais que descrevem o comportamento da componente hadrônica são :

$$\frac{\partial F_N(E,t)}{\partial t} = - \frac{1}{\lambda_N(E)} F_N(E,t) + \int_0^1 f_N(\sigma_N) \frac{1}{\lambda_N(E/\sigma_N)} F_N(E/\sigma_N,t) \frac{1}{\sigma_N} d\sigma_N \quad 3-1$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_\pi(E,t)}{\partial t} = & - \frac{1}{\lambda_\pi(E)} F_\pi(E,t) + \\ & + \int_0^1 f_\pi(\sigma_\pi) \frac{1}{\lambda_\pi(E/\sigma_\pi)} F_\pi(E/\sigma_\pi,t) \frac{1}{\sigma_\pi} d\sigma_\pi + \\ & + \int_0^1 \phi_N(x) \frac{1}{\lambda_N(E/x)} F_N(E/x,t) \frac{1}{x} dx + \\ & + \int_0^1 \phi_\pi(x) \frac{1}{\lambda_\pi(E/x)} F_\pi(E/x,t) \frac{1}{x} dx \end{aligned}$$

onde, para $i = N, \pi$, $F_i(E, t) dE$ é o fluxo diferencial com energia entre E e $E + dE$ na profundidade atmosférica t , $\lambda_i(E)$ e $f_i(\sigma_i)$ são, respectivamente, o caminho livre médio e a distribuição de elasticidade e $\phi_i(x)$ é a distribuição dos pions produzidos em colisões núcleon-ar e pion-ar.

As condições de contorno são dadas por

$$F_N(E, 0) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \quad e \quad 3-3$$

$$F_\pi(E, 0) = 0 \quad ,$$

pois o fluxo das partículas primárias não contém pions e a distribuição energética é a do JACEE dada pela Eq. [2-12].

Como a solução da equação de difusão da componente nucleônica é conhecida (2-23), buscaremos a solução da equação de difusão da componente piônica. Para tanto, definiremos os seguintes operadores :

$$\hat{\sigma}_\pi g(E) = \int_0^1 f_\pi(\sigma_\pi) g(E/\sigma_\pi) \frac{1}{\sigma_\pi} d\sigma_\pi \quad , \quad 3-4$$

$$\hat{\Sigma}_i g(E) = \int_0^1 \phi_i(x) g(E/x) \frac{1}{x} dx \quad (i=N, \pi) \quad 3-5$$

Desta forma, podemos reescrever a equação 3-2 :

$$\frac{\partial F_{\pi}}{\partial t} = - \left\{ \hat{1} - \hat{\sigma}_{\pi} - \hat{\Sigma}_{\pi} \right\} \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)} F_{\pi}(E, t) + \hat{\Sigma}_N \frac{1}{\lambda_N(E)} F_N(E, t) .$$

3-6

A solução desta equação que satisfaz as condições de contorno 3-3 é

$$F_{\pi}(E, t) = \int_0^t \mathcal{F}_{\pi}(E, z) dz ,$$

3-7

onde

$$\mathcal{F}_{\pi}(E, z) = \exp\left\{- (t-z) \left(\hat{1} - \hat{\sigma}_{\pi} - \hat{\Sigma}_{\pi} \right) \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)}\right\} \hat{\Sigma}_N \frac{1}{\lambda_N(E)} F_N(E, z)$$

3-8

Do ponto de vista matemático é complicado obter uma solução exata para a equação 3-7, principalmente quando supomos que as parametrizações para $\lambda_i(E)$ e $f_i(\sigma_i)$ ($i=N, \pi$) sejam arbitrárias. Superamos esta dificuldade utilizando a mesma sistemática do capítulo anterior. Assumimos uma aproximação naïve, a qual tem como ponto de partida a utilização de uma parametrização do tipo lei de potência para o caminho livre médio de interação (2-3). Primeiramente, vamos reescrever a expressão 2-11

$$F_N(E, z) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{z^n}{n!} \left\{ \frac{1}{\lambda_N(E)} \right\}^n \Pi_n$$

3-9

sendo que $\Pi_0 = 1$ e para $n \geq 1$

$$\Pi_n = \prod_{j=1}^n \left\{ 1 - \langle \sigma_N^{\gamma-j\alpha} \rangle \right\}$$

Aplicando o operador $\hat{\Sigma}_N$ na Eq. 3-9

$$\hat{\Sigma}_N \frac{1}{\lambda_N(E)} F_N(E, z) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \frac{1}{\lambda_N(E)}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{z^n}{n!} \left\{ \frac{1}{\lambda_N(E)} \right\}^n \Pi_n g_N(\gamma, n, \alpha)$$

onde

$$g_N(\gamma, n, \alpha) = \int_0^1 \phi_N(x) x^{\gamma-(n+1)\alpha} dx$$

Desta forma, $\mathcal{F}_n(E, z)$ será dado por :

$$\mathcal{F}_n(E, z) = \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \frac{(t-z)^s}{s!}$$

$$\left\{ [\hat{1} - \hat{\sigma}_n - \hat{\Sigma}_n] \frac{1}{\lambda_n(E)} \right\} \hat{\Sigma}_N \frac{1}{\lambda_N(E)} F_N(E, 0)$$

Com base no modelo a quarks podemos, numa primeira aproximação, escrever $\lambda_{\pi}(E) = (3/2)\lambda_N(E)$. Deste modo, mesmo que a parametrização do caminho livre médio de interação seja arbitrária, podemos efetuar a soma em s na expressão 3-10 utilizando o procedimento empregado para calcular a componente nucleônica. Obtemos, desta forma, a expressão :

$$\mathcal{F}_{\pi}(E, t) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{z^n}{n!} \pi_n g_N(\gamma, n, \omega) S_N(E, z) \quad , \quad 3-11$$

onde

$$S_N(E, z) = \exp\left\{- (t - z) \bar{H}_{\pi}(n, E)\right\} P_{\pi}(E, z, n) \quad , \quad 3-12$$

$$\bar{H}_{\pi}(n, E) = H_{\pi}(E) \left\{ 1 - n \frac{A_{\pi}(E) - C_{\pi}(E)}{C_{\pi}(E)} \right\} \quad , \quad 3-13$$

$$H_{\pi}(E) = \frac{3}{2} C_{\pi}(E) - \frac{1}{2} A_{\pi}(E) \quad , \quad 3-14$$

$$A_{\pi}(E) = \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)} \left\{ 1 - \langle \sigma_{\pi}^{\gamma} \rangle - g_{\pi}(\gamma) \right\} \quad , \quad 3-15$$

$$C_{\pi}(E) = \frac{1}{\lambda_{\pi}(E)} - \left\langle \frac{\sigma_{\pi}^{\gamma}}{\lambda_{\pi}(E/\sigma_{\pi})} \right\rangle - g_{\pi}(\gamma, E) \quad , \quad 3-16$$

$$g_{\pi}(\gamma, E) = \int_0^1 \phi_{\pi}(x) \frac{1}{\lambda_{\pi}(E/x)} x^{\gamma} dx \quad 3-17$$

e

$$P_{\pi}(E; z, n) = 1 + \frac{A_{\pi}(E) - C_{\pi}(E)}{C_{\pi}(E)} n \left\{ (t-z) \bar{H}_{\pi}(n, E) - (t-z)^2 \bar{H}_{\pi}^2(n, E) \right\} \quad 3-18$$

Como $(A_{\pi}(E) - C_{\pi}(E))/C_{\pi}(E) \ll 1$, podemos expandir $S_n(E, z)$, tomando somente o termo de primeira ordem em $(A_{\pi}(E) - C_{\pi}(E))/C_{\pi}(E)$, obtendo :

$$S_n(E, z) \cong \exp\left\{-(t-z)H_{\pi}(E)\right\} \left[1 + n(t-z)H_{\pi}(E) \frac{A_{\pi}(E) - C_{\pi}(E)}{C_{\pi}(E)} + \frac{A_{\pi}(E) - C_{\pi}(E)}{2C_{\pi}(E)} \left\{ (t-z)H_{\pi}(E) - (t-z)^2 H_{\pi}^2(E) \right\} \right] \quad 3-19$$

Efetuamos a soma na expressão 3-11 utilizando o mesmo procedimento do capítulo anterior, obtendo para $\mathcal{F}_{\pi}(E, z)$:

$$\mathcal{F}_{\pi}(E, z) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp\left\{-zH_N(E) - (t-z)H_{\pi}(E)\right\} D_{\pi}(E, z) \quad 3-20$$

onde

$$D_{\pi}(E, z) = g_N(\gamma, E) \left\{ P_N(E, z) P_{\pi}(E, z) - \frac{A(E) - C(E)}{C_{\pi}(E)} z(t-z) H_{\pi}(E) \right\} \\ - \left\{ g_N(\gamma, E) - \frac{g_N(\gamma, E)}{\lambda_N(E)} \right\} z H_N(E) P_{\pi}(E, z) ,$$

3-21

onde $H_N(E)$ e $P_N(E, z)$ são dados, respectivamente, pelas expressões 2-25 e 2-26,

$$P_{\pi}(E, z) = 1 + \frac{A(E) - C(E)}{2C_{\pi}(E)} \left\{ (t-z) H_{\pi}(E) - (t-z)^2 H_{\pi}^2(E) \right\} \quad 3-22$$

e

$$g_N(\gamma, E) = \int_0^1 \phi_N(x) x^{\gamma} \frac{1}{\lambda_N(E/x)} dx \quad 3-23$$

Para obter o fluxo diferencial piônico, $F_{\pi}(E, t)$, resta-nos efetuar a integração de $\mathcal{F}_{\pi}(E, z)$ do topo da atmosfera até a profundidade t (3-7). De posse deste resultado o fluxo diferencial hadrônico será :

$$F_H(E, t) = F_N(E, t) + F_{\pi}(E, t) \quad , \quad 3-24$$

onde $F_N(E,t)$ é o fluxo diferencial nucleônico dado pela expressão 2-23.

Como a maioria dos experimentos determinam o fluxo hadrônico integral, necessitamos efetuar a integração sobre a energia na expressão 3-24,

$$\begin{aligned}
 I_H(>E,t) &= \int_E^{\infty} [F_N(E',t) + F_{\pi}(E',t)] dE' \\
 &= I_N(>E,t) + I_{\pi}(>E,t) \quad , \quad 3-25
 \end{aligned}$$

onde $I_N(>E,t)$ e $I_{\pi}(>E,t)$ são, respectivamente, o fluxo integral de núcleons e pions na profundidade atmosférica t , com energia maior que E .

Para podermos efetuar a integração do fluxo diferencial hadrônico necessitamos explicitar a parametrização para o caminho livre médio de interação. Utilizamos em nosso cálculo a parametrização proposta por Liland (1-8) e, como estamos interessados em comparar os nossos resultados com dados experimentais obtidos em detetores de câmaras de emulsão que atuam na região de energia $E > 1$ TeV, descartamos os termos que contêm

$$\frac{B_N(E)}{A_N(E)}$$

$$\frac{A \cdot C(E) - C \cdot C(E)}{C \cdot C(E)}$$

nas expressões 2-23, 3-21 e 3-22, pois sua contribuição é muito menor que a dos termos remanecentes.

Quando utilizamos a parametrização proposta por Liland todas as integrais que devemos calcular são do tipo [3.1]

$$\int_{x_0}^{\infty} x^{-(\gamma+1)} \exp\{-A \ln^2(x) - B \ln(x) - C\} dx =$$

$$= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{A}} \exp\left\{\frac{(B + \gamma)^2}{4A} - C\right\} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\sqrt{A} \ln(x_0) + \frac{B + \gamma}{2\sqrt{A}}\right)\right],$$

a qual no limite de altas energias, $x_0 \gg 1$, pode ser reescrita como

$$\frac{1}{2A \ln(x_0) + B + \gamma} \exp\left\{\frac{(B + \gamma)^2}{4A} - C - \frac{1}{4A} (2A \ln(x_0) + B + \gamma)^2\right\}$$

Utilizando este resultado obtemos para o fluxo nucleônico integral :

$$I_N(>E, t) = N_0 E^{-(\gamma+1)} \exp\{-tH_N(E)\} \left(\frac{1}{2A_N \ln(E/E_0) + C\gamma - B_N(t)} \right),$$

3-26

onde

$$A_N(t) = t \frac{a}{\lambda_N^0} [1 - \langle \sigma_N^\gamma \rangle] \quad \text{e} \quad 3-27$$

$$B_N(t) = t \frac{a}{\lambda_N^0} \langle \sigma_N^\gamma \ln(\sigma_N) \rangle \quad 3-28$$

e para o fluxo integral piônico

$$I_\pi(>E, t) = g_N(\gamma, E) I_\pi^1 + \left\{ 2g_N(\gamma) (a/\lambda_N^0) \ln(E/E_0) - \right. \\ \left. - (2a/\lambda_N^0) g_N(\gamma \cdot \ln(x)) \right\} I_\pi^2 + (2a/\lambda_N^0) g_N(\gamma) I_\pi^3,$$

3-29

onde

$$I_\pi^u = N_0 E^{-(\gamma+1)} \frac{1}{H_N(E) - H_\pi(E)} \left\{ \delta^{-u} \exp(-tH_\pi(E)) - \right. \\ \left. - (\rho + \delta)^{-u} \exp(-tH_N(E)) \right\}$$

com $u = 1, 2, 3$ e

$$\delta = \gamma + 2K_{\pi}(t) \ln(E/E_0) - B_{\pi}(t)$$

$$\rho = 2 \left\{ A_N(t) - K_{\pi}(t) \right\} \ln(E/E_0) - B_N(t) + B_{\pi}(t)$$

$$K_{\pi}(t) = t \frac{a}{\lambda_0^{\pi}} \left\{ 1 - \langle \sigma_N^{\gamma} \rangle - g_{\pi}(\gamma) \right\}$$

$$B_{\pi}(t) = 3t \frac{a}{\lambda_0^{\pi}} \left\{ \langle \sigma_N^{\gamma} \ln(\sigma_N) \rangle + g_{\pi}(\gamma, \ln(x)) \right\}$$

sendo que

$$\langle \sigma_N^{\gamma} \rangle = (1 + \beta_N) \int_1^{\infty} (1 - \sigma_N)^{\beta_N} \sigma_N^{\gamma} d\sigma_N$$

$$g_i(\gamma) = \int_0^1 \phi_i(x) x^{\gamma} dx$$

$$g_i(\gamma, E) = \int_0^1 \phi_i(x) \frac{1}{\lambda_1(E/x)} x^{\gamma} dx \quad (i=N, \pi)$$

$$g_1(\gamma, \ln(x)) = \int_0^1 \phi_1(x) x^\gamma \ln(x) dx \quad (1=N, \pi)$$

$$\langle \sigma_\pi^\gamma \rangle = (1 + \beta_\pi) \int_0^1 (1 - \sigma_\pi)^{\beta_\pi} \sigma_\pi^\gamma d\sigma_\pi$$

$$\langle \sigma_\pi^\gamma \ln(\sigma_\pi) \rangle = (1 + \beta_\pi) \int_0^1 (1 - \sigma_\pi)^{\beta_\pi} \sigma_\pi^\gamma d\sigma_\pi$$

Com este resultado foi possível efetuar a comparação entre o fluxo integral hadrônico e os dados experimentais das colaborações Mt. Fuji (650 g/cm²) [3.2,3.3] e Kambala (530 g/cm²) [3.4,3.5].

3.2 Dados Experimentais

Vimos como obter a solução da equação de difusão unidimensional da componente piônica da radiação cósmica que, em conjunto com a solução para a componente nucleônica (2-23), nos permite determinar o fluxo diferencial e/ou integral da componente hadrônica da radiação cósmica numa profundidade atmosférica t . Antes, porém, de analisarmos os resultados obtidos teremos alguns comentários com relação aos dados experimentais que

utilizaremos.

Existem vários métodos para a determinação do fluxo hadrônico. De maneira geral, podemos dividi-los em duas categorias: os detetores de chuveiros extensos (EAS) e os detetores de câmaras de emulsão. Os detetores de EAS registram a componente carregada dos chuveiros, principalmente muons e eletrons, os quais permitem, através da aplicação de modelos, determinar a energia e o tipo de partícula, gama ou hádron, responsável pela sua produção. Já os detetores de câmaras de emulsão registram a componente eletromagnética e carregada da cascata hadrônica, principalmente π^0 ($\approx 2\gamma$) e π^\pm , permitindo uma determinação praticamente direta da sua energia. Por ser uma medida direta do fluxo hadrônico, optamos pelos dados de experimentos com câmaras de emulsão.

As medidas de fluxo hadrônico que utilizamos foram obtidas em experimentos realizados na profundidade de montanhas pelas Colorações Mt. Fuji (650 g/cm^2) [3.2,3.3] e Mt. Kanbala (520 g/cm^2) [3.4,3.5].

A Colaboração Mt. Fuji efetuou medidas do fluxo integral hadrônico, na região de energia de $2 < E_H^\gamma < 50 \text{ TeV}$, utilizando detetores do tipo câmaras de emulsão constituídos, alternadamente, de material fotossensível e placas de chumbo. A escolha do material fotossensível e da espessura das placas de chumbo foi tal que permitiu a determinação simultânea do fluxo integral de hádrons, gamas e muons, sendo que a determinação do fluxo integral de muons está restrita a região de grandes ângulos

zenitais, $\theta > 70^\circ$, e ao intervalo de energia de $1 < E < 10$ TeV.

Os resultados obtidos pela Colaboração Mt. Fuji para o fluxo integral de hádrons, gamas e muons são consistentes entre si, embora não correspondam a mesma faixa de energia do fluxo primário da radiação cósmica.

Utilizamos também dois conjuntos de dados do fluxo integral hadrônico obtidos pela Colaboração Mt. Kanbala através de experimentos com detetores do tipo câmaras de emulsão. O primeiro conjunto foi obtido com uma câmara mista de Pb + Fe, onde os dados provenientes dos detetores constituídos por placas de Pb foram utilizados para calibrar os detetores compostos por placas de Fe [3.4]. Neste experimento foram obtidos dados do fluxo integral hadrônico no intervalo de energia de $3 < E_H^\gamma < 50$ TeV. Os dados do segundo conjunto, obtidos com detetores do tipo câmaras de emulsão constituídos somente por placas de Fe, foram determinados utilizando a calibração realizada na experiência anterior e encontram-se no intervalo de energia $7 < E_H^\gamma < 80$ TeV [3.5].

Embora, cuidados especiais na montagem e calibração tenham sido tomados com relação a câmara de Fe, os dados experimentais obtidos apresentam discrepâncias quando comparados com os de câmaras de chumbo.

Da mesma forma que a solução da equação de difusão da componente nucleônica, nossos resultados apresentam uma forte dependência com relação ao espectro primário que atinge o topo da atmosfera. Portanto, pelos mesmos motivos apresentados no capítulo

anterior, iremos utilizar o espectro primário determinado pela Colaboração JACEE [2.12].

3.3 Resultados Numéricos e Conclusões

Em nossa análise iremos comparar o fluxo integral hadrônico calculado através das expressões 3-26 e 3-29 com os dados experimentais, obtidos em profundidades de montanha, pelas Colorações Mt. Fuji [3.2,3.3] e Mt. Kanbala [3.4,3.5]. Porém, antes discutiremos as condições que nortearam a obtenção das soluções das equações de difusão das componentes nucleônica e piônica.

Como vimos neste capítulo e no anterior, o cálculo do fluxo diferencial nucleônico e piônico independe da escolha da distribuição de elasticidade e da parametrização para o caminho livre médio de interação, já que somente o cálculo dos valores médios presentes na solução dependem da parametrização e distribuição adotadas. Porém, quando desejamos calcular o fluxo integral necessitamos explicitar a dependência energética do caminho livre médio de interação, pois só assim é possível realizar a integração 3-25. Assim sendo, optamos pela parametrização proposta por Liland (1-8), pois na região de altas energias, $E > 1 \text{ TeV}$, seu comportamento aproxima-se assintoticamente da parametrização proposta por Hillas.

No cálculo do fluxo diferencial nucleônico supomos

que a distribuição de elasticidade nas colisões núcleon-ar é dada pela expressão 1-11, com $\beta = 0.7$. Assim garantimos que o valor da elasticidade média, $\langle \sigma \rangle = 0.37$, fosse compatível com os resultados obtidos por Jones [1.50]. O mesmo procedimento foi adotado para o cálculo do fluxo diferencial piônico, sendo que neste caso o parâmetro β na expressão 1-11 não foi fixado. O seu valor foi aquele que permitiu a melhor concordância entre os dados experimentais e o fluxo integral hadrônico calculado através das expressões 3-26 e 3-29.

Outro importante parâmetro em nosso cálculo é a distribuição dos pions produzidos em colisões núcleon-ar e pion-ar. Assumiremos que o espectro dos pions produzidos nestas colisões apresenta a mesma relação funcional que os produzidos em colisões pp, sendo dado por [3.6]

$$\phi_1 = A_1 \frac{(1-x)^4}{x}$$

onde $i = N, \pi$ e A_1 é expresso por [1.13]

$$A_1 = \frac{10}{3} \langle K_1 \rangle$$

sendo $\langle K_1 \rangle$ a inelasticidade média da colisão i-ar.

Para comparar a nossa solução para o fluxo integral hadrônico diretamente com os dados experimentais, assumiremos que a relação entre a energia do hádron, E_H , e a energia da componente eletromagnética da cascata hadrônica, E_H^γ , é dada por :

$$E_H^\gamma = \langle K_1 \rangle E_H$$

Supomos que a inelasticidade média dos γ produzidos pelo decaimento dos π^0 , $\langle K_1 \rangle$, é constante e igual a 0.25 .

Na Fig. 3.1 comparamos o fluxo integral hadrônico, na profundidade atmosférica de 650 g/cm^2 , calculado através das expressões 3-28 e 3-29, com os dados experimentais apresentados pela Colaboração Mt. Fuji. A melhor concordância foi obtida usando-se $\beta_\pi = 0.7$, o qual corresponde a uma elasticidade média para os pions, $\langle \sigma_\pi \rangle$, da ordem de 0.37 .

Nas Figs. 3.2 e 3.3 comparamos, respectivamente, o fluxo integral hadrônico, calculado numa profundidade atmosférica de 520 g/cm^2 , com os dados experimentais obtidos pela Colaboração Mt. Kanbala com câmaras de emulsão de Pb + Fe [3.4] e Fe [3.5]. Obtemos uma boa concordância somente com os dados provenientes do experimento com câmaras de emulsão de Pb + Fe, já que aqueles provenientes da câmara de emulsão de Fe mostram uma inclinação diferente com relação ao nosso resultado. Provavelmente a discrepância entre os dados da câmara de Fe e a nossa solução se deva a um problema na análise destes dados.

O comportamento do fluxo integral de pions em função da profundidade atmosférica t é apresentado na Fig. 3.4 para três valores de energia, E_H^γ . Podemos notar que o fluxo máximo ocorre numa profundidade da ordem de 100 g/cm^2 , sendo aproximadamente independente da energia no intervalo considerado.

Na Fig. 3.5 apresentamos a razão entre o fluxo integral nucleônico e hadrônico,

$$I_N(>E, t) / I_H(>E, t),$$

e o piônico e hadrônico,

$$I_\pi(>E, t) / I_H(>E, t),$$

em função da profundidade atmosférica t para três valores de energia, E_H^Y . Este resultado mostra claramente que, quando consideramos a dependência energética do caminho livre médio de interação, o fluxo integral hadrônico é predominantemente constituído de pions nas profundidades atmosféricas em que estão instalados os principais detetores de câmaras de emulsão ($500 \approx 650 \text{ g/cm}^2$).

Os nossos resultados indicam que podemos obter uma boa concordância com os dados experimentais do fluxo integral hadrônico, determinados pelas Colaborações Mt. Fuji e Mt. Kanbala, desde que a dependência da seção de choque inelástica nucleon-ar e pion-ar com a energia seja do tipo $\ln^2 E$ e a elasticidade média de núcleons e pions seja da ordem de 0.37 .

Referências - Capítulo 3

- 3.1 I. S. Gradshteyn e I. M. Ryzhik, Table of Integrals, Series and Products, Academic Press - NY (1980)
- 3.2 M. Akashi et al. Nuovo Cimento 65A, 355(1981)
- 3.3 M. Amenomori et al., 18th ICRC 11, 57(1983)
- 3.4 J. R. Ren et al., 19th ICRC 6, 204(1985)
- 3.5 J. R. Ren et al., 20th ICRC 5, 254(1987)
- 3.6 J. R. Johnson et al., Phys. Rev. D17, 1292(1978)

Legenda das Figuras - Capítulo 3

- Fig. 3.1 - Comparação entre o fluxo integral hadrônico calculado com base nas Eqs. 3-26 e 3-29 em função de E_H^Y com os dados experimentais da Colaboração Mt. Fuji ($t = 650 \text{ g/cm}$) [3.2,3.3].
- Fig. 3.2 - Comparação entre o fluxo integral hadrônico calculado com base nas Eqs. 3-26 e 3-29 em função de E_H^Y com os dados experimentais (câmara de Pb - * ; câmara de Fe - o) da Colaboração Mt. Kanbala ($t = 520 \text{ g/cm}$) [3.4].
- Fig. 3.3 - Comparação entre o fluxo integral hadrônico calculado com base nas Eqs. 3-26 e 3-29 em função de E_H^Y com os dados experimentais da câmara de Fe obtidos pela Colaboração Mt. Kanbala ($t = 520 \text{ g/cm}$) [3.5].
- Fig. 3.4 - Comportamento do fluxo integral piônico em função da profundidade atmosférica para três valores de E_H^Y .
- Fig. 3.5 - Razão entre o fluxo integral nucleônico e hadrônico (curvas tracejadas) e entre o fluxo integral piônico e hadrônico (curva contínua) em função da profundidade atmosférica para três valores de E_H^Y .

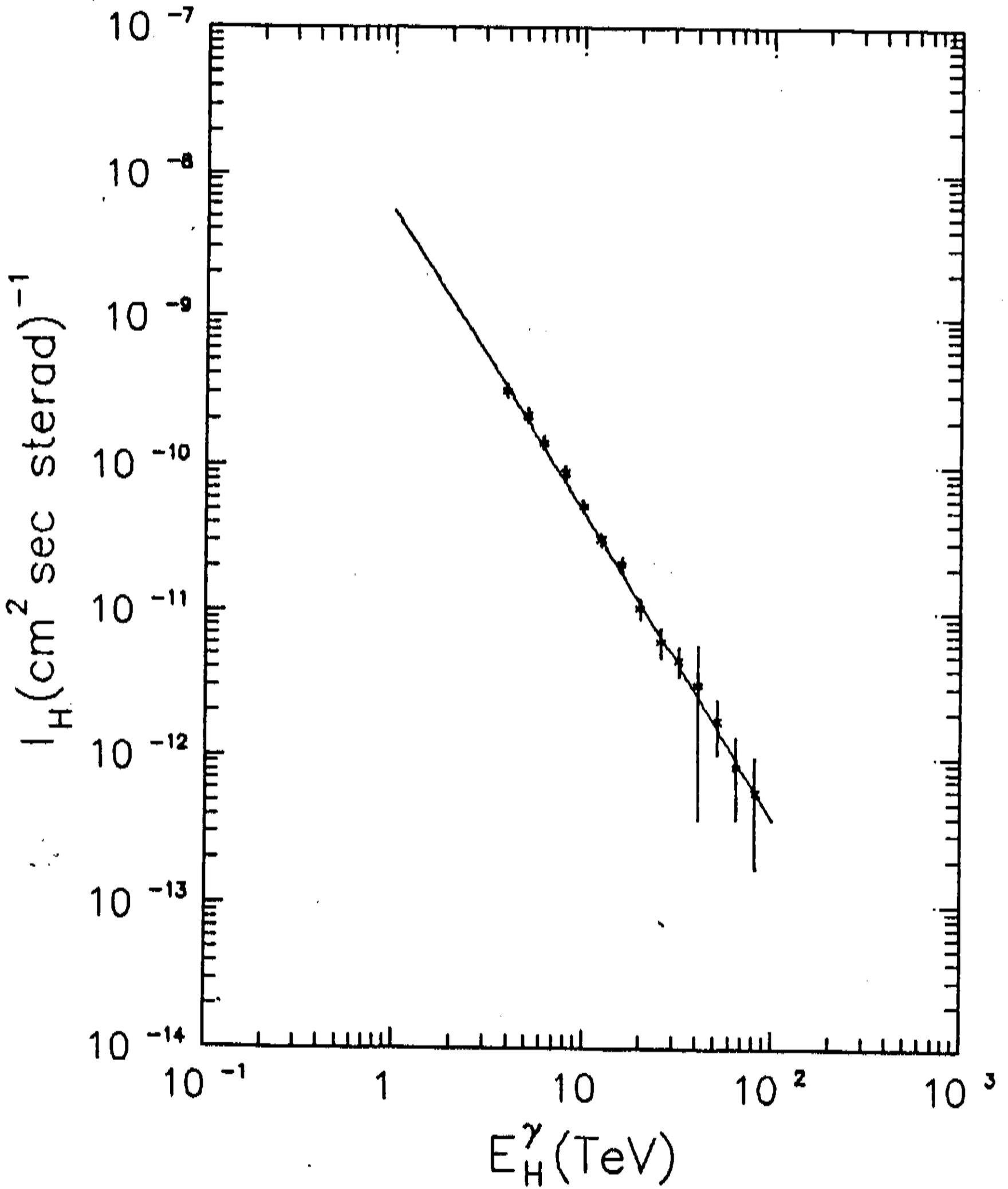


Fig. 3.1

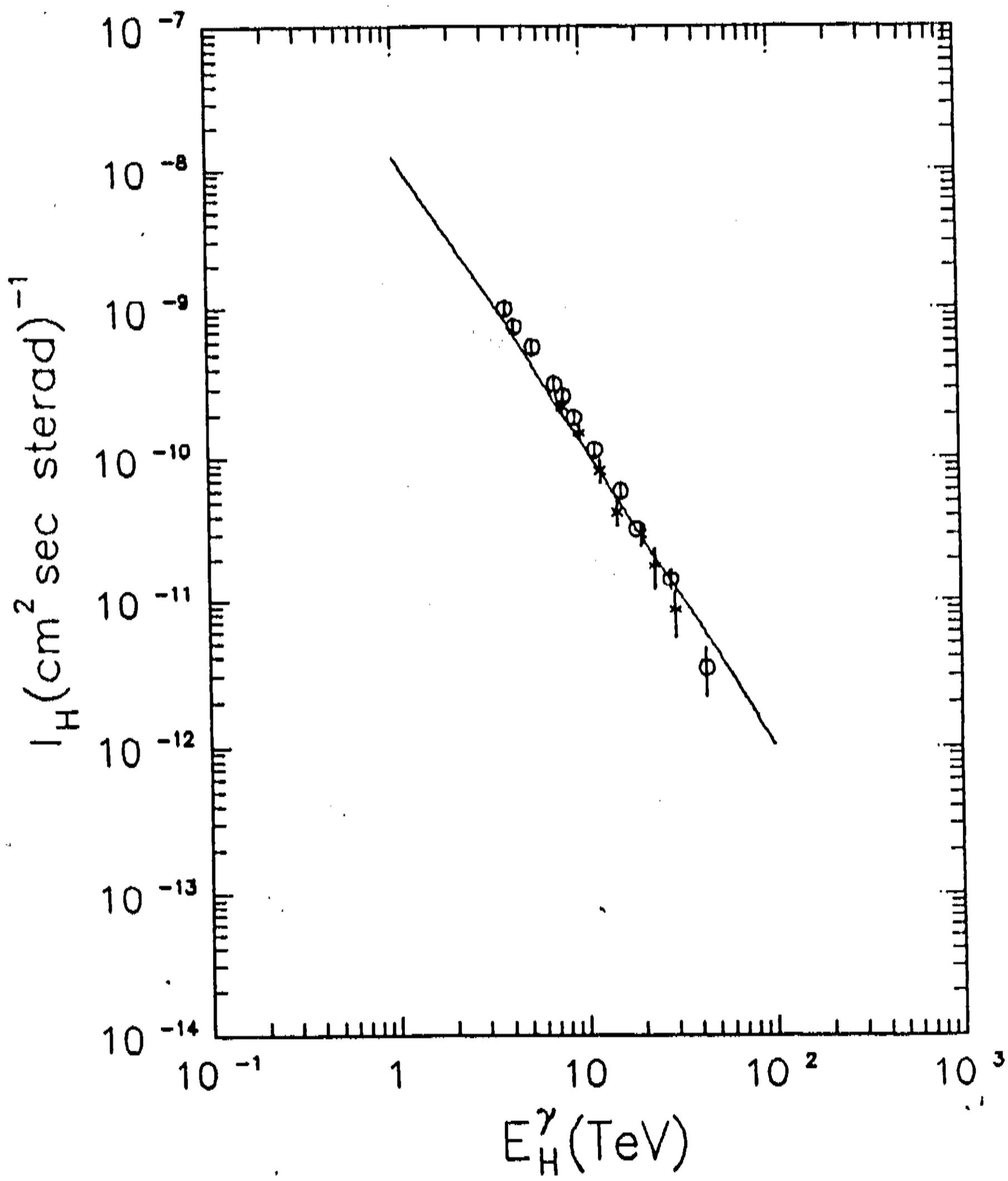


Fig. 3.2

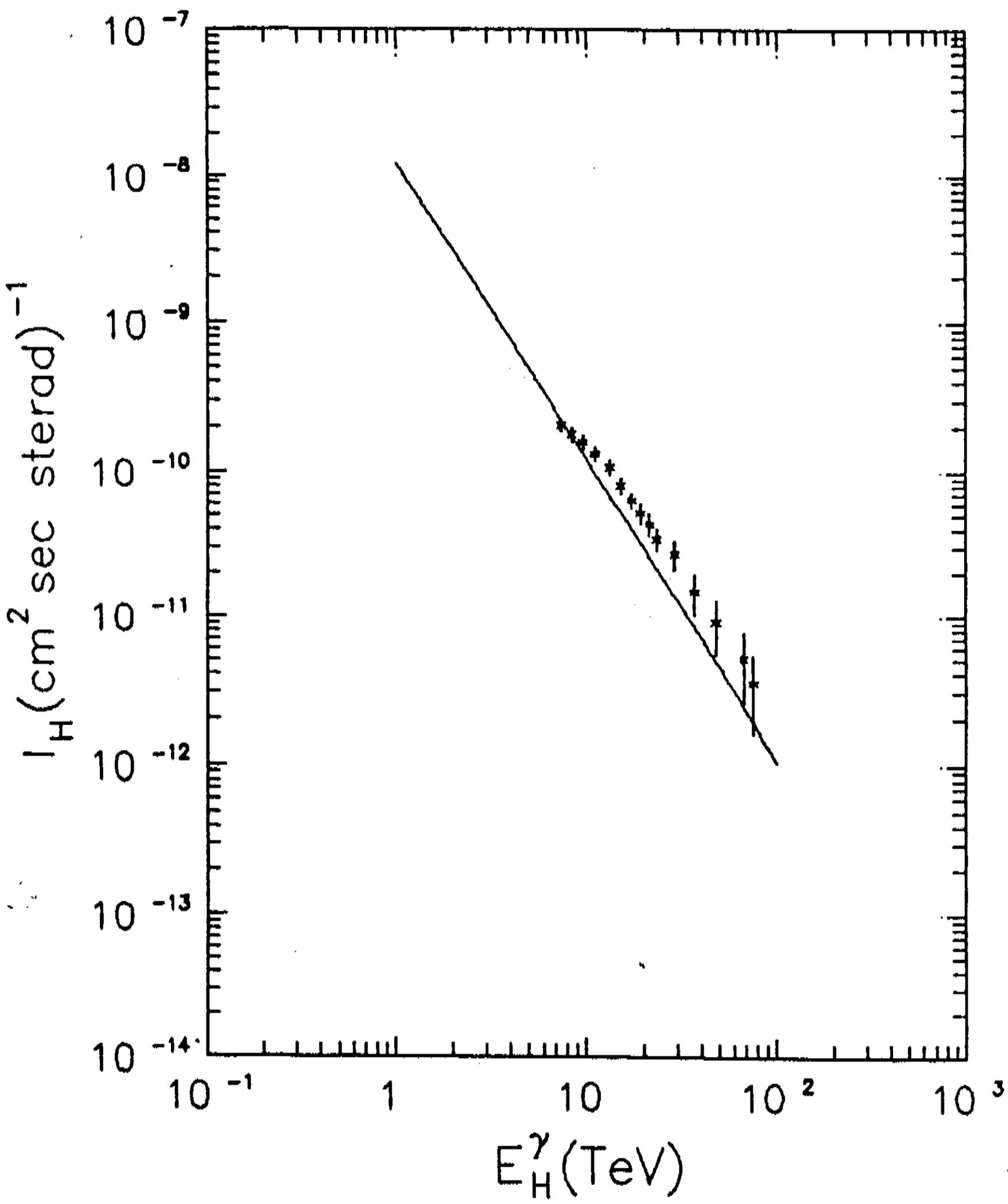


Fig. 3.3

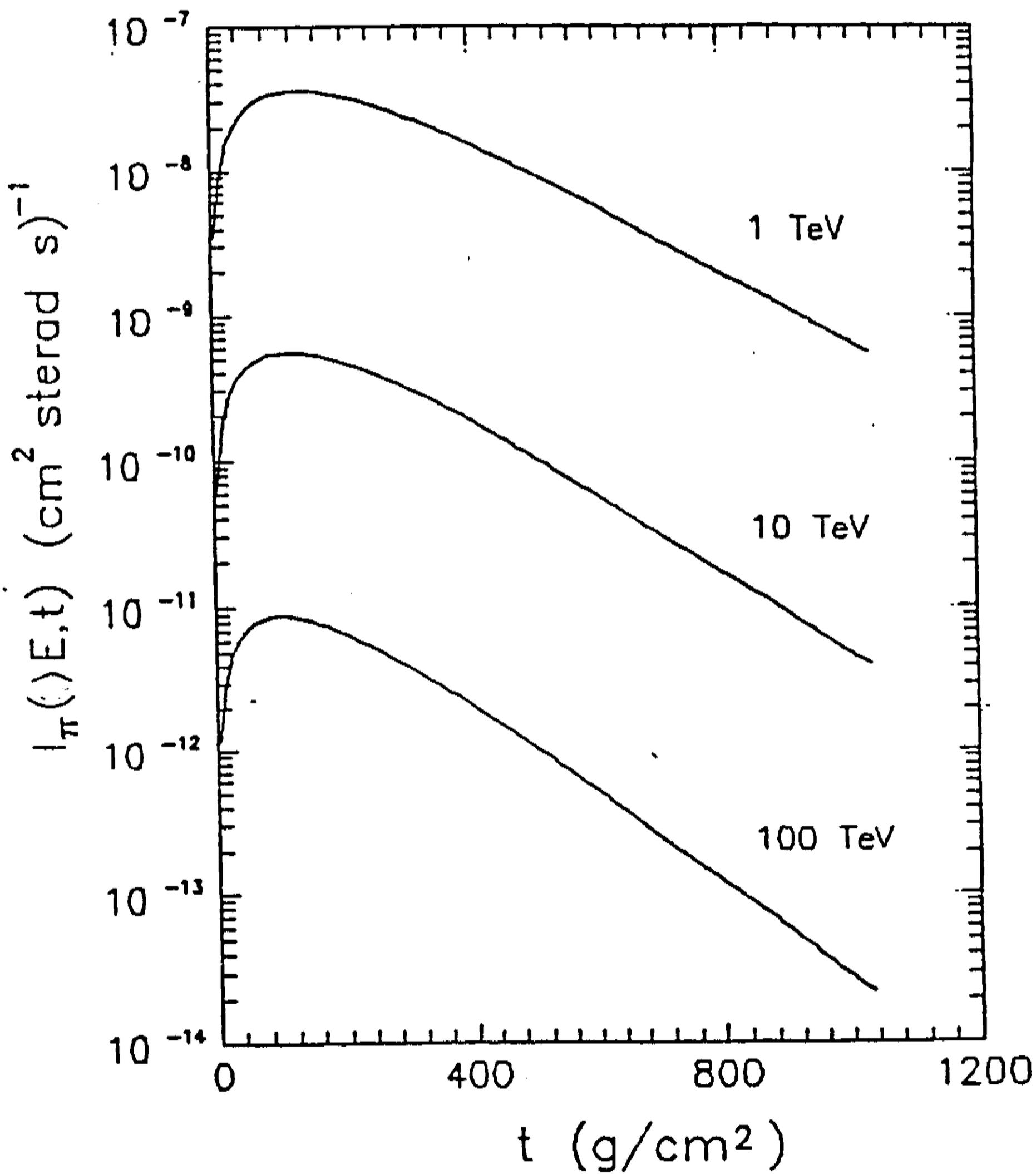


Fig. 3.4

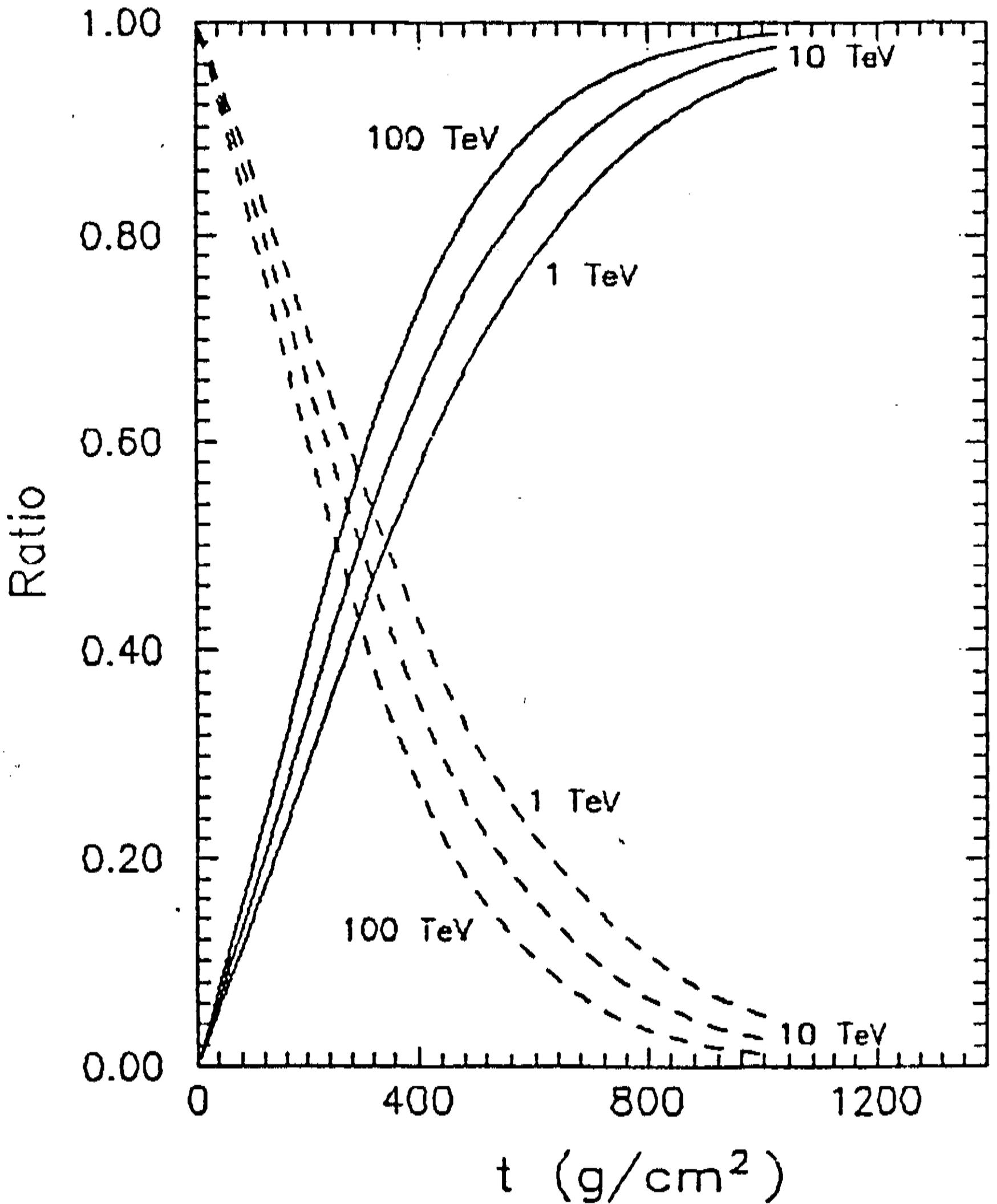


Fig. 3.5

Conclusões

Apresentamos neste trabalho um estudo sobre o comportamento da componente hadrônica da radiação cósmica na atmosfera, considerando que a seção de choque inelástica hádron-ar cresce com a energia.

Utilizando dados de reações inclusivas provenientes de experimento com aceleradores, é possível parametrizar a seção de choque inelástica em função da energia. Neste trabalho foram estudadas três tipos de parametrizações :

- a) parametrização proposta por Grigorov : apresenta uma dependência com a energia do tipo lei de potência.
- b) parametrização proposta por Liland : apresenta uma dependência energética do tipo linear na forma logarítmica ao quadrado.
- c) parametrização proposta por Hillas : apresenta a mesma dependência energética do ajuste de Amaldi et al. [1-38] para σ_{pp}^{tot} em altas energias.

Devido a seção de choque hádron-ar depender da energia, o caminho livre médio de interação também dependerá. Desta forma, buscando uma descrição mais realista da propagação da radiação cósmica, consideramos em nossa análise as três parametrizações acima.

Estudamos o comportamento da componente hadrônica da radiação cósmica, quando da sua propagação pela atmosfera, resolvendo a equação de difusão unidimensional no modelo de partícula líder. Adotou-se para o espectro de partícula líder uma distribuição que obedece a uma condição de "scale", ou seja, a distribuição depende só da fração de energia retida pela partícula líder após o espalhamento com os núcleons do ar.

Experimentalmente observa-se que em altas energias há uma rápida atenuação das cascatas hadrônicas durante sua propagação pela atmosfera. Uma possível explicação deste fenômeno pode ser encontrada na violação da condição de "scale". No entanto, mostramos neste trabalho que a rápida atenuação das cascatas hadrônicas podem ser explicadas mantendo-se o "scale" na distribuição de partícula líder, porém assumindo que a inelasticidade média hádron-ar seja maior que 0.5, valor normalmente aceito em física de raios cósmicos.

Esta hipótese está também fortemente relacionada com a parametrização escolhida para o caminho livre médio de interação. Com a parametrização proposta por Grigorov a solução da equação de difusão para a componente nucleônica apresenta uma boa concordância com os dados experimentais do fluxo nucleônico ao nível do mar, desde que a distribuição de partícula líder seja constante, fato este que implica numa inelasticidade média igual 0.5 na região de altas energias. Como vimos, esta solução não apresenta uma mudança contínua de inclinação apresentada pelos dados experimentais na região de $1 < E < 10^4$ GeV, bem como afasta-se deste na região de baixas energias.

As soluções da equação de difusão da componente nucleônica obtidas com as parametrizações propostas por Liland e Hillas descrevem adequadamente os dados experimentais na região de altas energias, sendo que ambas apresentam uma mudança contínua de inclinação. Porém, somente a solução obtida com a parametrização proposta por Hillas descreve os dados experimentais em todo intervalo de energia considerado. Em ambos os casos, utilizamos uma distribuição de partícula líder que preserva a condição de "scale", porém com uma inelasticidade média superior a 0.5 .

Analizamos também o comportamento da componente hadrônica da radiação cósmica. Nesta análise supomos que: somente núcleons e pions estão presentes na cascata hadrônica; a distribuição dos pions produzidos em colisões núcleon-ar e pion-ar satisfaz a condição de "scale" na energia; a distribuição de partícula líder dos pions é igual a dos núcleons. Escolhemos também a parametrização proposta por Liland, pois tem o mesmo comportamento assintótico da parametrização de Hillas na região de altas energias.

A comparação com os dados experimentais mostra uma excelente concordância com os dados da Colaboração Mt. Fuji [3.2,3.3] obtidos com câmaras de Pb. Já com os dados da Colaboração Mt. Kanbala a concordância só é boa com o conjunto obtido com câmaras de Pb + Fe [3.4], indicando que os dados obtidos com câmaras de Fe [3.5] devem ser reanalisados.

A questão crucial e discutível em nosso tratamento reside nas hipóteses básicas que assumimos, ou seja, variação da

inelasticidade média e o "scale" na distribuição de partícula líder e na distribuição dos pions secundários produzidos na colisão.

Neste trabalho utilizamos uma parametrização "ad hoc" para a distribuição de partícula líder, a qual mantém a condição de "scale" e favorece um espalhamento central. A distribuição adequada foi obtida tendo por base uma análise realizada por Jones [1.50] acerca da inelasticidade em reações inclusivas, a qual mostra que a inelasticidade média deve ser maior que 0.5. Utilizando-se desta condição encontramos a distribuição de partícula líder que possibilitou a melhor concordância entre os dados experimentais e nossos resultados.

Resta saber se essas suposições estarão de acordo com os dados de mais alta energia provenientes dos futuros aceleradores.

Recentemente Bellandi [4.1] realizou uma análise dos dados da componente nucleônica na atmosfera, supondo o caminho livre médio de interação constante e usando uma distribuição de partícula líder proposta, com base no estudo das funções de overlap inelásticas por Dias de Deus [1.49].

Dias de Deus constroi sua distribuição de partícula líder baseando-se numa observação de Chou, Yang e Yen [4.2], na qual é possível relacionar a distribuição de pseudorapidez com a colisão no parâmetro de impacto para todos os dados do CERN SPS $p\bar{p}$ Collider.

A energia liberada para a produção de partículas na região central é uma função monótona e decrescente no parâmetro de impacto. Dias de Deus propõe que a fração de energia liberada pela produção de partículas é dada pela função de overlap inelástica no espaço de parâmetro de impacto. Ele constrói uma distribuição de partícula líder que, além de reproduzir a situação experimental dos dados de aceleradores, garante o decréscimo desta quando a fração de energia carregada pela partícula líder é pequena, bem como com forte crescimento quando esta fração atinge valores próximos de 1. A distribuição de partícula líder assim obtida, fornece valores da ordem de 0.5 para a inelasticidade média na região do ISR e 0.6 na região do Collider.

Usando essa distribuição, Bellandi mostra que os dados experimentais do fluxo nucleônico ao nível do mar são reproduzidos somente com a utilização da distribuição de partícula líder na faixa do Collider, o que implica numa inelasticidade média da ordem de 0.6 .

Esses resultados preliminares não são concludentes, uma vez que a função de overlap construída por Dias de Deus não é totalmente realista, mas reforça a hipótese de que a manutenção da condição de "scale" implica necessariamente num crescimento da inelasticidade média.

Utilizando os resultados da análise do espalhamento pp e $p\bar{p}$, na região de altas energias, realizada por Pádua [4.3], podemos efetuar um estudo mais acurado das funções de overlap inelásticas e, conseqüentemente, determinar a distribuição de

partícula líder mais adequada, que permitiria analisar o comportamento da componente hadrônica da radiação cósmica na atmosfera.

Apesar dessas incertezas, as hipóteses de "scale" e do crescimento da inelasticidade média de interação, foram utilizadas na análise do comportamento das componentes da radiação cósmica em recentes trabalhos realizados pelo Grupo Teórico do DRC-Unicamp [1.23-1.27]. . Nestes trabalhos solucionou-se as equações de difusão unidimensional para as componentes nucleônicas e piônicas, bem como para muons atmosféricos produzidos pelo decaimento de pions com caminho livre médio constante [4.4-4.6]. Através destes cálculos, desenvolveu-se a técnica de operadores para a solução da equação de difusão, a qual permite abordar a produção múltipla de partículas. Esta técnica é uma simples adaptação da técnica de operadores de Feynman, que possibilita considerarmos as múltiplas interações nas diferentes profundidades atmosféricas.

Utilizando essa metodologia foi possível calcular o fluxo muônico vertical ao nível do mar, obtendo inclusive a quebra contínua de inclinação observada nos dados experimentais [4.7]. Uma análise preliminar mostra que é possível também reproduzir os dados de fluxo muônico horizontal.

A importância dessa análise reside no fato de podermos obter o fluxo muônico ao nível do mar para qualquer ângulo zenital, utilizando o mesmo espectro primário da radiação cósmica e o mesmo caminho livre médio de interação para os

hádrons.

O estudo das soluções das equações de difusão tridimensionais [4.8-4.10], a quais permitem analisar não só a contribuição longitudinal como também a contribuição lateral, possibilita uma avaliação detalhada dos dados de câmaras de emulsão em altitudes de montanha.

O formalismo adequado para determinar as soluções da equação de difusão tridimensional é o de ordenação de operadores exponenciais, pois permite obter estas soluções no espaço de configuração. A discussão do comportamento da cascata nucleônica e da cascata hadrônica, quando a condição inicial é dada pelo espectro primário que atinge o topo da atmosfera, encontra-se, respectivamente, nas Ref. [4.8] e Ref. [4.9]. Nestas condições, somente as características gerais das cascatas podem ser analisadas, não sendo possível um estudo detalhado dos eventos de câmaras de emulsão. Para tal é necessário solucionar as equações de difusão para as cascatas iniciadas por uma única partícula.

Normalmente essas equações são resolvidas no plano complexo, maneira pela qual é possível contornar os problemas causados pelas condições de contorno. Essa sistemática oferece complicações de ordem matemática, pois as soluções no plano real são obtidas através da anti-transformada de Mellin, que são complicadas integrais de contorno no plano complexo.

Em um recente trabalho [4.10], mostramos como é

possível contornar esse problema e escrever as soluções diretamente no plano real.

Realizamos também uma análise das soluções da equação de difusão unidimensional utilizando o modelo de limite de fragmentação [4.6]. As soluções obtidas são expressas em termos de simples funções de Bessel ou através de simples integrais de convolução no plano real.

Tivemos neste trabalho, bem como nos demais acima citados, a preocupação de utilizar consistentemente resultados da física de aceleradores e da física da radiação cósmica. As aproximações usadas foram relativamente naïve, mas revelaram resultados promissores que permitem uma descrição unificada dos dados sobre interações hadrônicas.

Questões fundamentais restam ainda por serem respondidas. Nos modelos de partícula líder qual a distribuição que melhor descreve os dados experimentais na região de altíssimas energias ? Há quebra de "scale" na região de altas energias ? A inelasticidade média cresce com a energia como aparentemente revela a análise de Bellandi e Dias de Deus ? Na região de limite de fragmentação quais são as parametrizações para as funções de produção de partículas secundárias ? Simples parametrizações como a de Liland [1.38] permitiram reproduzir os dados experimentais do fluxo de muons verticais ao nível do mar, porém falham na previsão da razão entre o número de muons positivos e negativos.

Outro aspecto fundamental a ser considerado é a

análise da componente eletromagnética da radiação cósmica, cuja a solução da equação de difusão apresenta complicações matemáticas maiores do que as até aqui encontradas. O formalismo de ordenação de operadores exponenciais apresenta-se como uma alternativa viável ao método de transformadas de Mellin.

Nossa expectativa é de que uma continuação natural deste trabalho possa esclarecer as questões aqui apresentadas.

Referências - Conclusões

- 4.1 J. Bellandi Fo., comunicação privada
- 4.2 T. T. Chou et al., Phys. Rev. Lett. 54, 510 (1985)
- 4.3 A. B. de Pádua, Tese de Doutorado - DRC Unicamp
- 4.4 J. Bellandi Fo. e G. Navarra, 21th ICRC - Adelaide (1990)
- 4.5 J. Bellandi Fo., S. Q. Brunetto, L. M. Mundim, M. A. Alves, R. J. M. Covolan, A. B. de Pádua, J. A. Chinellato, C. Dobrigkeit Preprint DRC TH 09/89, Hadroni Journal V12(1989) - in press
- 4.6 J. Bellandi Fo., S. Q. Brunetto, R. J. M. Covolan, A. B. de Pádua, L. M. Mundim, M. A. Alves, Contribution to the X Brazilian National Meeting in Elementary Particles and Fields, SBF - Itatiaia - RJ (1989) - in press
- 4.7 L. M. Mundim, Tese de Mestrado sendo desenvolvida no DRC - Unicamp.
- 4.8 J. Bellandi Fo., S. Q. Brunetto, J. A. Chinellato, R. J. M. Covolan C. Dobrigkeit., Preprint DRC TH 01/89, Hadronic Journal V12(1989) - in press.
- 4.9 J. Bellandi Fo., S. Q. Brunetto, J. A. Chinellato, R. J. M. Covolan C. Dobrigkeit., Preprint DRC TH 02/89, Hadronic Journal V12(1989) - in press.
- 4.10 J. Bellandi Fo., S. Q. Brunetto, L. M. Mundim, M. A. Alves, R. J. M. Covolan, A. B. de Pádua, J. A. Chinellato, C. Dobrigkeit Preprint DRC TH 08/89, Hadroni Journal V12(1989) - in press

Apêndice

A propagação da radiação cósmica pela atmosfera depende, fundamentalmente, de como e com que frequência ocorrem as colisões entre os núcleons e os núcleos atmosféricos. Neste contexto, o conhecimento da densidade atmosférica em função da altitude, com relação ao nível do mar, é necessário para que possamos construir e resolver as equações de difusão das componentes da radiação cósmica. Esta tarefa, porém, se mostra complexa, já que a atmosfera terrestre apresenta variações de densidade, temperatura e pressão, que satisfazem complexas leis matemáticas, nos casos em que é possível estabelecer-se um padrão de comportamento.

Os físicos que se dedicam ao estudo da radiação cósmica contornaram este problema, optando por um modelo de atmosfera isotérmica conhecido como modelo de atmosfera padrão. Neste modelo a profundidade atmosférica com relação ao nível do mar é :

$$t = t_0 \exp[-Z/H] \quad ,$$

onde t_0 é a profundidade atmosférica ao nível do mar ($t_0 = 1030 \text{ g/cm}^2$), Z a altura com relação ao nível do mar (Km) onde ocorre a interação e H , a escala de altura da atmosfera, é dado por :

$$H = \frac{RT}{Mg} \quad ,$$

sendo que, R é a constante universal dos gases, T a temperatura atmosférica em °K, M o peso molecular do gás e g a aceleração da gravidade. O valor de H, estimado na altura de montanha em experimentos com câmaras de emulsão, é de 7 Km.

A altitudes maiores que 11 km acima do nível do mar, o que corresponde a profundidades atmosféricas $\leq 230 \text{ g/cm}^2$, a temperatura é aproximadamente constante e o modelo de atmosfera padrão pode ser adotado. Nestas regiões a variação de temperatura é, aproximadamente, $T(^{\circ}\text{C}) = (15 - 6.5Z)$, sendo Z medido em Km acima do nível do mar*.

* Norm-Atmosphere DIN 5450-1937