

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA

"CROSS-OVER" NAS DISSOCIAÇÕES DIFRATIVAS

Dissertação de Mestrado apresentada  
ao Instituto de Física da  
Universidade de São Paulo.



IBERÊ LUIZ CALDAS

Orientador : Prof. Dr. YOGIRO HAMA

SBI-IFUSP



SÃO PAULO  
1973

### AGRADECIMENTOS

Expressamos nosso reconhecimento:

Ao Prof. Dr. Yojiro Hama pela eficiente e indispensável orientação do presente trabalho;

Ao Prof. Dr. Henrique Fleming pelo importante papel desempenhado em nossa iniciação científica;

Ao Prof. Dr. Milton Abramovich pelo incentivo e proveitosas discussões;

Aos colegas Ivan Ventura, José Afonso Filho, Raphael de Haro Jr. e Samuel Santos pelas discussões;

Ao Instituto de Física por ter possibilitado a realização deste trabalho;

À FAPESP, ao BNDE e ao Instituto de Física pelo apoio financeiro;

À Srta. Tamico Tsuda pelo serviço datilográfico;

Ao Sr. Atsushi Endo pela confecção das figuras;

Ao Sr. Bruno Manzon pela impressão;

Ao Sr. Perclides de Oliveira pelas cópias Xerox.

## RESUMO

Nesta tese, admite-se que as dissociações difrativas ocorrem em duas etapas independentes: excitação coerente de uma (ou ambas) das partículas incidentes e decaimento dos estados excitados.

A amplitude para a formação desses estados excitados, como função da energia incidente  $\sqrt{s}$  e da massa  $M$  do estado excitado, é obtida usando-se a aproximação eikonal. Para esse cálculo, propõe-se o uso da fase eikonal elástica, dependente de  $\sqrt{s}$ , extraídas das seções de choque diferenciais das correspondentes reações elásticas, medidas nas mesmas energias em que ocorrem as dissociações difrativas consideradas.

Assim, obtém-se o "cross-over" observado nas reações  $\pi^\pm p \rightarrow (\pi^\pm \pi^+ \pi^-)p$  e  $K^0 p \rightarrow Q^0 p$ ,  $\overline{K^0} p \rightarrow \overline{Q^0} p$  como consequência da ocorrência desse efeito nas reações elásticas  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$  e  $K^\pm p \rightarrow K^\pm p$ . A variação, com  $\sqrt{s}$  e  $M$ , na largura do pico difrativo, para essas e outras dissociações difrativas, é obtida e comparada com dados experimentais.

### ABSTRACT

Diffraction dissociations is assumed to occur in two independent stages: coherent excitation of one (or both) of the incident particles, and decay of the excited states.

The amplitude for the formation of these excited states, as a function of the incident energy  $\sqrt{s}$  and the mass  $M$  of each excited state, is obtained by using the eikonal approximation. For this calculation we suggest the use of the  $\sqrt{s}$  - dependent elastic eikonal phase coming from the differential cross-sections of the corresponding elastic reactions measured at the same energies at which the diffraction dissociations being studied occur.

Thus the observed cross-over in the reactions  $\pi^\pm p \rightarrow (\pi^\pm \pi^\pm \pi^-)$  and  $K^0 p \rightarrow Q^0 p$ ,  $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{Q}^0 p$  is obtained as a consequence of the occurrence of this effect in the elastic reactions  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$  and  $K^\pm p \rightarrow K^\pm p$ . The variation in the width of the diffractive peak as a function of  $\sqrt{s}$  and  $M$ , for these and other diffraction dissociations is obtained and compared with experimental data.



## Í N D I C E

|                         |   |                                                   |    |
|-------------------------|---|---------------------------------------------------|----|
| CAPÍTULO I              | - | INTRODUÇÃO .....                                  | 1  |
| CAPÍTULO II             | - | DISSOCIAÇÕES DIFRATIVAS .....                     | 7  |
| CAPÍTULO III            | - | MODELOS DE YANG .....                             | 14 |
| CAPÍTULO IV             | - | MODELO DE EXCITAÇÕES COLETIVAS ....               | 21 |
| CAPÍTULO V              | - | COMPARAÇÕES COM OS DADOS EXPERIMEN-<br>TAIS ..... | 36 |
| CAPÍTULO VI             | - | DISCUSSÕES .....                                  | 48 |
| APÊNDICE                | - | .....                                             | 52 |
| REFERÊNCIAS             | - | .....                                             | 54 |
| TABELA                  | - | .....                                             | 57 |
| LEGENDA PARA AS FIGURAS |   | .....                                             | 58 |
| FIGURAS                 | - | .....                                             | 61 |

## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

Uma das características da interação forte entre as partículas elementares a altas energias é o aparecimento do fenômeno de produção múltipla de partículas. O processo de produção torna-se sobremaneira importante quando o momentum incidente no laboratório atinge dezenas de GeV/C, constituindo a maior parte dos eventos observados e refletindo-se, através da condição de unitariedade, também no espalhamento elástico. É essencial, portanto, que se faça o estudo deste fenômeno para a compreensão global das propriedades das partículas elementares.

O estudo deste fenômeno tem sido feito, nos primeiros tempos, baseado em dados experimentais com os raios cósmicos e, a partir da década dos 60, também com os dados de aceleradores. Entretanto, somente nestes últimos anos é que começaram a aparecer dados realmente de boa qualidade que permitissem fazer estudos mais quantitativos<sup>1</sup>.

Para tanto, contribuiu também a entrada em funcionamen-

to de diversos novos aceleradores capazes de fornecer energias comparáveis às de raios cósmicos, com a vantagem de permitir a obtenção de dados com estatísticas muito melhores e a escolha das reações de interesse.

Quanto a teoria, existem várias tentativas. Muitas dessas têm sido frutíferas conseguindo mostrar certos aspectos do fenômeno, falhando entretanto em outras partes. A impressão que se tem é que estamos ainda muito longe da compreensão satisfatória desse fenômeno. Devido a complexidade do fenômeno e ao estado primitivo da teoria, é extremamente importante o esforço no sentido de ordenar os dados experimentais mostrando as características essenciais através de modelos.

Uma das regularidades constatadas é a existência de uma classe de reações de produção que chamamos dissociações difrativas de partículas, cujas características principais são a existência de picos dianteiros bem pronunciados na distribuição angular de uma ou de um grupo de partículas secundárias e a sua secção de choque fracamente dependente da energia do sistema. É interessante observar que estas propriedades são válidas também para espalhamentos elásticos. Note-se que, fixado o canal, em geral a secção de choque diminui com o aumento de energia (naturalmente, longe do limiar do canal). Ora, se fixada a multiplicidade, as secções de choque de todos os canais excetuando aqueles correspon-

tes a dissociações difrativas decrescem e estês, por outro lado, permanecem praticamente constantes, é claro que após um certo valor de energia eles se tornam dominantes, podendo eventualmente ser os únicos processos remanescentes a altíssimas energias. Vê-se, desta maneira, a importância de compreender esses fenômenos.

Um modelo proposto recentemente por Y. Hama para dissociações difrativas <sup>2</sup>, supõe que as reações ocorram em duas etapas independentes: excitação coerente de uma (ou ambas) das partículas incidentes e decaimento dos estados excitados. As partículas elementares são descritas como objetos extensos e é usada a aproximação eikonal para a descrição da excitação. Tal método foi proposto por Yang e seus colaboradores no estudo de colisões elásticas <sup>3</sup>, com troca de cargas <sup>4</sup> e dissociações difrativas <sup>5</sup> (também aplicado por N. Byers e S. Frautschi no estudo destas últimas <sup>6</sup>).

Como a comparação com os dados experimentais foi feita somente para reações iniciadas por  $\pi^- p$ , tornou-se importante verificar o modelo também para outras reações, o que foi feito para as reações iniciadas por  $\pi^+ p$ ,  $K^0 p$ ,  $\bar{K}^0 p$ ,  $K^+ p$  e cujos resultados vamos apresentar nesta tese. É de interesse também, ver quais as outras previsões que o modelo pode fazer, além daquelas já apresentadas.

No capítulo II apresentaremos as principais características das dissociações difrativas, enquanto que no capítulo III discutiremos, resumidamente, o modelo de Yang para a descrição das colisões elásticas e com troca de cargas.

Os modelos de dissociações difrativas conhecidos, alguns dos quais são discutidos neste trabalho, não nos informam sobre a variação das secções de choque com a energia, apesar de reproduzirem algumas das características dessa classe de reação. Os resultados obtidos são considerados como limites a altas energias. Contudo algumas experiências recentes tem mostrado a necessidade de levarmos em conta essa dependência.

O efeito de "cross-over", observado quando comparamos as secções de choque diferenciais elásticas para partículas e anti-partículas <sup>7</sup>, por exemplo

$$K^{\pm} p \rightarrow K^{\pm} p \quad (1)$$

$$\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} p \quad (2)$$

aparece nas dissociações <sup>8,9</sup>

$$K^0 p \rightarrow Q^0 p \quad (3)$$

$$\overline{K^0} p \rightarrow \overline{Q^0} p \quad (4)$$

e

$$\pi^+ p \rightarrow (\pi^+ \pi^+ \pi^-) p \quad (5)$$

$$\pi^- p \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-) p \quad (6)$$

A medida que consideramos energias mais altas esse efeito diminui nas reações elásticas. Existem evidências experimentais que o mesmo ocorra nas reações aqui consideradas.

Nesta tese tomaremos a fase eikonal elástica, que aparece no cálculo das amplitudes das excitações difrativas, como dependente da energia, de tal forma que à energias infinitas essa dependência desapareça. Dessa forma, no capítulo IV obteremos a dependência, com a energia incidente, das secções de choque diferenciais para as dissociações difrativas. Como consequência, concluiremos que o efeito de "cross-over" e a variação, com a energia incidente, na largura do pico difrativo das secções de choque diferenciais devem ser encontradas nessas reações.

Ainda nesse capítulo calcularemos a variação na largura do pico difrativo com a massa invariante do estado excitado, de maneira análoga àquela que aparece na Ref. 2.

Usando o formalismo apresentado, obteremos, no capítulo V, os "cross-over" observados para as reações (3), (4) e (5), (6). A variação, com a energia incidente e a massa do estado excitado, na largura do pico difrativo para as reações (3) a (6) e

$$K^+ p \rightarrow Q^+ p \quad (7)$$

serão obtidas e comparadas com dados experimentais.

No capítulo VI, serão apresentados um resumo dos principais resultados obtidos e discussões sobre a dissociação do proton e decaimento dos estados excitados.

No capítulo IV escreveremos a amplitude, para a excitação de uma partícula de massa  $M_0$  a um estado de massa  $M_0 + \Delta M$  como uma série. Uma justificativa da forma dos termos que compõem essa série será apresentada como um apêndice.



## CAPÍTULO II

### DISSOCIAÇÃO DIFRATIVAS

A análise, a altas energias, indica que muitas vezes podemos dividir as partículas finais em dois grupos, sendo que em cada grupo as partículas que o compõem possuem momentos com sentidos próximos ao de uma das partículas incidentes.

$$A + B \rightarrow C + D \quad (8)$$

Nesses casos a distribuição de eventos  $(d\sigma/dt)$  em relação ao quadrado da diferença do quadri-momento entre cada grupo de partículas e a correspondente partícula inicial  $(t=(P_A-P_C)^2=(P_B-P_D)^2)$ , apresenta um pico próximo ao valor máximo de  $t$  (direção dianteira).

Os números quânticos internos (spin isotópico  $I$ , estranheza  $S$ , número bariônico  $B$ , conjugação de carga  $C$  e paridade  $G$ ) de  $A$  e  $C$  (ou  $B$  e  $D$ ) podem ser diferentes ou não. Essa divisão é importante pois essas duas classes apresentam características diferentes, como a dependência da seção de choque com a energia. Os processos que ocorrem sem a troca de números quânticos internos entre as partículas incidentes, apresentam



as secções de choque variando pouco com a energia incidente, podendo, dentro de uma aproximação relativamente boa, serem consideradas constantes. Os casos mais bem estudados desses processos, ditos difrativos, são os espalhamentos elásticos  $\pi N$ ,  $NN$ . Esta propriedade é uma das mais importantes para indicar o caráter difrativo da interação.

As secções de choque para as reações com troca de números quânticos variam com a energia incidente, de maneira aproximada, como

$$\sigma \sim E^{-n}_{\text{laboratório}} \quad (9)$$

onde  $n > 1$  pode ser associado com os números quânticos trocados.

Portanto, a energias extremamente altas e fixado o número de partículas finais, apenas os processos difrativos, para reações em que são produzidas poucas partículas, devem continuar importantes.

A absorção da luz incidente por um alvo implica, entre outras coisas, no espalhamento elástico da onda inicial. As principais características do espalhamento elástico a altas energias, numa colisão entre partículas elementares, são a amplitude de espalhamento - aproximadamente imaginária e pouca dependência em relação a energia incidente. A absorção seria causada pelo espalhamento inelástico, analogamente a excitação do

alvo, com a produção de calor, causada pela luz absorvida.

Good e Walker <sup>11</sup> sugeriram que a absorção da onda provoca não apenas espalhamento elástico com secção de choque independente da energia e distribuição angular com o máximo para  $t$  máximo, mas também uma classe de espalhamento inelástico com essas mesmas características.

A esse fenômeno deram o nome de dissociação difrativa. Como exemplo citamos

$$\pi p \rightarrow (\pi \pi \pi) p$$

$$Kp \rightarrow (K \pi \pi) p$$

$$pp \rightarrow (p \pi \pi) p$$

Uma caracterização minuciosa das dissociações difrativas é apresentada em muitos trabalhos <sup>1</sup>.

As propriedades mais bem estabelecidas são:

1) Considerando as reações

$$a + b \rightarrow a + B \text{ (ou } A + b) \quad (10)$$

$$\rightarrow A + B \quad (11)$$

a partícula  $b$  e o sistema  $B$  (ou a partícula  $a$  e o sistema  $A$ ) apresentam os mesmos números quânticos  $I, S, B, C, G$ . O spin e a paridade podem mudar, sendo relacionados pela regra empírica <sup>12</sup>

$$\Delta P = (-1)^{\Delta J} \quad (12)$$

2) As secções de choque diferenciais apresentam picos na direcção dianteira, semelhantes àqueles de espalhamentos elásticos e característicos de processos coerentes. A inclinação de  $d^2\sigma/dMdt$ , onde  $t = (P_a - P_A)^2$  (ou  $P_b - P_B)^2$ ) e  $M = P_B^2$  (ou  $P_A^2$ ), é determinada por  $M$  e  $t$ , dependendo fracamente da energia incidente (Fig. 1) sendo, em geral, mais acentuada que as das correspondentes reacções elásticas (entretanto essa dependência pode ser importante para a interpretação de certos efeitos, como veremos adiante). Na região de pequenos  $M$  e  $t$ , ela é constituída de duas componentes exponenciais com inclinações bem distintas (Fig. 2).

3) As distribuições de massa efetiva, quando a multiplicidade é fixa, dão picos mais ou menos largos ( $\sim 0,5$  GeV ou mais) na região de  $M$  pequeno. Em muitos casos estes picos não aparecem em outros tipos de experiências, como por exemplo na análise em ondas parciais. Esses picos variam pouco com a energia e não apresentam, necessariamente, a forma de uma Breit-Wigner ( Figs. 3-5).

4) A largura do pico dianteiro em  $d^2\sigma/dMdt$  aumenta monotonicamente com  $M$  (Figs. 6, 7).

5) A multiplicidade média  $\langle n \rangle$  de A (ou B) não depende de  $t$  e cresce monotonicamente com  $M$  (Fig. 8).

6) Muitas das propriedades precedentes foram verificadas em reações nas quais as partículas interagentes (a e b) são pion, kaon, proton ou neutron. Entretanto, observam-se fenômenos semelhantes quando o alvo é um núcleo que permanece no mesmo estado fundamental durante a reação <sup>13</sup>.

Quando alguma ressonância (observada em outras experiências) tem massa aproximadamente igual à correspondente ao pico discutido na propriedade 3, essa ressonância aparece, no espectro de massa da reação considerada, como um pequeno pico sobre um fundo constituído de um pico largo (Figs. 3 - 5). As propriedades descritas anteriormente valem para toda a região de massa pequena.

Nessas condições, julgamos perfeitamente lícito usar o termo dissociação difrativa para incluir reações em que as partículas em B (ou A) não são correlacionadas em sentido usual. Em outras palavras, vamos admitir que a grande parte de  $d^2\sigma/dMdt$ , num processo que apresenta as características discutidas anteriormente, para pequeno  $t$  e pequeno  $M$  tem origem difrativa.

Para as reações (3) e (4) as secções de choque que variam pouco com a energia incidente (Fig. 9) e apresentam picos dianteiros bem pronunciados, podendo ser interpretados como provenientes de excitações difrativas.

O efeito de "cross-over", observado quando comparamos as secções de choque diferenciais elásticas para partículas e anti-partículas <sup>7</sup> (por exemplo as reações (1) e (2)), aparece nessas dissociações difrativas (Fig. 10).

Esse efeito ocorre também para as dissociações (5) e (6), em que as secções de choque diferenciais variam pouco com a energia incidente e apresentam picos dianteiros bem pronunciados (Fig. 11).

A medida que consideramos energias mais altas esse efeito diminui nas reações elásticas <sup>7</sup>. O mesmo deve ocorrer para essas reações, pois a largura de seus picos difrativos varia com a energia incidente (Figs. 12, 13, 14).

Nesta tese a amplitude para a formação desses estados excitados será considerada como dependente da energia incidente, tomando-se a fase eikonal elástica a partir da distribuição angular. Assim, obteremos o efeito de "cross-over" verificado nessas reações e a variação nas larguras dos picos difrativos para as reações (3) e (4).

A largura desses picos cresce monotonicamente com o aumento da massa invariante. De maneira análoga àquela que aparece na Ref. 2 para a reação iniciada por  $\pi^- p$ , calcularemos essa variação (Figs. 6, 7).

Encontramos também dados referentes as dissociações

$$K^+ p \rightarrow (K^+ \pi^+ \pi^-) p \quad (13)$$

$$K^+ p \rightarrow (K_S^0 \pi^+ \pi^0) p \quad (14)$$

Para essas reações calcularemos a variação das larguras dos picos difrativos com a energia incidente e a massa invariante (Figs. 13 e 14).

### CAPÍTULO III

#### MODELOS DE YANG

Yang e seus colaboradores desenvolveram um modelo em que o espalhamento dianteiro, a altas energias, é interpretado em termos da colisão entre duas partículas extensas, cada hadron sendo descrito por uma densidade de matéria. Resultados importantes, independentes de um conhecimento mais profundo sobre a natureza dessa matéria, podem ser obtidos.

O nucleon, em interação com um campo eletromagnético, apresenta uma extensão e uma estrutura, representadas por seu fator de forma, medidas no espalhamento com o eletrão a altas energias. Nas colisões entre dois nucleons observamos que a secção de choque elástica para ângulos grandes diminui rapidamente com o aumento da energia. T. T. Wu e C. N. Yang<sup>14</sup> sugeriram que as partículas extensas que colidem seriam quebradas com a transferência de grandes momentos. Os dados experimentais indicam que quando a energia incidente tende a infinito

$$d\sigma/dt \rightarrow f(t) \quad (15)$$



onde

$$t = -k^2 (1 - \cos \theta)$$

sendo  $\theta$  o ângulo de espalhamento e  $k^2$  a energia no sistema de centro de massa.

Numa colisão a altas energias, representando uma das partículas incidentes por uma onda, a absorção dessa onda pela outra partícula implica a existência de espalhamento elástico difrativo na região dianteira <sup>15</sup>. No espalhamento entre duas partículas elementares ambas são tratadas como ondas.

Segundo T.T. Chou e C.N. Yang a atenuação de dois objetos, um se propagando através do outro, é calculada por um produto de opacidades. Essa aproximação é sugerida pela relação heurística de Wu-Yang <sup>14</sup>: a seção de choque elástica proton-proton é proporcional a quarta potência do fator de forma do proton

$$f(t) \propto F^4(t) \quad (16)$$

A altas energias, desprezando os efeitos de spin do nêutron, temos

$$d\sigma/dt = \pi |a|^2 \quad (17)$$

$$a \rightarrow \int_0^\infty (1 - S(b)) J_0(b \sqrt{-t}) b db \quad (18)$$

onde

$$b = \lambda (\ell + 1/2)$$

Escolhendo o eixo z como o do momento incidente, introduzindo os vetores

$$\vec{K} \equiv (K_x, K_y) ; \vec{K}^2 = -t$$

$$\vec{b} \equiv (b_x, b_y) ; \vec{b}^2 = b^2$$

e sendo  $\theta$  o ângulo entre  $\vec{K}$  e  $\vec{b}$ , temos que

$$a(t) \rightarrow (2\pi)^{-1} \iint (1-S(b)) e^{i \vec{K} \cdot \vec{b}} d^2\vec{b} = \langle 1-S \rangle \quad (19)$$

que é a transformada de Fourier de  $1-S(\vec{b})$ .

Nesta formulação não é necessária a introdução de um potencial, mas apenas um coeficiente de transmissão local  $S(b)$ .

$$\text{Definindo } s = - \langle \ln S(b) \rangle \quad (20)$$

e usando a equação (19) temos que

$$a = s - \frac{1}{2!} s \otimes s + \frac{1}{3!} s \otimes s \otimes s - \dots \quad (21)$$

$$s = a + \frac{1}{2} a \otimes a + \frac{1}{3} a \otimes a \otimes a + \dots \quad (22)$$

onde  $\otimes$  indica produto de convolução.

A quantidade  $-\ln S = \langle s \rangle$  representa a opacidade de uma partícula, em relação a propagação da outra, para um certo parâmetro de impacto  $\vec{b}$ .

Na colisão entre dois hadrons A e B, com estruturas internas representadas por densidades de opacidade  $P(x, y, z)$ , supostas esfericamente simétricas, a

opacidade resultante proposta <sup>3</sup> é

$$\langle s \rangle = -\ln S(b) \propto \iint P_A(b_x - x', b_y - y', z) P_B(x', y', z') dz d^3x' \quad (23)$$

Supondo que a distribuição de matéria nuclear seja semelhante a distribuição de cargas no interior do hadron

$$\langle S_A \rangle \propto F(\vec{k}^2) \quad (24)$$

obtem-se:

$$F_A(\vec{k}^2) F_B(\vec{k}^2) \propto (a_{AB}(\vec{k}) + \frac{1}{2} a_{AB}(\vec{k}) \otimes a_{AB}(\vec{k}) + \\ + \frac{1}{3} a_{AB}(\vec{k}) \otimes a_{AB}(\vec{k}) \otimes a_{AB}(\vec{k}) + \dots) \quad (25)$$

$$a_{AB}(\vec{k}) = \Delta_{AB}(\vec{k}) - \frac{1}{2!} \Delta_{AB}(\vec{k}) \otimes \Delta_{AB}(\vec{k}) + \frac{1}{3} \Delta_{AB}(\vec{k}) \otimes \\ \Delta_{AB}(\vec{k}) \otimes \Delta_{AB}(\vec{k}) + \dots \quad (26)$$

$$\text{onde } \Delta_{AB}(\vec{k}) \propto F_A(\vec{k}^2) F_B(\vec{k}^2)$$

Com esse método, as secções elásticas diferen  
ciais e os fatores de forma dos hadrons podem ser determinados uns a partir dos outros. Os cálculos feitos apresentam ótima concordância com os dados experimentais <sup>3,16</sup>. O resultado da equação (16) pode ser obtido considerando-se apenas o primeiro termo na equação (26).

A fórmula (23) pode ser generalizada <sup>5</sup> levan  
do-se em conta:

a) a possibilidade de uma interação não local

b)  $P_A$  e  $P_B$  podem ser "números q"  $\psi^\dagger \psi$ , onde  $\psi$  é algum campo fermiônico com segunda quantização.

Assim

$$\langle s \rangle = - \ln S(b) = \sum_{if} \iint P_A^i(x, y, z) P_B^f(x', y', z') F^{if}(b_x - x' + x, b_y - y' + y) d^3x d^3x' \quad (27)$$

O elemento de matriz

$$\langle AB | S-1 | AB \rangle \quad (28)$$

nos fornece a amplitude de espalhamento elástico, quando a energia incidente tende a infinito. Nesse processo supõe-se que  $P_A$  comuta com  $P_B$ , ou seja o material de que é feito A é "completamente diferente" do material de que é feito B. A base empírica dessa afirmação é o fato de que, a altas energias, há uma grande dificuldade na transferência de momento entre as partículas que colidem. Esse fato pode indicar que não há trocas entre os "constituintes" de A e B.

Durante a colisão poderia ocorrer um rearranjo das partes que compõe as partículas A e B, fazendo com que elas se transformem em C ou D, o que seria um processo de dissociação difrativa.

$$\text{Assim } d\sigma/dt (AB \rightarrow CD) = \pi |a|^2$$

$$\text{onde } \lim_{k^2 \rightarrow \infty} a \rightarrow \langle CD | S-1 | AB \rangle = \langle CD | S | AB \rangle$$

0 espalhamento com troca de carga

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (30)$$

apresenta um pico na distribuição angular ( $\frac{d\sigma}{dt} \times t$ ) semelhante a elástica, no intervalo  $0,1 < -t < 0,6 \text{ GeV}^2$ .

A largura desse pico é parecida com a elástica e praticamente independente da energia. Essas características - usualmente são atribuídas a processos difrativos.

N. Byers e C. N. Yang<sup>4</sup> trataram esse problema de maneira análoga ao do espalhamento elástico, sugerindo que a existência desses picos indica uma dificuldade na transferência de grandes momentos e facilidade para a troca coerente de números quânticos.

Esses processos corresponderiam a passagem de uma partícula por meio absorptivo, como no caso elástico, mas com a excitação coerente do meio.

Para a reação (30) a amplitude, sem mudança de spin, é escrita como

$$a(t) \rightarrow \int_0^\infty \alpha(b) J_0(b \sqrt{-t}) b db \quad (31)$$

e

$\alpha(b) \approx$  (amplitude de probabilidade de troca por unidade de matéria hadrônica) (fator de absorção do feixe) (espessura total da matéria ao longo da trajetória).

O fator de absorção total é o produto entre o

fator anterior e o posterior à excitação, aproximado por  $S(b)$  pois  $\delta$  tem praticamente o mesmo valor para as reações elásticas entre  $\pi^- p$  e  $\pi^0 n$ .

No modelo eikonal a distância percorrida é proporcional a  $\ln S(b)$ . Dessa forma

$$\alpha(b) \approx -K S(b) \ln S(b) \quad (32)$$

onde  $K$  é uma constante dependente da energia. A concordância com os dados experimentais é ótima<sup>4</sup>.

A seguir discutiremos a extensão desse modelo para as dissociações difrativas.

## CAPÍTULO IV

### MODELO DE EXCITAÇÕES COLETIVAS

Vamos considerar as dissociações difrativas ocorrendo como proposto recentemente por Y. Hama<sup>(2)</sup>. Primeiro, durante a interação entre as partículas incidentes, uma delas ou ambas são excitadas coletivamente. A excitação ocorre quando da passagem de uma partícula pela outra, havendo absorção, como discutido anteriormente para reações elásticas, antes e depois da excitação. Essa descrição é análoga a apresentada por Byers e Yang<sup>4</sup>.

Em outras palavras, quando as partículas incidentes interagem, existe uma probabilidade finita de excitá-las sem a troca de números quânticos internos. Assim  $d^2\sigma/dMdt$  depende somente do modo como os estados excitados são formados e é independente da multiplicidade final (a menos de um fator).

Na segunda etapa, estes estados excitados decaem, independentemente do processo de formação. O decaimento desses estados excitados é determinado essencialmente pelo espaço de fase disponível para cada canal, diferindo das ressonâncias usuais que apresentam modos de decaimento bem definidos, dando em geral multiplici-



dades baixas mas bem definidas.

Assim vemos que a constância da multiplicidade  $\langle n \rangle$  de A (ou B) como função de  $t$ , neste modelo, decorre diretamente da independência entre o decaimento e o processo de excitação das partículas interagentes.

Nesta tese o interesse maior é pela primeira etapa da reação. Calculando  $d^2\sigma/dMdt'$  para as dissociações difrativas, como função da energia incidente, obteremos o efeito de "cross-over" nessas reações sempre que ele ocorrer nas correspondentes reações elásticas. Com o formalismo apresentado a seguir, obteremos também a variação, com a energia incidente e a massa invariante do estado excitado, na largura do pico dianteiro de  $d^2\sigma/dMdt'$ . Contudo, como os dados experimentais, usados para comparação com esses resultados obtidos, se referem a reações envolvendo determinadas partículas finais, admitiremos que o decaimento do estado excitado seja independente de seu processo de formação.

No cálculo a seguir desprezaremos os efeitos devido ao spin do núcleo, diminuindo com isso o número de parâmetros a serem ajustados. Essa aproximação não deve prejudicar apreciavelmente a nossa discussão.

a) Variação da largura do pico difrativo com a energia incidente.

Para o cálculo das distribuições angulares das dissociações difrativas usaremos um formalismo semelhante ao apresentado anteriormente para as reações elásticas e com trocas de números quânticos.

A existência de um pico dianteiro em  $d^2\sigma/dMdt'$  é considerada como devido a difração proveniente da absorção, que ocorre quando da passagem de uma partícula pela outra, antes e depois da excitação de uma das partículas (ou de ambas). Além disso, a fraca dependência dessas seções de choque com a energia sugere que, a altas energias, elas são essencialmente determinadas pela extensão geométrica e pela distribuição de matéria hadrônica dentro das partículas interagentes. Levando-se em conta as discussões anteriores, vamos admitir que existe uma probabilidade finita de excitar coherentemente e coletivamente uma ou ambas as partículas interagentes, mesmo quando a energia incidente tende a infinito.

Supomos, por simplicidade, que as partículas elementares são objetos extensos, esfericamente simétricos como primeira aproximação, e que as excitações difrativas correspondem a passagem de uma partícula por

um meio absorptivo (a outra partícula) com a excitação coerente do meio.

A secção de choque diferencial para a dissociação de uma das partículas em interação (que é muito mais provável do que a dissociação das duas) é escrita como

$$\frac{d^2\sigma}{dMdt'} = \pi |a(M,t')|^2 \tau(\Delta M), t' = |t - t_{\min}| \quad (32)$$

$$\text{onde } a(M, t') = \int_0^\infty a(M,b) J_0(b \sqrt{t'}) b db \quad (33)$$

e  $\tau(\Delta M)$  é a densidade de estados finais, considerados aqui como distribuídos continuamente em vista de nossa discussão no capítulo 1, quando interpretamos o fundo existente nas distribuições de massa efetiva como sendo de origem difrativa.

Na equação (33),  $a(M, b)$  representa a amplitude total de excitar coerentemente uma das partículas a um estado de massa  $M$ , durante a propagação da outra com parâmetro de impacto  $b$ . A Fig. 15 ilustra o processo, onde para efeito de clareza representamos uma das partículas por um ponto. Como se ilustra lá, uma partícula pode excitar coerentemente a outra em uma vez, duas vezes, etc., e todas as amplitudes parciais devem ser somadas coerentemente. Assim, pode-se escrever a amplitude total  $a(M,b)$  como uma série, cada termo representando uma determinada ordem de excitação

$$a(M,b) = \sum_{n=1} a_n(M,b) \quad (34)$$

Para escrevermos o primeiro termo da equação (34) podemos usar o raciocínio apresentado por Byers e Yang<sup>4</sup>, no estudo das reações com troca de números quânticos, discutido anteriormente.

Assim

$a(M,b)$   $\approx$  (amplitude de probabilidade de excitação por unidade de matéria hadrônica) (fator de absorção do feixe) (espessura total da matéria ao longo da trajetória).

$$a(M,b) \approx -K(M) \chi(b) e^{-\chi(b)} \quad (35)$$

$$\text{onde } S(b) = 1 - e^{-\chi(b)} \quad (36)$$

$$\text{sendo } \chi(b) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dz \int d^3x P_a(b_x - x', b_y - y', z) P_b(x', y', z') \quad (37)$$

$P_a$  e  $P_b$  são as densidades de matéria hadrônica das partículas incidentes.

Na prática, em vez de calcular  $\chi(b)$  partindo-se das densidades  $P$ , usamos a seção de choque elástica experimental a altas energias

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi |a_{el}(t)|^2 \quad (38)$$

$$\text{onde } a_{el}(t) \approx \int_0^{\infty} (1 - e^{-\chi(b)}) J_0(b\sqrt{t}) b db \quad (39)$$

e, supondo que  $a_{el}(t)$  seja puramente real (puramente imaginária na convenção usual), calculamos  $\chi(b)$  inver-

tendo a equação (39).

O fator  $K(M)$  da equação (35) representa a densidade da amplitude de probabilidade para a excitação coletiva da partícula com aumento de massa  $\Delta M = M - M_0$ . Multiplicando-se por  $\chi(b)$ , ele dá a amplitude de probabilidade total a um parâmetro de impacto fixo  $b$ .

A aproximação de  $\chi(b)$  pela fase eikonal elástica na equação (35) é menos justificada neste caso comparado com o caso da reação de troca de cargas. Entretanto, a altas energias, o tempo de interação é tão pequeno que, como primeira aproximação, poderíamos supor que a matéria hadrônica permanecesse praticamente constante durante este tempo.

O modelo nos fornece resultados que devem ser válidos como limites. Examinando dados experimentais a várias energias poderíamos notar se, assintoticamente, estariam tendendo aos valores previstos.

A fase elástica  $\chi(b)$  varia com a energia incidente <sup>17</sup>. Suporemos que o modelo apresentado na Ref. 2, seja válido não mais como um limite, mas a partir de uma certa energia. Com essa hipótese, usaremos a Eq. (35) para calcular as secções de choque das dissociações difrativas a energias finitas.

No modelo eikonal <sup>20</sup>, para  $s \rightarrow \infty$ , no espalhamento elástico de uma partícula pontual por um potenci-

al  $V(b^2 + z^2)$ , obtem-se a fórmula (39), onde

$$\chi(b) \propto \int V(b^2 + z^2) dz \quad (40)$$

sendo o eixo  $z$  fixado como o da direção do momento incidente.

Fixado o parâmetro de impacto, a mudança de fase é dada pela integral de  $V(b^2 + z^2)$  ao longo de uma linha reta, percorrido por uma "porção" da onda incidente. A energias finitas uma melhor aproximação talvez fosse obtida considerando um caminho deformado dependente da energia.

Poderíamos esperar que a mesma idéia pudesse ser empregada para o cálculo da amplitude para a dissociação difrativa.

Em  $\chi(b,s)$  tomaremos  $\sqrt{s}$  igual a energia da reação dissociativa considerada (numa colisão, sendo  $a$  e  $b$  as partículas iniciais,  $s = (P_a + P_b)^2$ ).

Dessa forma, usando-se as equações (32) a (39), obtemos

$$d\sigma/dt' = \pi \int dM \tau(M) \left| K(M) \int_0^\infty \chi(b,s) e^{-\chi(b,s)} J_0(b\sqrt{t'}) b db \right|^2 \quad (41)$$



Supondo  $K(M)$  não complexa, temos apenas uma constante a determinar ( $\gamma$ )

$$-d\sigma/dt' = \gamma \left| \int_0^\infty \chi(b,s) e^{-\chi(b,s)} J_0(b\sqrt{t'}) b db \right|^2 \quad (42)$$

As secções elásticas para  $t$  pequeno podem ser representadas por

$$d\sigma/dt = a_1 \left( e^{-b_1 t} + a_2 e^{-b_2 t} \right)^2 \text{ mb GeV}^{-2} \quad (43)$$

Com as fórmulas (38) e (43) calculamos a amplitude  $a_{el}(t)$ , desde que a consideremos real.

$$a_{el}(t) = \sqrt{\frac{a_1}{1,22}} \left( e^{-b_1 t} + a_2 e^{-b_2 t} \right) \text{ mb} \quad (44)$$

Definindo

$$\alpha(b,s) = 1 - e^{-\chi(b,s)} \quad (45)$$

temos que

$$\int_0^\infty \chi e^{-\chi} J_0(b\sqrt{t'}) b db = - \int (1-\alpha) \ln(1-\alpha) J_0(b\sqrt{t'}) b db \quad (46)$$

$$\alpha(b,s) = a e^{-cb^2} + d e^{-fb^2} \quad (47)$$

onde as constantes  $a, c, d$  e  $f$  são determinadas a partir das equações (39), (44) e (45).

Expandindo  $\ln(1-\alpha)$ , obtemos

$$-(1-\alpha)\ln(1-\alpha) = \alpha - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n(n-1)} \quad (48)$$



Usando a integral <sup>19</sup>

$$\int_0^{\infty} e^{-p^2 b^2} J_0(b \sqrt{t'}) b db = \frac{1}{2p^2} e^{-t'/4p^2} \quad (49)$$

obtemos, a partir da Eq. (42), uma série para  $d\sigma/dt'(t',s)$ .

Portanto, a partir das secções de choque diferenciais elásticas, podemos obter  $d\sigma/dt'(t',s)$  para as dissociações difrativas.

A amplitude elástica, que aparece na Eq.(43), foi obtida desprezando-se sua parte imaginária. Entretanto, na região de energia em que encontramos dados experimentais para testar o nosso resultado, a amplitude elástica é complexa, sendo a  $\alpha_{\text{real}} / \alpha_{\text{imaginária}} \approx 10$  para  $t = 0$  <sup>21</sup>.

Supondo que essa relação continue válida para  $t$  pequeno e usando as fórmulas (39) e (44) notamos que  $\alpha_{\text{real}} / \alpha_{\text{imaginária}} \approx 10$ . Usando o fato de termos escolhido  $K(M)$  não complexo, concluimos que o segundo termo da série, obtida para  $d\alpha/dt'(t',s)$ , é (para  $t' \lesssim 0,3 \text{ GeV}^2$ ) cerca de vinte vezes maior que o principal termo de correção, considerando a parte imaginária da correspondente amplitude elástica. Assim sendo, tomaremos  $a_{el}$  como puramente real.

O efeito de "cross-over" foi observado nas dissociações difrativas (3), (4) e (5), (6) (Figs. 10 e 11). A largura do pico dianteiro de  $d/dt'$  varia com a energia incidente para as reações (3), (4), (13) e (14) (Figs. 12 a 14).

Com o método exposto e o uso de  $\chi(b,s)$ , extraídas das distribuições angulares das correspondentes reações elásticas, obteremos esses resultados no capítulo seguinte.

b) Variação na largura do pico difrativo com a massa do estado excitado.

No item anterior, considerando apenas o primeiro termo na série da Eq. (34), obtivemos a largura do pico difrativo da secção de choque (32) independentemente da massa do estado excitado. Essa dependência (propriedade 4, cap. II) pode ser obtida levando-se em conta outros termos dessa série.

O termo  $a_n(M,b)$  dá a amplitude de excitar coerentemente, em  $n$  vezes, uma das partículas a um estado de massa  $M$ , durante a propagação da outra com parâmetro de impacto  $b$  <sup>2</sup>.

Escrevendo o primeiro termo na forma

$$a_1(M,b,s) = f_1(M-M_0) \chi(b,s) e^{-\chi(b,s)} \quad (50)$$

o segundo termo será (Ver justificativa no apêndice)

$$\begin{aligned}
 a_2(M,b,s) &= \int_0^\infty f_1(x) f_1(\Delta M - x) \tau(M_0 + x) dx \frac{\chi^2(b,s)}{2!} e^{-\chi(b,s)} = \\
 &= f_2(\Delta M) \frac{\chi^2(b,s)}{2!} e^{-\chi(b,s)} \quad (51)
 \end{aligned}$$

onde  $\Delta M = M - M_0$ , sendo  $M_0$  a massa do estado fundamental.

A fase de  $a_1(M,b,s)$  e, portanto, as fases de  $a_2(M,b,s)$  e dos termos subsequentes não serão determinadas a priori (no item anterior escolhemos  $f_1(\Delta M)$  não complexa).

O termo de ordem  $n$  da Eq. (34) pode ser escrito:

$$a_n(M,b,s) = f_n(\Delta M) \frac{\chi^n(b,s)}{n!} e^{-\chi(b,s)} \quad (52)$$

onde

$$f_n(\Delta M) = \int_0^\infty f_{n-1}(x) f_1(\Delta M - x) \tau(M_0 + x) dx \quad (53)$$

As integrais

$$\int_0^\infty \chi^n(b,s) e^{-\chi(b,s)} J_0(b \sqrt{t'}) b db \quad (54)$$

podem ser calculadas analogamente a que aparece em (42).

A função  $f_1(\Delta M)$ , ou seja, a amplitude de probabilidade de uma das partículas incidentes excitar coletivamente a outra, de massa  $M_0$  a um estado de massa  $M = M_0 + \Delta M$ , deve tender a zero quando  $\Delta M$  cresce, pois

quanto maior é o acréscimo de massa, mais difícil será excitar a partícula como um todo, sem fragmentação. Como na Ref. 2, usamos

$$f_1(\Delta M) = i\beta e^{-\sigma^2 \Delta M^2} \quad (55)$$

com  $\beta$  e  $\sigma$  positivos a serem determinados.

A outra função a ser escolhida  $\tau(M)$  é a densidade de estados excitados como função de  $M$  e é certamente uma função crescente de  $M$ , pelo menos numa região de  $M$  não muito grande em relação a massa inicial  $M_0$ .

No nosso cálculo usamos

$$\tau(M) = N(\Delta M)^2 \quad (56)$$

onde  $N$  é uma constante a determinar.

Medidas sobre as dissociações difrativas, principalmente para  $M$  próximo ao limiar da reação, indicam que as secções de choque  $d^2\sigma/dMdt'$  apresentam uma estrutura de duas componentes exponenciais com inclinações bem distintas (Fig. 2). Quando  $M$  aumenta, a componente mais estreita diminui, aumentando a outra mais larga. Na região de maior  $M$  em que ainda existem dados, a curva torna-se ainda mais chata, sugerindo que existem talvez outras componentes além das duas primeiras. Essa variação faz com que a largura do pico difrativo diminua monotonicamente.

Esse comportamento pode ser notado, por exemplo, nas reações

$$\pi^- p \rightarrow X^- p \quad \text{a } 16 \text{ GeV/c; } t' \lesssim 1,5 \text{ GeV}^2 \quad (57)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- X^+ \quad \text{a } 16 \text{ GeV/c; } t' \lesssim 1,5 \text{ GeV}^2 \quad (58)$$

$$pp \rightarrow X^+ p \quad \text{a } 29 \text{ GeV/c; } t' \lesssim 1,0 \text{ GeV}^2 \quad (59)$$

onde  $X^\pm$  representa os estados excitados<sup>22 e 23</sup>.

Devido a forma da amplitude  $a(M,b,s)$ , dada como uma série, com  $a_n(M,b,s)$  definidas subsequentemente, vemos que  $d^2\sigma/dMdt'$  é constituída de diferentes componentes correspondentes a diferentes termos da Eq. (34).

Para as reações (57) a (59), a componente mais estreita de  $d^2\sigma/dMdt'$  concorda bem com a contribuição do primeiro termo, enquanto que a contribuição do segundo termo reproduz a componente mais chata<sup>2 e 24</sup>. Entretanto, para as dissociações estudadas nesta tese não dispusemos das secções de choque diferenciais, mas apenas da largura do pico dianteiro, em certos intervalos de massa. Mesmo assim, excluindo-se as medidas das inclinações para as massas menores, esta análise continua válida (a discordância para  $M$  pequeno será discutida no capítulo seguinte).

Desta maneira, podemos interpretar as duas componentes em  $d^2\sigma/dMdt'$ , como sendo respectivamente as contribuições da primeira e segunda ordem de excitação



Os valores experimentais de  $B(M)$ , como a inclinação dos picos elásticos difrativos  $l^7$ , dependem do intervalo de  $t'$  considerado (a secção de choque (32) deve apresentar uma estrutura de duas componentes quando maiores valores de  $t'$  são considerados).

Em nosso cálculo definimos

$$B(M) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \frac{d}{dt} \ln \frac{d^2 \sigma}{dM dt'} dt ; \Delta t = 0,4 \text{ GeV}^2 \quad (61)$$

## CAPÍTULO V

### COMPARAÇÃO COM OS DADOS EXPERIMENTAIS

#### a) Variação da largura do pico difrativo com a energia incidente.

Comparações das secções de choque diferenciais elásticas  $K^+p$  e  $\pi^+p$  revelam "cross-over" em  $t \sim 0,15 \text{ GeV}^2$ . As semelhanças entre dissociação difrativa e espalhamento elástico sugerem que esse efeito deve aparecer nas primeiras, como se observa em ordem mais baixa de  $\chi(b,s)$ , quando se faz a expansão da amplitude dada no capítulo anterior.

As secções de choque diferenciais para as reações (3) e (6) apresentam nítido "cross-over" em  $t \sim 0,15 \text{ GeV}^2$  (Figs. 10 e 11).

Nesta tese o efeito de "cross-over", nas dissociações difrativas, aparece como consequência de considerarmos a mudança de fase eikonal  $\chi(b,s)$  como dependente da energia incidente, e da existência de "cross-over" no canal elástico correspondente.

A medida em que  $s \rightarrow \infty$ , o "cross-over" diminui nas reações elásticas. Como usamos  $\chi(b,s)$ , obtidas a par



tir das secções de choque diferenciais elásticas, para o cálculo de  $d\sigma/dt'$  das dissociações difrativas, obtemos - essa diminuição também para estas últimas. Assim, a largura do pico difrativo nas secções de choque das dissociações difrativas deve depender da energia incidente. Essa dependência foi observada, por exemplo, para as reações (3), (4), (13) e (14) (Figs. 12, 13 e 14).

A largura do pico difrativo em  $d\sigma/dt'$  é menor do que para as correspondentes reações elásticas (sendo  $t' \lesssim 0,5 \text{ GeV}^2$ ). Este resultado, no modelo usado, decorre das equações (42), (46) e (48), através das quais obtemos  $d\sigma/dt'$  como uma série. Considerando apenas os termos positivos, nessa série obteríamos a mesma inclinação da correspondente reação elástica.

Os dados experimentais que encontramos para - testar essas previsões foram:

$$1) \pi^+ p \rightarrow (\pi^\pm \pi^+ \pi^-) p$$

O efeito de "cross-over" foi observado nas dissociações (5) e (6) a  $16 \text{ GeV}/c$ <sup>9</sup>. Os eventos selecionados são tais que os pions produzidos apresentam praticamente a mesma direção do pion incidente,  $t' \lesssim 0,4 \text{ GeV}^2$  e as secções de choque variam pouco com a energia. Medidas de  $d\sigma/dM$ , relativas a reação (6), podem ser vistas na Fig. 6 .

Na Ref. 25 encontramos dados sobre as secções de choque diferenciais, no intervalo  $0,1 \lesssim t \lesssim 1,0 \text{ GeV}^2$ , para as reacções

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \quad (62)$$

a 14,8 e 16,7 GeV/c

e

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p \quad (63)$$

a 15,0 e 17,0 GeV/c . Essas curvas foram usadas como sendo representadas por

$$d\sigma/dt(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) \approx 26,0 (e^{-4,0t} + 0,06e^{-0,6t})^2 \text{ mb GeV}^{-2} \quad (64)$$

$$d\sigma/dt(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) \approx 30,6 (e^{-4,6t} + 0,07e^{-t})^2 \text{ mb GeV}^{-2} \quad (65)$$

Usando o método exposto, calculamos  $d\sigma/dt'$  para as reacções (5) e (6), obtendo o efeito de "cross-over" observado experimentalmente (Fig. 11).

A constante  $\gamma$ , que aparece na Eq. (42), foi tomada como sendo 0,28 .

$$2) K^0 p \rightarrow Q^0 p, \bar{K}^0 p \rightarrow \bar{Q}^0 p$$

As dissociações (3) e (4) foram estudadas na Ref. 8 para momentos incidentes de 4 a 12 GeV/c . A região de  $Q$  é definida no mesmo trabalho como:

- a)  $1,1 < M(K \pi \pi) < 1,5 \text{ GeV}$
- b)  $M(P K^+) > 1,34 \text{ GeV}$  ( $\Delta^{++}$  eliminado)
- c)  $t' < 0,5 \text{ GeV}^2$

$Q^0$  e  $\overline{Q}^0$  foram separados selecionando-se, respectivamente, subconjuntos de  $K^{*+} \pi^- p$  e  $K^{*-} \pi^+ p$  (a massa dos  $K^*$  foi tomada entre 0,86 e 0,92 GeV).

O estado de spin-paridade de  $Q^0$  e  $\overline{Q}^0$  é  $1^+$ , sendo verificada a relação empírica de Morrison (propriedade 1, cap. II).

A secção de choque para essas reações varia pouco com a energia (Fig. 9).

O efeito de "cross-over" (Fig. 10) e a variação, com o momento incidente, na largura do pico dianteiro de  $d\sigma/dt'$  (Fig. 12) podem ser interpretados como um efeito descrito pela variação na fase eikonal.

Assim, com o método exposto e o uso de  $\chi(b,s)$  para momentos incidentes, no sistema de laboratório ( $P_{lab}$ ), entre 4 e 12 GeV/c, devemos obter esses resultados.

Não encontramos dados referentes as reações

$$K^0 p \rightarrow K^0 p \quad (66)$$

$$\overline{K}^0 p \rightarrow \overline{K}^0 p \quad (67)$$

As reações

$$K^+ n \rightarrow K^+ n \quad (68)$$

$$K^- n \rightarrow K^- n \quad (69)$$

estão ligadas, respectivamente, às anteriores por invariância de isospin. Estas últimas apresentam secções de

choque total semelhantes àquelas das reações



Como também não encontramos dados referentes as reações (68) e (69), usamos as secções de choque diferenciais  $d\sigma/dt$  das reações (70) e (71) no cálculo das secções de choque das reações (3) e (4).

Na teoria de Polos de Regge, usando o conceito de dualidade e admitindo que as trajetórias de Regge com maior contribuição no cálculo dessas amplitudes elásticas sejam as mesmas <sup>21</sup>, podemos procurar justificativa para a identificação entre as amplitudes das reações (68), (69) e (70), (71). Em outras palavras, usando as considerações feitas na Ref. 26 para as amplitudes das reações (70) e (71), podemos mostrar que as amplitudes de (68) e (69) têm comportamentos semelhantes embora não idênticos as duas primeiras reações.

Existem diferenças, como por exemplo:

$K^-n$  e  $K^+p$  são estados puros de spin isotópico  $I = 1$ , enquanto  $pK^-$  e  $nK^-$  apresentam iguais componentes de  $I = 0$  e  $I = 1$ . Entretanto, no intervalo de momento incidente considerado as amplitudes para  $I=0$  e  $1$  são aproximadamente iguais <sup>27</sup>.

Na Ref. 17 encontramos as secções de choque diferenciais para as reacções (70) e (71) escritas na forma da Eq. (43), sendo  $a_2 = 0$ ,  $a_1$  e  $b_1$  variando com o momento incidente.

Como valor médio das secções de choque (para o momento incidente entre 4 e 12 GeV/c) usamos:

$$d\sigma/dt(K^+p \rightarrow K^+p) \approx 21,0 e^{-4,9t} \text{ mb GeV}^{-2} \quad (72)$$

$$d\sigma/dt(K^-p \rightarrow K^-p) \approx 26,5 e^{-7,5t} \text{ mb GeV}^{-2} \quad (73)$$

obtendo o "cross-over" para as reacções (3) e (4) (Fig.10).

No cálculo da variação, com o momento incidente ( $P_{lab}$ ), na largura dos picos dianteiros para as reacções (3) e (4) (Fig. 12) tomamos a dependência dos parâmetros  $a_1$  e  $b_1$  em relação a  $P_{lab}$  (no intervalo  $4 \leq P_{lab} \leq 12$  GeV/c) como sendo (os dados experimentais usados aparecem nas Refs. 17, 28) .

$$a_1 \approx 21,0 \text{ mb GeV}^{-2}$$

$$2b_1 \approx (0,187 P_{lab} + 3,75) \text{ GeV}^{-2}$$

para a reacção (70) e

$$a_1 \approx (18,5 + 160/P_{lab}^{1,5}) \text{ mb GeV}^{-2}$$

$$2b_1 \approx 7,5 \text{ GeV}^{-2}$$

para a reacção (71)

A constante  $\gamma$ , que aparece na Eq. (42), foi escolhida como sendo 1,7 .



b) Variação da largura do pico difrativo com a massa do estado excitado.

As secções de choque diferenciais, para as reações (3) a (6), são representadas por

$$d^2\sigma/dMdt' = A e^{B(M)t}$$

nos intervalos de  $t'$  em que foram medidas (até  $0,4 \text{ GeV}^2$  para as duas primeiras <sup>8</sup> e até  $0,5 \text{ GeV}^2$  para as duas últimas <sup>9</sup>). Nas dissociações dos kaons, essa parametrização inclui os eventos resultantes para o momento incidente variando de 4 a  $12 \text{ GeV}/c$ .

Calculamos  $B(M)$ , como definido na Eq. (61), para as reações (3) a (6), usando  $X(b,s)$  obtida a partir das correspondentes secções de choque diferenciais elásticas.

Escolhemos

$$\sigma = 1,5 \text{ GeV}^{-2} \quad \text{e} \quad \beta N = 1,9 \text{ GeV}^{-3}$$

para as dissociações dos kaons e

$$\sigma = 0,8 \text{ GeV}^{-2} \quad \text{e} \quad \beta N = 0,8 \text{ GeV}^{-3}$$

para as dissociações dos pions.

Considerando-se apenas os dois primeiros termos na série da Eq. (34) é possível reproduzir-se de maneira razoável a variação de  $B(M)$  com  $M$  (Figs. 6 e 7). Com essa aproximação, estamos interpretando a variação de  $B(M)$  como decorrente da mudança na importância relativa entre os dois primeiros termos na série da Eq. (34).



A contribuição do terceiro termo, com a parametrização adotada para as funções  $f_1(M)$  e  $\tau(M)$ , torna-se muito grande para  $t' \gtrsim 0,5 \text{ GeV}^2$ , especialmente para  $M$  grande, fazendo com que as inclinações das secções de choque calculadas sejam bem menores que as observadas experimentalmente nessa região de  $t'$ . As características essenciais, como a estrutura com muitas componentes de  $d^2\sigma/dMdt'$  e o decréscimo da inclinação com  $M$ , são independentes da escolha de  $f_1(M)$  e  $\tau(M)$ , contanto que elas satisfaçam a propriedade representada pela Eq. (55) e aquela que conduziu a Eq. (56). Levando-se em conta o terceiro termo na série da Eq. (34),  $B(M)$ , para  $M < 1,2 \text{ GeV}$ , é maior do que considerando apenas os dois primeiros termos. Contudo, como não dispuzemos dos valores experimentais de  $d^2\sigma/dMdt'$ , preferimos não levar em conta esse terceiro termo.

O nosso cálculo, apesar de qualitativamente concordar com os dados experimentais, discorda destes quantitativamente para  $M$  pequeno. Entretanto é preciso realçar a influência do intervalo de  $t'$  considerado neste tipo de medida.

Os valores que aparecem na Fig. 7 ( $0,02 < t' \lesssim 0,4 \text{ GeV}^2$ ) são maiores que os da Fig. 16 ( $0,02 < t' \lesssim 0,6 \text{ GeV}^2$ ), sendo que, com exceção do intervalo de  $t'$  em que  $d^2\sigma/dMdt'$  foi definida como uma exponencial simples, os eventos foram selecionados da mesma forma em ambas as

referências. Nosso cálculo concorda melhor com os dados da Fig. 16.

Não estamos levando em conta a alteração que a ocorrência de "spin-flip" provocaria no cálculo de B. Uma análise dos dados experimentais atuais sugere a importância desse efeito para  $t' < 0,1 \text{ GeV}^2$ , embora as medidas nessa região de  $t'$  contenham erros muito grandes. Nessa região as secções de choque diferenciais apresentam um pico semelhante ao causado por "spin-flip" na reação (30). Isso pode ser observado nas reações (57) e (58). Poderíamos, como no tratamento de Byers e Yang <sup>4</sup> para a reação (30), construir uma amplitude de "spin-flip". Novos parâmetros, como na Ref. 4, seriam introduzidos, o que julgamos não conveniente face a ordem dos erros experimentais.

Também não levamos em conta o fato das secções de choque diferenciais elásticas (usadas no cálculo das secções de choque para as dissociações difrativas), para  $t < 0,1 \text{ GeV}^2$ , serem maiores do que os valores obtidos quando extrapolamos a curva experimental tomada no intervalo  $0,1 \lesssim t \lesssim 1 \text{ GeV}^2$ . A ocorrência desse efeito nas dissociações difrativas faria com que a inclinação do pico difrativo de  $d^2\sigma/dMdt'$  fosse maior para  $t' \approx 0$ .

A discordância na forma entre as curvas experimentais e teóricas (Figs. 6 e 7) deve-se em parte a escolha das funções  $f_1(M)$  e  $\tau(M)$ .

$$c) K^{\pm}p \rightarrow Q^{\pm}p$$

No estudo das reações

$$K^+p \rightarrow Q^+p \quad (74)$$

$$K^-p \rightarrow Q^-p \quad (75)$$

a possível observação de "cross-over" é prejudicada devido a incertezas introduzidas por diferenças na normalização absoluta. Esse problema não aparece nas reações (3) e (4) pois foi usado um feixe de  $K_L^0$  (iguais componentes de  $K^0$  e  $\bar{K}^0$ ) .

Os resultados obtidos nesta tese, sobre dissociação dos kaons, deveriam ser comparados com dados relativos as reações (74) e (75), pois usamos  $\chi(b,s)$  referente as reações (70) e (71). Assim o uso das reações (3) e (4), para testar nossas previsões, envolve a hipótese adicional de semelhança entre  $d\sigma/dt$  para as reações (68), (69) e (70), (71).

A reação

$$K^+p \rightarrow (K^+ \pi^+ \pi^-)p ; 2,5 \leq P_{lab} \leq 12.7 \text{ GeV}/c \quad (76)$$

é identificada <sup>11</sup> como resultante do decaimento de  $Q^+$ .

No mesmo trabalho,  $Q^+$  é definido como

$$a) 1,1 \leq M(K^+ \pi^+ \pi^-) \leq 1,5 \text{ GeV}$$

$$b) M(p \pi^+) \geq 1,4 \text{ GeV}$$

$$c) 0,84 \leq M(K^+ \pi^-) \leq 0,94 \text{ MeV (a reação ocorre através da formação de } K^*)$$

d)  $\cos \delta < 0$  para  $P_{lab} > 2,95 \text{ GeV}/c$

sendo  $\delta$  o ângulo entre as direções de  $\pi^+$  e do proton emergente, no sistema de repouso de  $(K \pi \pi)$ .

O objetivo das restrições b e d é eliminar os eventos que ocorrem através da formação de  $\Delta^{++}$ .

A secção de choque, variando com o momento incidente, levando em conta as restrições a, b e d, é apresentada (fig. 17) para vários intervalos de massa do sistema  $(K \pi \pi)$ . Ela diminui com o aumento do momento incidente até  $8 \text{ GeV}/c$ , tendendo a ser constante acima desse valor.

No mesmo artigo é analisada a reação

$$K^+ p \rightarrow (K^0 \pi^+ \pi^0) p ; 7,0 \leq P_{lab} \leq 12,7 \text{ GeV}/c \quad (77)$$

identificada também como resultante do decaimento de  $Q^+$ .

Além de a) e c), são feitas as restrições

$$e) M(p \pi^+) \geq 1,4 \text{ GeV}$$

$$f) M(p \pi^0) \geq 1,4 \text{ GeV}$$

Estas restrições visam eliminar os eventos que ocorrem através da formação de  $\Delta^{++}$  ou  $\Delta^+$ .

O sistema  $(K \pi \pi)$  nessas reações apresenta  $1^+$  como spin e paridade, concordando com a regra de D.R.O. Morrison (propriedade 1, cap. II).

A distribuição angular para as reações (76) e (77) é representada <sup>11</sup> por

$$d\sigma/dt' = A e^{B(M, P_{lab}) t'} \quad (78)$$

no intervalo  $0,1 \lesssim t' \lesssim 0,55 \text{ GeV}^2$ .

Os valores de  $B$  como função de  $M$  e  $P_{lab}$  são apresentados nas Figs. 13 e 14.

Notamos que  $B$  depende da maneira como é definido  $Q^+$  (conforme consideramos as restrições  $a, b$  e  $c$  ou  $a, b$  e  $d$ ). Como não se pode distinguir experimentalmente os eventos que ocorrem por difração, são impostas restrições que tornem os outros processos pouco prováveis de influírem nas secções de choque identificadas como difrativas. Esse procedimento, naturalmente, não é único.  $B$  é praticamente o mesmo nas reações (76) e (77). No modelo usado esse fato aparece como consequência do decaimento dos estados excitados ser independente do processo de formação.

Os resultados obtidos são comparados com os dados experimentais discutidos neste item (Figs. 13 e 14). Os valores de  $\sigma$  e  $\beta N$  foram tomados iguais aos usados para a reação (3). A fase eikonal elástica é também a mesma. Assim,  $d^2\sigma/dMdt'$  usada no cálculo de  $B(M, P_{lab})$  (definido como em (61)) é a mesma que foi calculada para a dissociação do  $K^0$  nos itens anteriores.



## CAPÍTULO VI

### DISCUSSÕES

#### a) RESUMO DOS RESULTADOS OBTIDOS

Nos capítulos anteriores, como proposto recentemente <sup>2</sup>, foi admitido que as dissociações difrativas ocorram em duas etapas independentes: excitação coerente de uma (ou ambas) das partículas incidentes e decaimento dos estados excitados.

A amplitude para a formação desses estados excitados, como função da energia incidente  $\sqrt{s}$  e da massa  $M$  do estado excitado, foi obtida usando-se a aproximação eikonal. Como proposto, para esse cálculo as fases eikonais elásticas, dependente de  $\sqrt{s}$ , foram extraídas das seções de choque diferenciais das correspondentes reações elásticas, medidas nas mesmas energias em que ocorrem as dissociações difrativas consideradas. Os principais resultados decorrentes destas hipóteses são:

- 1) A ocorrência do efeito de "cross-over" nas dissociações difrativas quando ele ocorrer nas correspondentes reações elásticas (Figs. 10 e 11).
- 2) A variação, com a energia incidente  $\sqrt{s}$ , na largura do pico difrativo referente a uma dissociação difra-



tiva pode ser obtida a partir das secções de choque diferenciais das correspondentes reações elásticas, tomadas como função de  $\sqrt{s}$  (Figs. 12 a 14).

- 3) A largura do pico difrativo, como função da massa  $M$  do estado excitado, pode ser obtida usando-se o método proposto na Ref. 2 (Figs. 6, 7, 13 e 14). Na região de  $M$  pequeno, a discordância com os valores experimentais deve ser atribuída, em parte, ao modo como eles foram definidos. As formas das curvas experimental e teórica não são as mesmas devido a escolha das funções  $f_1(\Delta M)$  e  $(\Delta M)$ .

b)  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm (\pi^+ \pi^- p)$

Na mesma experiência em que se analisaram as dissociações (5) e (6), foram também verificadas as dissociações do proton <sup>9</sup>.

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ (\pi^+ \pi^- p) \quad (79)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- (\pi^+ \pi^- p) \quad (80)$$

A tabela I mostra que enquanto o "cross-over" referente as reações (5) e (6) aparece nitidamente em cada intervalo de  $M$ , o mesmo não ocorre para estas reações.

A secção de choque  $d^2\sigma/dMdt'$  para a dissociação do proton na reação (79) foi calculada na Ref. 2. A análise dos resultados mostra que, na região de  $t' < 0,4$   $\text{GeV}^2$  em que é válida a tabela I, o segundo termo na sé-

rie da Eq. (34) é necessário para um bom acordo entre as secções de choque experimental e teórica. Tal não ocorre na dissociação dos pions onde, como vimos no cap. II, o segundo termo é necessário apenas para obtermos a dependência de B com M. Devido a isso o "cross-over" não seria tão pronunciado como no caso da dissociação dos mesons. No modelo usado, esse resultado aparece como consequência da amplitude para excitar a partícula em duas etapas, na região de  $t'$  considerada, ser maior para o proton do que para o pion.

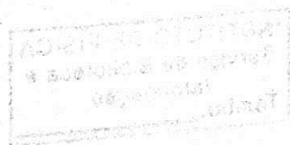
#### c) DECAIMENTO DOS ESTADOS EXCITADOS

Nesta tese foram calculadas secções de choque diferenciais para reações como as que aparecem em (58). Supondo que nessas dissociações difrativas o decaimento dos estados excitados ocorra independentemente de seu processo de excitação, comparamos os resultados obtidos com os de reações que apresentam evidências experimentais de que um grupo de partículas é proveniente do decaimento de A(ou B), enquanto a outra partícula b (ou a) permanece no seu estado fundamental.

Assim, por exemplo, admitimos que as secções de choque das reações (58) e (6) estejam relacionadas por:

$$d^2\sigma/dMdt'(\pi^-p \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-)p) = P(X^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-) d^2\sigma/dMdt'(\pi^-p \rightarrow X^- p) \quad (81)$$

onde  $P(X^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-)$  é a probabilidade de ocorrer o decai-



mento  $X^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-$ . Essa probabilidade depende da massa  $M$  do estado excitado e das massas das partículas resultantes do decaimento <sup>2</sup>.

As inclinações dos picos dianteiros são iguais para essas duas secções de choque. A secção de choque (42), a menos de uma constante, é a mesma para essas duas reações.

## APÊNDICE

Duas justificativas para a forma da amplitude parcial  $a_n(M,b)$  dada pela Eq. (64), são apresentadas na Ref. 2 .

Neste apêndice é dada uma outra, tratando o problema da passagem de uma partícula pontual de massa  $M_0$ , através de uma placa com espessura  $a_1$  que é composta de um meio absorptivo capaz de excitar a partícula a um estado com massa  $M_0 + \Delta M$  em 1,2, ..... n vezes, sendo  $\Delta M$  qualquer.

Nesse caso escrevemos a amplitude, para a partícula passar do estado fundamental à um estado com massa  $M=M_0 + \Delta M$ , como uma série

$$a(M) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(M) \quad (1)$$

onde n é o número de vezes em que a partícula foi excitada.

O primeiro termo pode ser escrito, como na Ref. 4.

$a_1$  = (amplitude de probabilidade de excitação por unidade de matéria) (espessura total da matéria ao longo da trajetória) (fator de absorção do feixe) (2)

Portanto

$$a_1 \approx K_1(M) a e^{-a} \quad (3)$$

se supusermos que o fator de absorção não é muito alterado após a excitação.

Admitindo uma densidade de estados finais  $\tau(M_0 + \Delta M)$ , escrevemos o segundo termo como

$$\begin{aligned} a_2(M) &= K_2(M) e^{-a} \int_0^a (a-x_1) dx_1 = K_2(M) e^{-a} \int_0^a dx_1 \int_{x_1}^a dx_2 \\ &= K_2(M) \frac{a^2}{2!} e^{-a} \quad (4) \end{aligned}$$

$$\text{onde } K_2(M) = \int_0^\infty K_1(M) K_1(M_0 + \Delta) \tau(M_0 + \Delta) d\Delta \quad (5)$$

Dessa forma

$$a_n(M) = K_n(M) e^{-a} \int_0^a dx_1 \int_{x_1}^a dx_2 \cdots \int_{x_{n-1}}^a dx_n = K_n(M) \frac{a^n}{n!} e^{-a} \quad (6)$$

e

$$K_n(M) = \int_0^\infty K_1(M) K_{n-1}(M_0 + \Delta) \tau(M_0 + \Delta) d\Delta \quad (7)$$



### REFERÊNCIAS

- 1) D. R. O. Morrison, "Review of Quasi Two - Body",  
CERN/D. Ph II/PHYS. 71-10.  
W. Kittel, "Review of Experimental Results on  
Few-Body Reactions at High Energies", colloqui-  
um on Multiparticle Dynamics, Helsinki, Maio  
1971.
- 2) Y. Hama, Phys. Rev. D6 (1972) 3306
- 3) T.T. Chou e C. N. Yang, Phys. Rev. 170 (1968)1591.
- 4) N. Byers e C. N. Yang, Phys. Rev. 142 (1966) 976.
- 5) T.T. Chou e C.N. Yang, Phys. Rev. 175 (1968) 1832.
- 6) N. Byers e S. Froutschi, preprint CALT - 68 - 191.
- 7) V. D. Barger e D. B. Cline, Phenomenological Theo-  
ries of High Energy Scattering, Benjamin (1969).
- 8) G. Brandenburg e outros, Nucl. Phys. B45(1972) 397.
- 9) Colaboração Aachen-Berlin-Bonn-CERN- Heidelberg,  
J.V. Beaupre e outros, Phys. Lett. 41B (1972)  
393.
- 10) H.H. Bingham e outros, Nucl. Phys. B48 (1972) 589.
- 11) M.L. Good e W. D. Walker, Phys. Rev. 120 (1960)  
1857.
- 12) D. R. O. Morrison, Phys. Rev. 165 (1968) 1699.



- 13) H. H. Bingham, "Review of Coherent Multiparticle Production Reactions From Nuclei, CERN/D. Ph. II/PHYS/70-60.
- 14) T.T. Wu e C. N. Yang, Phys. Rev. 137 (1964) B708.
- 15) S. Fernbach, R. Serber e T. B. Taylor, Phys. Rev. 75 (1949) 1352.
- 16) T.T. Chou e C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1213.  
L. Durand III e R. Lipes, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 637.  
T. T. Chou e C. N. Yang, Phys. Rev. 188 (1969) 2469.
- 17) T. Lasinski, R. Levi-Setti, B. Schwarzschild e P. Ukleja, Nucl. Phys. B37 (1972) 1.
- 18) W. Kittel, Ratti e L. Van Hove, Nucl. Phys. B30 (1971) 333.
- 19) G. N. Watson, Theory of Bessel Functions, Cambridge University Press (1944).
- 20) R. J. Glauber, Lectures in Theoretical Physics, Vol. 1 (Wiley, New York, 1959).
- 21) P. D. B. Collins e E. J. Squires, Regge Poles in Particle Physics (Springer, 1968).
- 22) Colaboração Aachen-Berlin - Bonn - CERN - Heidelberg - Warsaw, apresentado a Helsinki Colloquium, Maio 1971 .

- 23) CERN, J.V. Allaby e outros, Conferência de Kiev
- 24) I. L. Caldas e Y. Hama, trabalho em desenvolvimento
- 25) K. J. Foley e outros, Phys. Rev. Lett. 11(1963)  
426 .
- 26) Y. Hama e E. Predazzi, Il Nuovo Cimento 2A(1971)  
929 .
- 27) Review of Particle Properties - Phys. Lett. 39B  
(1972).
- 28) K. J. Foley e outros, Phys. Rev. Lett. 11 (1963)  
(503
- C.Y. Chien e outros, Phys. Lett. 28B (1969) 9
- Aachen - Berlin - CERN - London - Vienna Colabora -  
ção, Phys. Lett. 24B (1967) 434
- J. Mott e outros, Phys. Lett. 23 (1966) 2 .
- 29) A. R. Dzierba e outros, preprint CALT - 68 - 364.
- 30) Colaboração Aachen-Berlin - Bonn - CERN - Cracow  
Heidelberg - London - Vienna - Warsaw, CERN/D.  
Ph. II - PHYS 72 - 22 .

TABLE 1

| MASS, GeV   | $\pi^- p \rightarrow (\pi_f^- \pi_s^- \pi^+) p$                      |                      | $\pi^+ p \rightarrow (\pi_f^+ \pi_s^- \pi^+) p$                      |                      |
|-------------|----------------------------------------------------------------------|----------------------|----------------------------------------------------------------------|----------------------|
|             | $\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_0, \frac{\text{mb}}{\text{GeV}^2}$ | A, $\text{GeV}^{-2}$ | $\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_0, \frac{\text{mb}}{\text{GeV}^2}$ | A, $\text{GeV}^{-2}$ |
| All         | $4.9 \pm 0.4$                                                        | $9.1 \pm 0.3$        | $3.7 \pm 0.3$                                                        | $7.2 \pm 0.3$        |
| 0.6 - 1.0   | $1.0 \pm 0.1$                                                        | $14.6 \pm 1.8$       | $0.58 \pm 0.05$                                                      | $11.3 \pm 0.5$       |
| 1.0 - 1.12  | $1.2 \pm 0.1$                                                        | $11.5 \pm 0.8$       | $0.8 \pm 0.1$                                                        | $9.6 \pm 0.7$        |
| 1.12 - 1.28 | $1.2 \pm 0.1$                                                        | $9.8 \pm 0.7$        | $1.0 \pm 0.1$                                                        | $7.6 \pm 0.6$        |
| 1.28 - 1.40 | $0.57 \pm 0.06$                                                      | $7.1 \pm 0.5$        | $0.40 \pm 0.06$                                                      | $5.0 \pm 0.6$        |
| 1.40 - 3.00 | $1.3 \pm 0.2$                                                        | $7.2 \pm 0.7$        | $1.0 \pm 0.1$                                                        | $5.7 \pm 0.3$        |

| MASS, GeV   | $\pi^- p \rightarrow \pi_f^- (\pi_s^- \pi^+ p)$                      |                      | $\pi^+ p \rightarrow \pi_f^+ (\pi_s^+ \pi^- p)$                      |                      |
|-------------|----------------------------------------------------------------------|----------------------|----------------------------------------------------------------------|----------------------|
|             | $\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_0, \frac{\text{mb}}{\text{GeV}^2}$ | A, $\text{GeV}^{-2}$ | $\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_0, \frac{\text{mb}}{\text{GeV}^2}$ | A, $\text{GeV}^{-2}$ |
| All         | $1.4 \pm 0.2$                                                        | $5.9 \pm 0.4$        | $1.6 \pm 0.2$                                                        | $6.5 \pm 0.4$        |
| 1.2 - 1.52  | $0.63 \pm 0.08$                                                      | $11.7 \pm 1.2$       | $0.65 \pm 0.08$                                                      | $11.8 \pm 1.2$       |
| 1.52 - 1.64 | $0.26 \pm 0.03$                                                      | $7.5 \pm 0.6$        | $0.35 \pm 0.05$                                                      | $8.3 \pm 0.9$        |
| 1.64 - 1.80 | $0.30 \pm 0.03$                                                      | $4.7 \pm 0.3$        | $0.29 \pm 0.04$                                                      | $4.6 \pm 0.7$        |
| 1.80 - 2.08 | $0.17 \pm 0.03$                                                      | $2.5 \pm 0.9$        | $0.26 \pm 0.04$                                                      | $5.3 \pm 0.8$        |
| 2.08 - 3.20 | $0.18 \pm 0.03$                                                      | $4.0 \pm 0.8$        | $0.17 \pm 0.03$                                                      | $3.7 \pm 0.7$        |

Secção de choque  $d\sigma/dt'(t'=0)$  e parâmetro A  
 $(d\sigma/dt' \propto e^{-At'})$  para as reações (5), (6), (79) e (80) a  
 16 GeV/c .

### LEGENDAS PARA AS FIGURAS

- 1) Secções de choque diferenciais como funções de  $t'$  a 11 e 16 GeV/c, representadas por  $d\sigma/dt' \propto e^{-At'}$  no intervalo  $0,02 \leq t' < 0,6 \text{ GeV}^2$ . Ver Ref. 18
- 2) Secções de choque diferenciais como funções de  $t$  para três intervalos de massa invariante  $M$ . A linha sólida representa dados com contadores. Os círculos são as somas de todos os canais com câmara de bolhas. Os histogramas representam  $pp \rightarrow p(n\pi^+)$  e  $pp \rightarrow p(p\pi^+ \pi^-)$ . Ver Ref. 26.
- 3) Distribuição de massa do sistema ( $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ ), no intervalo  $4 < P_{\text{lab}} < 12 \text{ GeV/c}$ , referente as reações (3) e (4). O histograma superior inclui todos os eventos. O outro histograma sólido inclui eventos para os quais  $t' < 0,5 \text{ GeV}^2$  e  $M(p \pi^+) > 1,34 \text{ GeV}$ . O histograma tracejado, além das restrições anteriores, inclui apenas os eventos no intervalo  $0,86 < M(K \pi) < 0,92 \text{ GeV}$ .
- 4) Distribuição de massa do sistema ( $K \pi \pi$ ) referente as reações (76) (gráfico superior) e (77) (gráfico inferior). Em cada gráfico, o histograma superior inclui eventos com as restrições a e b (ver Pág. 45), enquanto o histograma inferior, além das anteriores, inclui as restrições c ou e, f.

- 5) Distribuição de massa do sistema ( $\pi^\pm \pi^+ \pi^-$ ) referente as reações (5), (6), (79), e (80) a 16 GeV/c.
- 6) B médio, no intervalo  $4 < P_{\text{lab}} < 12$  GeV/c, como função da massa invariante M, para as reações (3) e (4). As curvas representam os resultados obtidos nesta tese.
- 7) B como função da massa invariante para as reações (5) e (6). As curvas representam os resultados obtidos nesta tese.
- 8) Multiplicidade média das partículas carregadas como função de  $t'$ . Ver Ref. 30
- 9) Distribuição de massa do sistema ( $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ ), referentes as reações (5) e (6), para quatro intervalos de momento incidente.  
Os histogramas superiores incluem todos os eventos.  
Os inferiores incluem eventos para os quais  $t' < 0,5$  GeV<sup>2</sup> e  $M(p \pi^+) > 1,34$  GeV.
- 10) Secção de choque diferencial, no intervalo  $4 < P_{\text{lab}} < 12$  GeV/c, para as reações (3) e (4). As curvas representam os resultados obtidos nesta tese.
- 11) Secção de choque diferencial para as reações (5) e (6). As curvas representam os resultados obtidos nesta tese.
- 12) B como função do momento incidente para as reações (3) e (4). As curvas representam os resultados obtidos nesta tese.



- 13) Variação de  $B$ , no intervalo  $1,2 < M < 1,35$  GeV, com o momento incidente para as reações (76) e (77). Além de  $a$  e  $b$ , em \* é feita a restrição  $d$  e em \*\* a restrição  $c$  (Ver Pág. 45). As curvas representam os resultados obtidos nesta tese.
- 14) Mesmo caso da figura anterior com  $1,35 < M < 1,5$  GeV.
- 15) Descrição eikonal da excitação difrativa. Os pontos 1, 2, ---,  $n$  ao longo da trajetória da partícula a representam as etapas múltiplas de excitação coerente da partícula b.
- 16) Distribuição de massa dos sistemas  $(2 \pi^- \pi^+)p$  e  $(\pi^- \pi^+ p)$  a 11 e 16 GeV/c referentes, respectivamente, as reações (6) e (80).  
Variação de  $B$  (calculado no intervalo  $0,02 \leq t' < 0,6$  GeV<sup>2</sup>) com a massa invariante desses sistemas. Ver Ref. 18.
- 17) Variação da secção de choque, em vários intervalos da massa invariante do sistema  $M(K \pi \pi)$ , da reação (13) com o momento incidente.



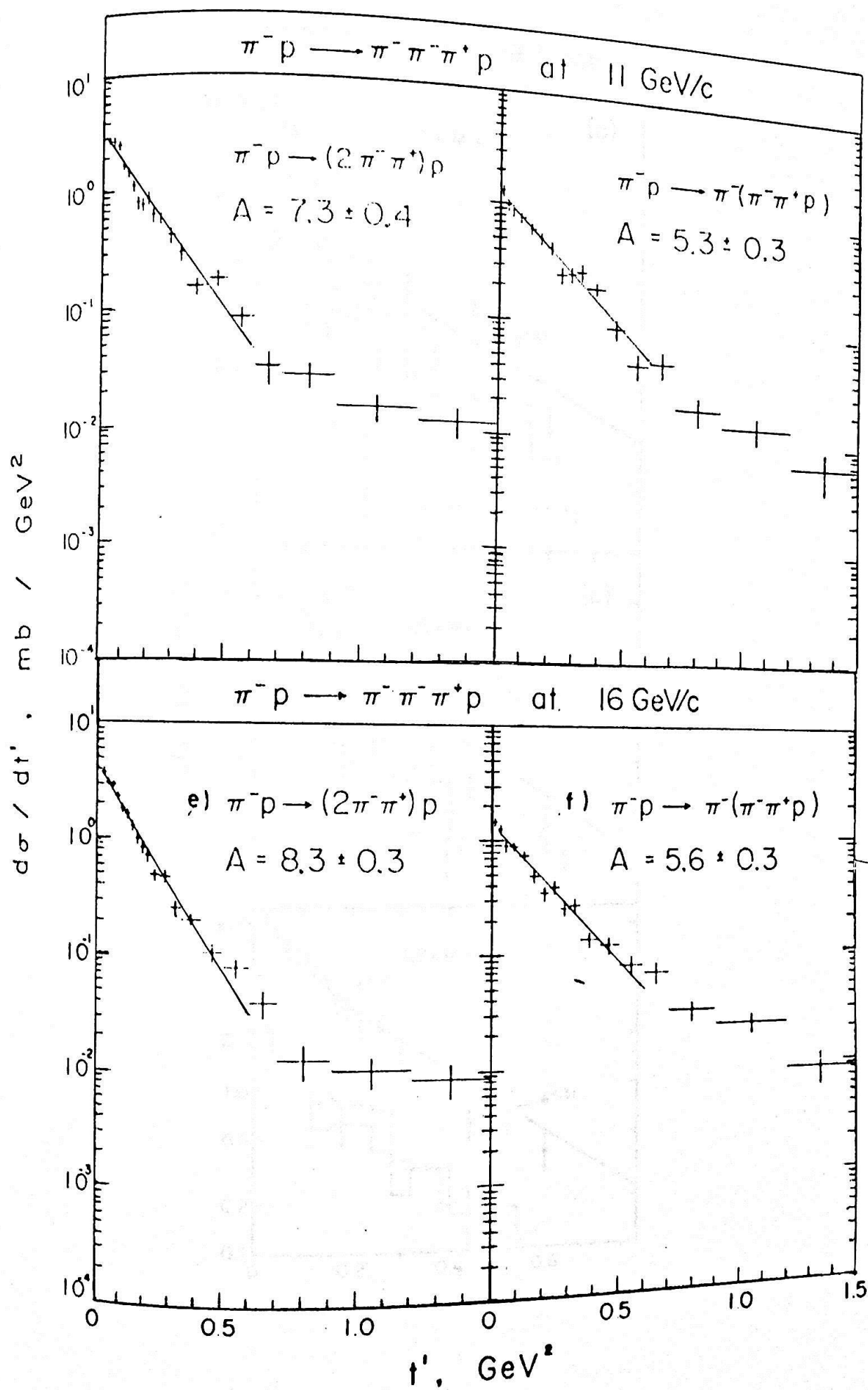


FIG. 1

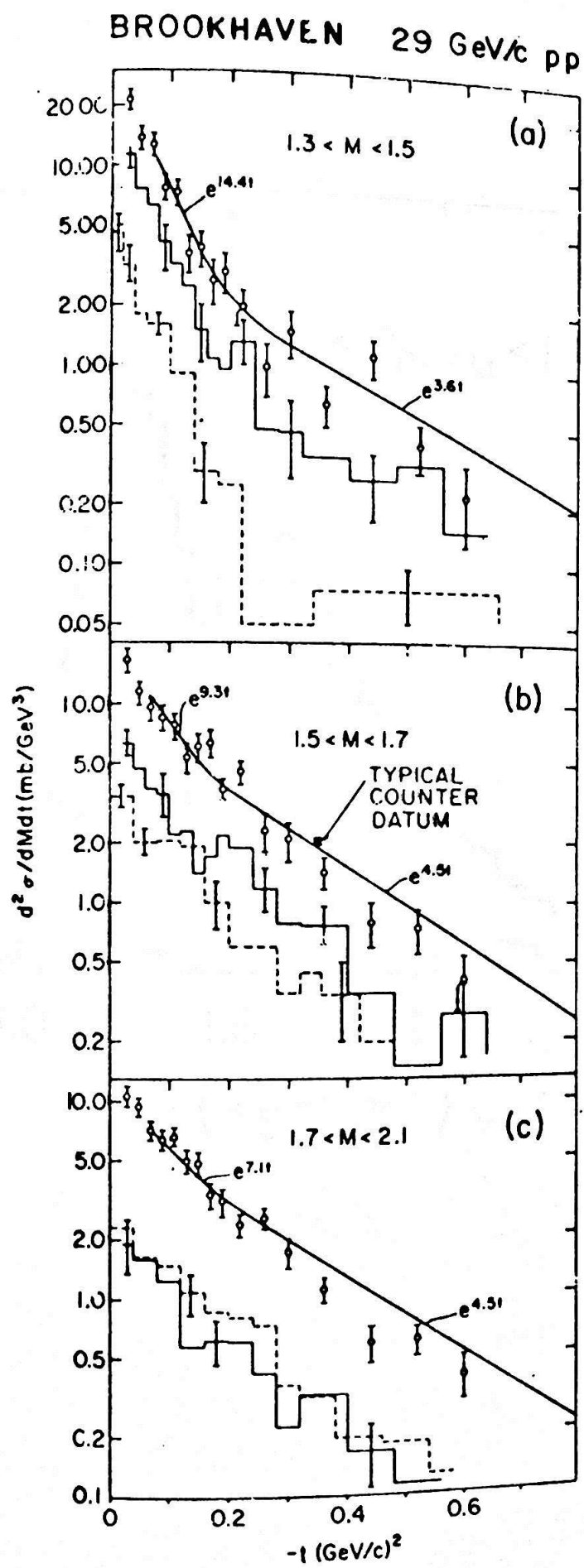


FIG. 2

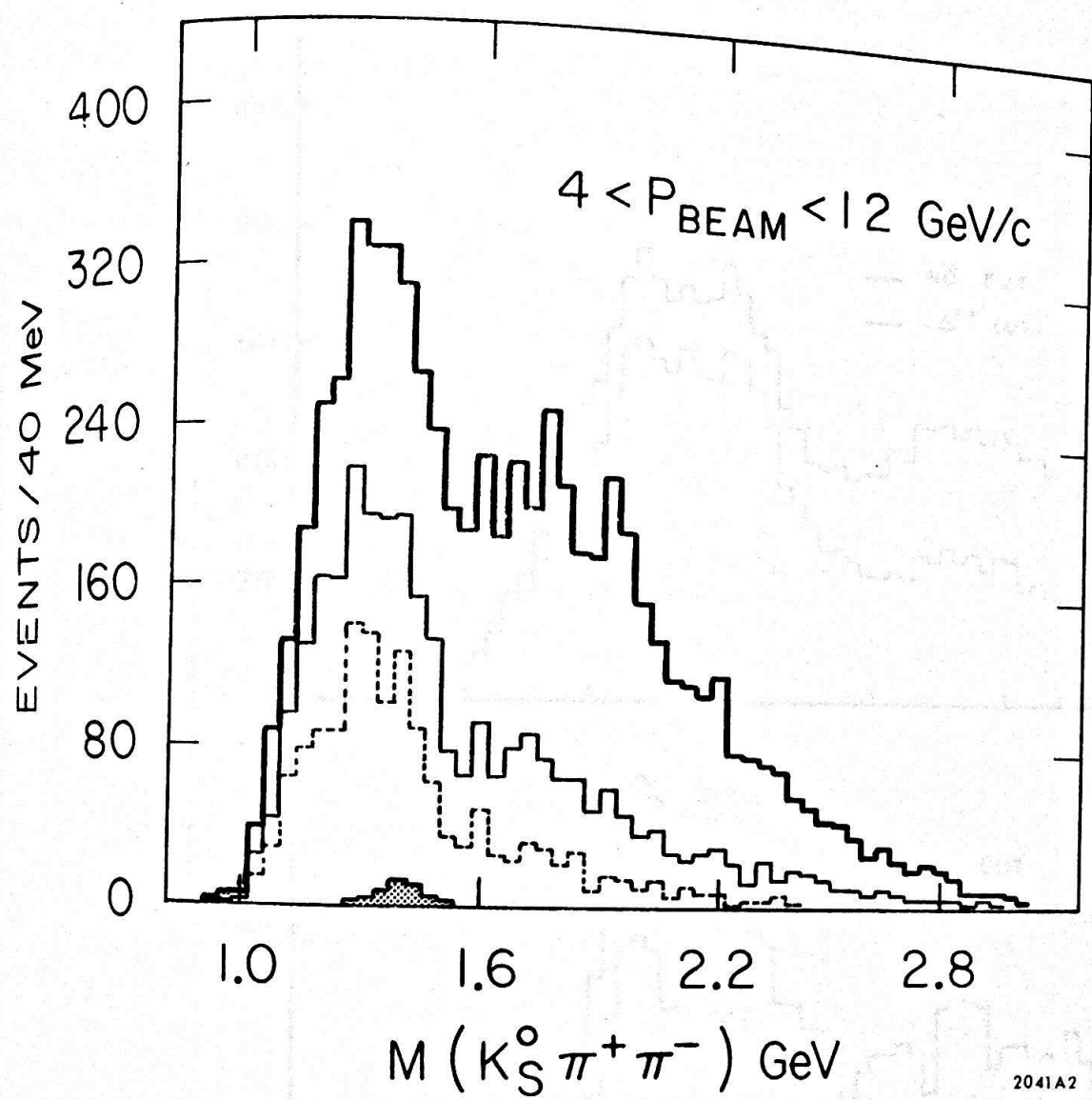


FIG. 3

$$K^+p \rightarrow Q^+p$$

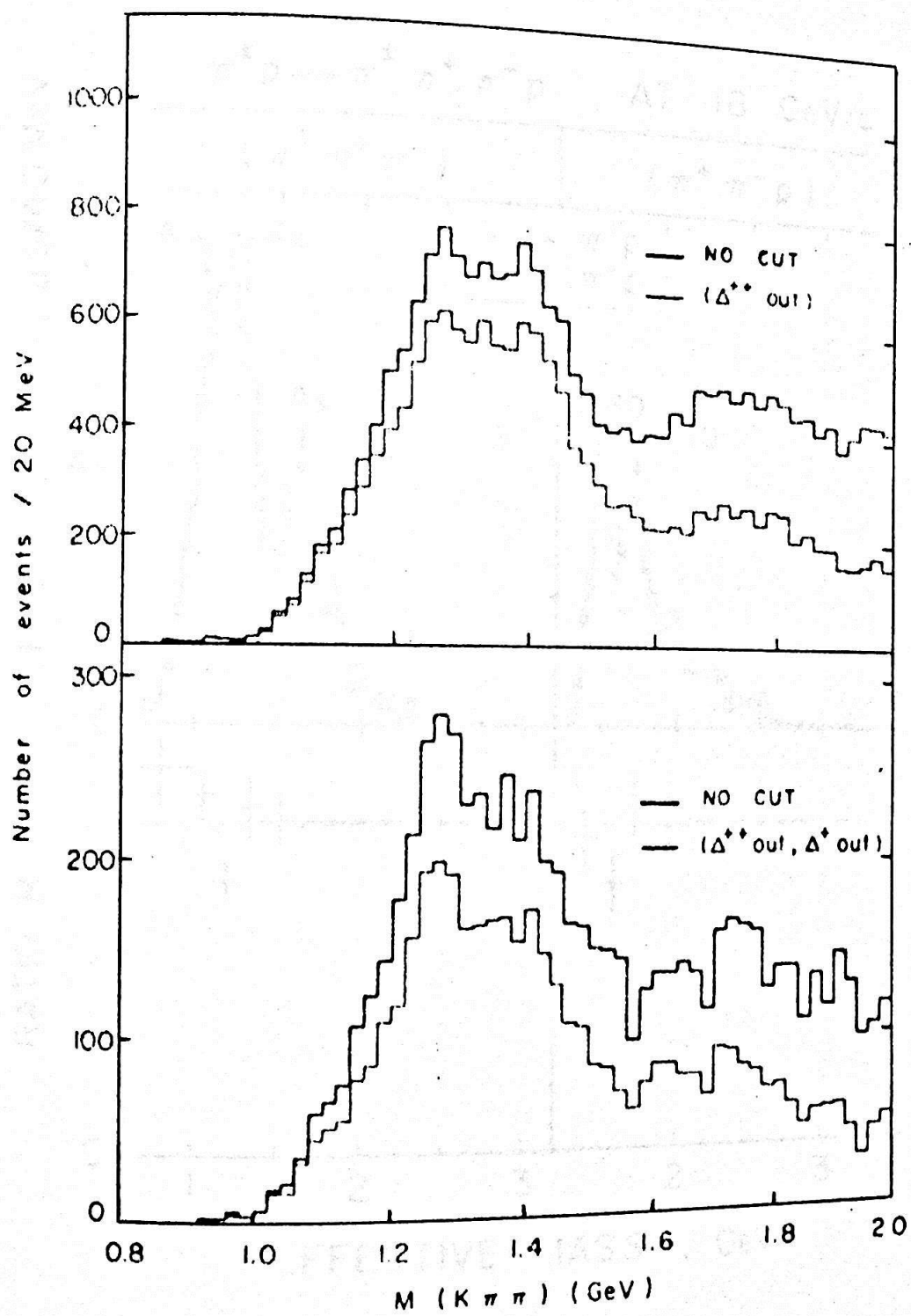


FIG. 4



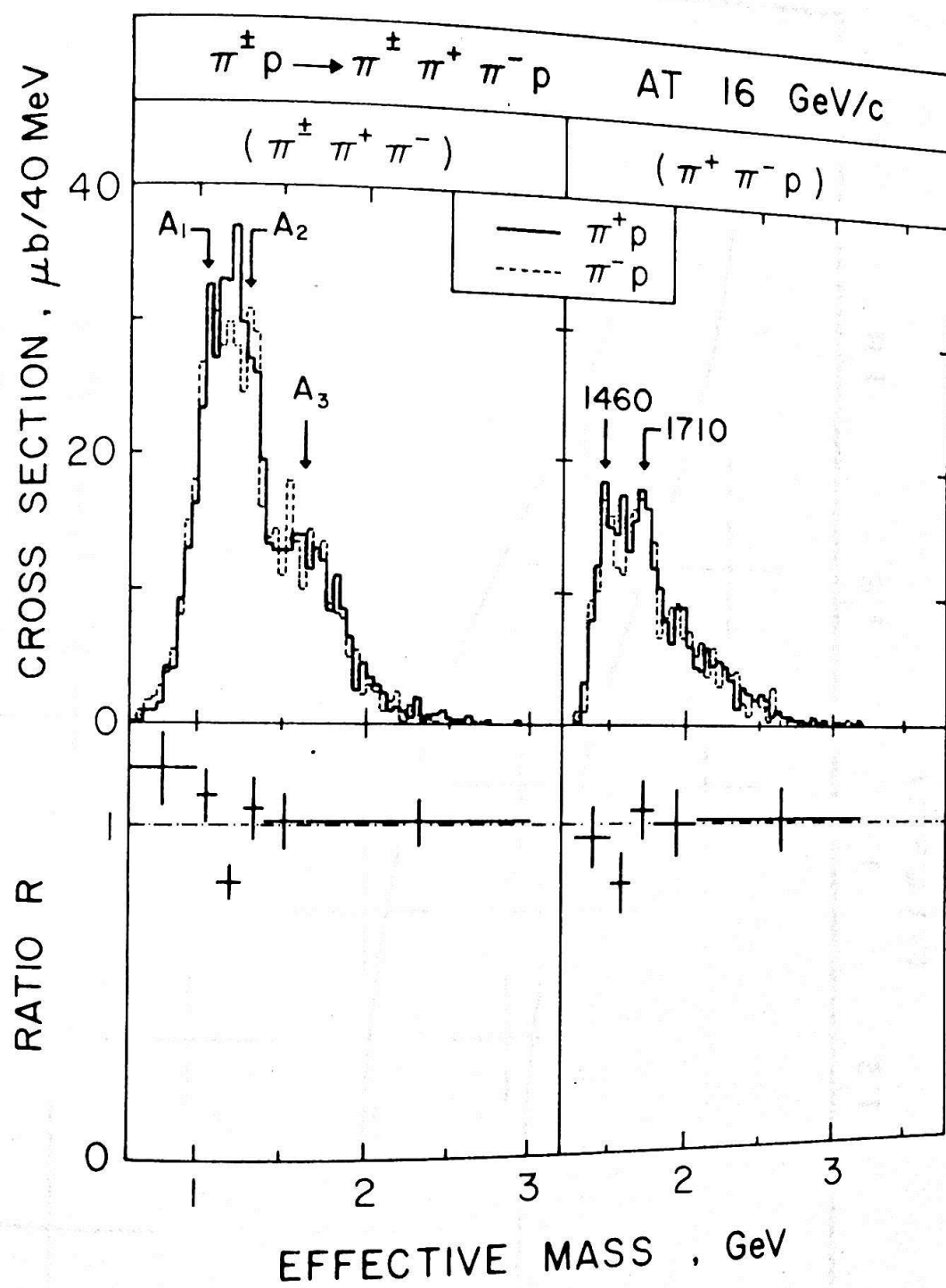


FIG. 5

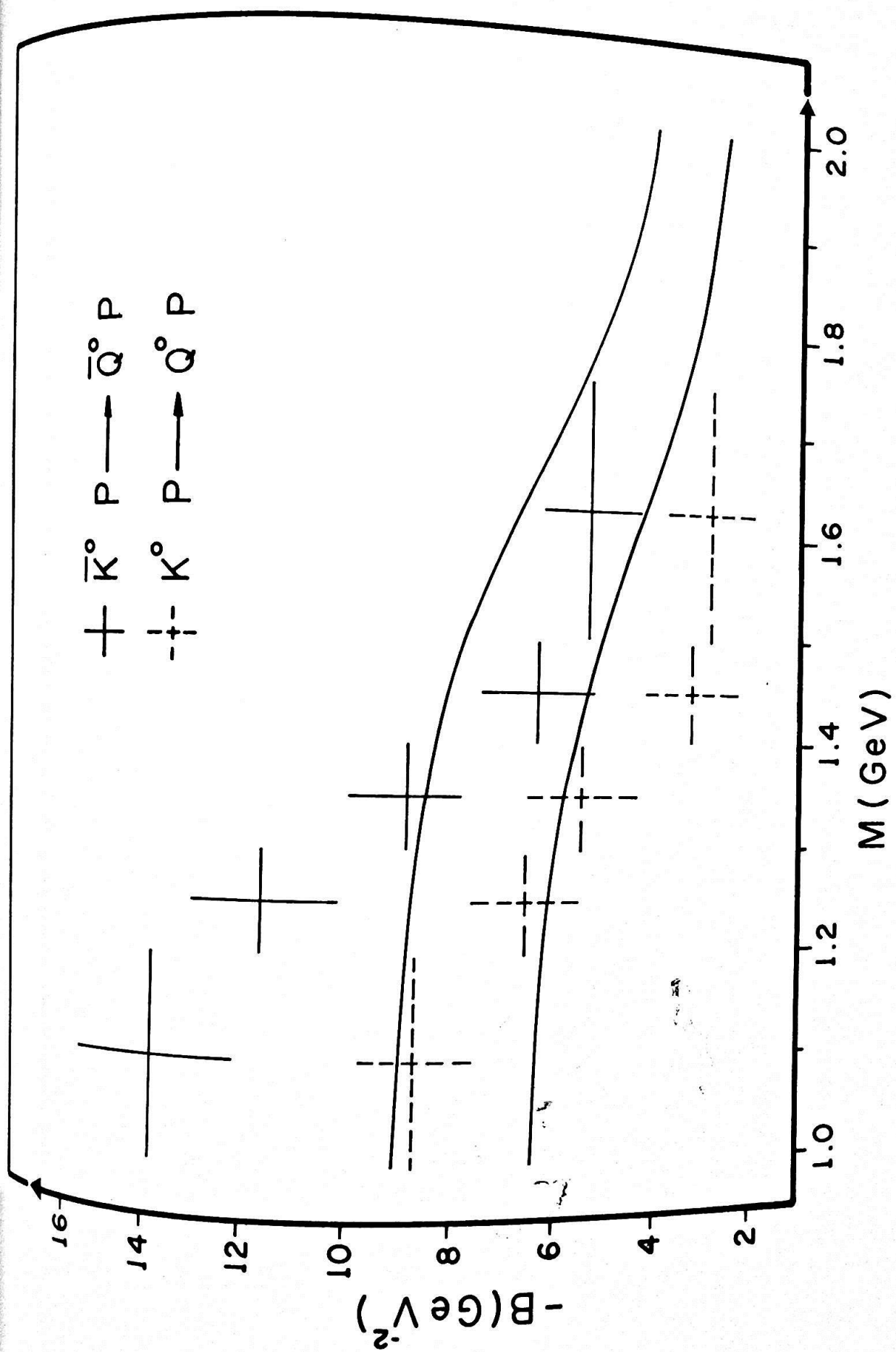


Fig. 6



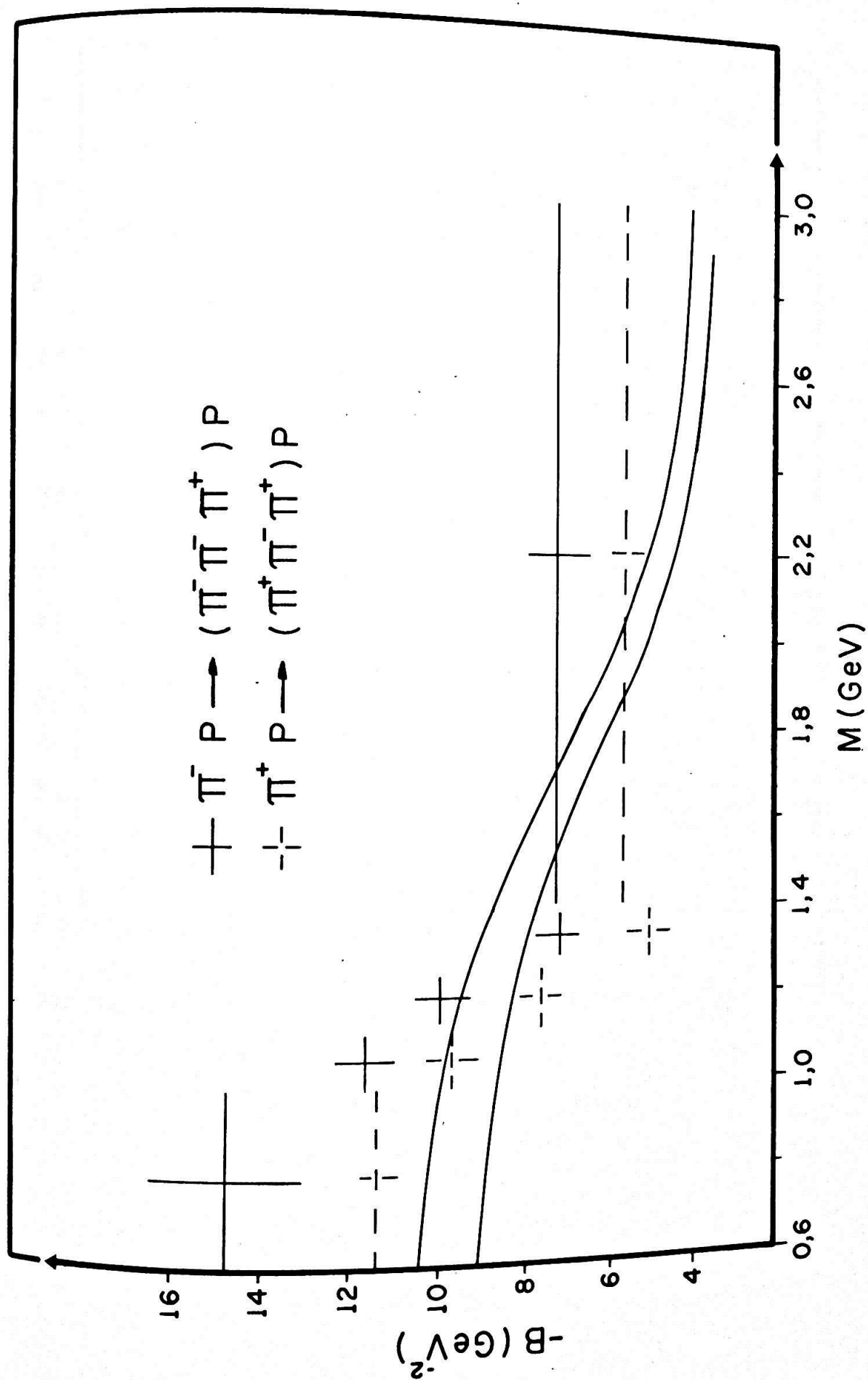


Fig. 7

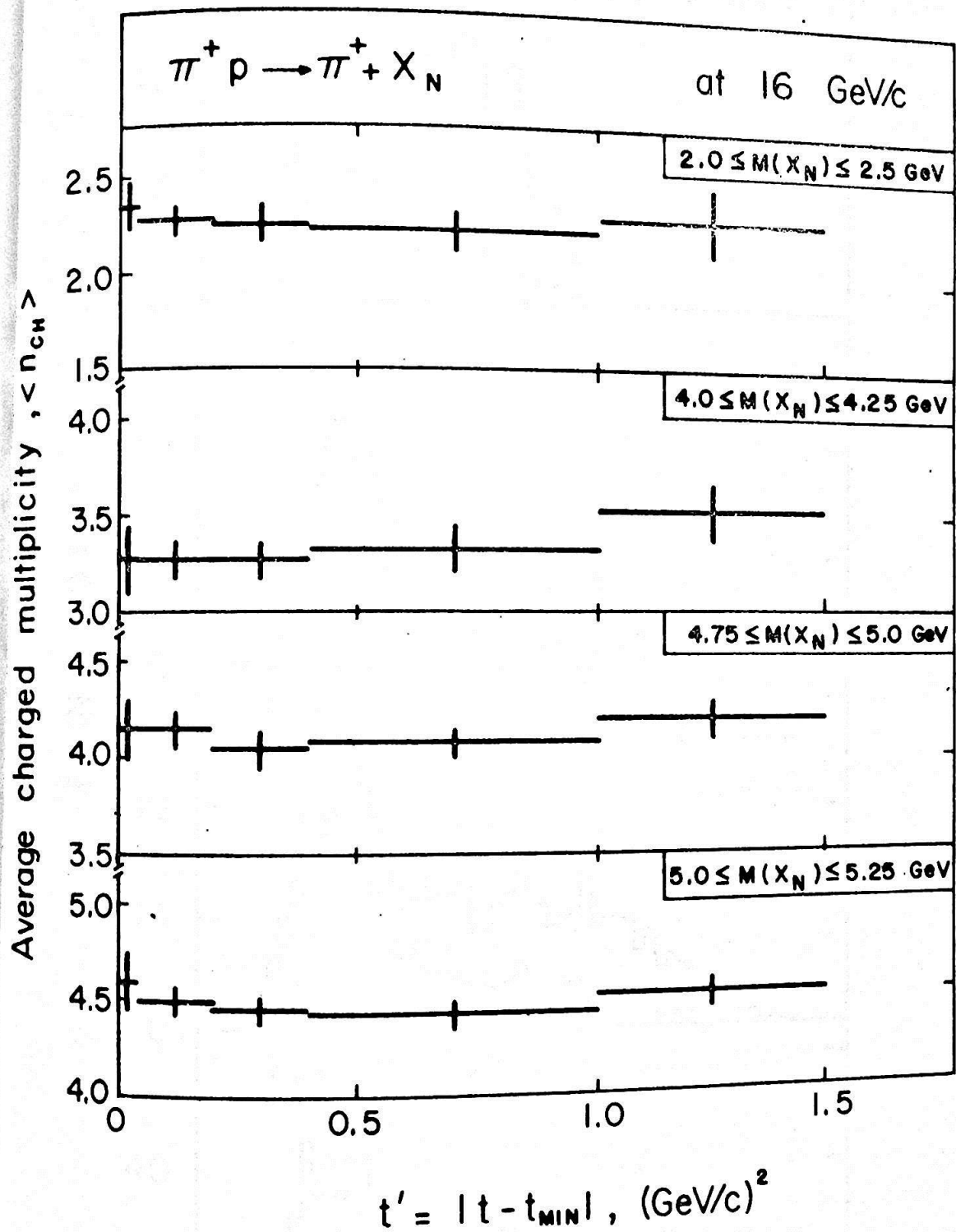


FIG. 8

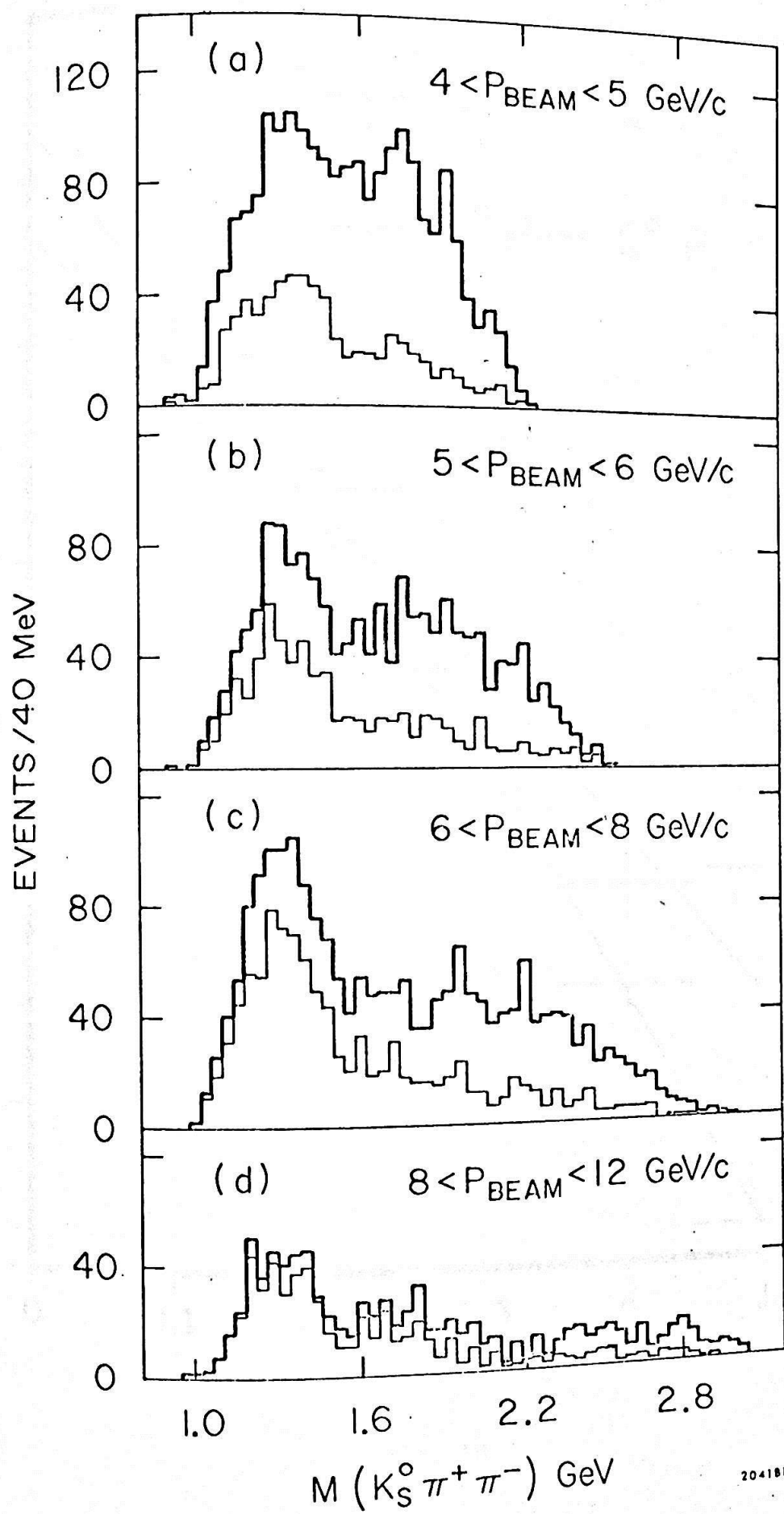


FIG. 9

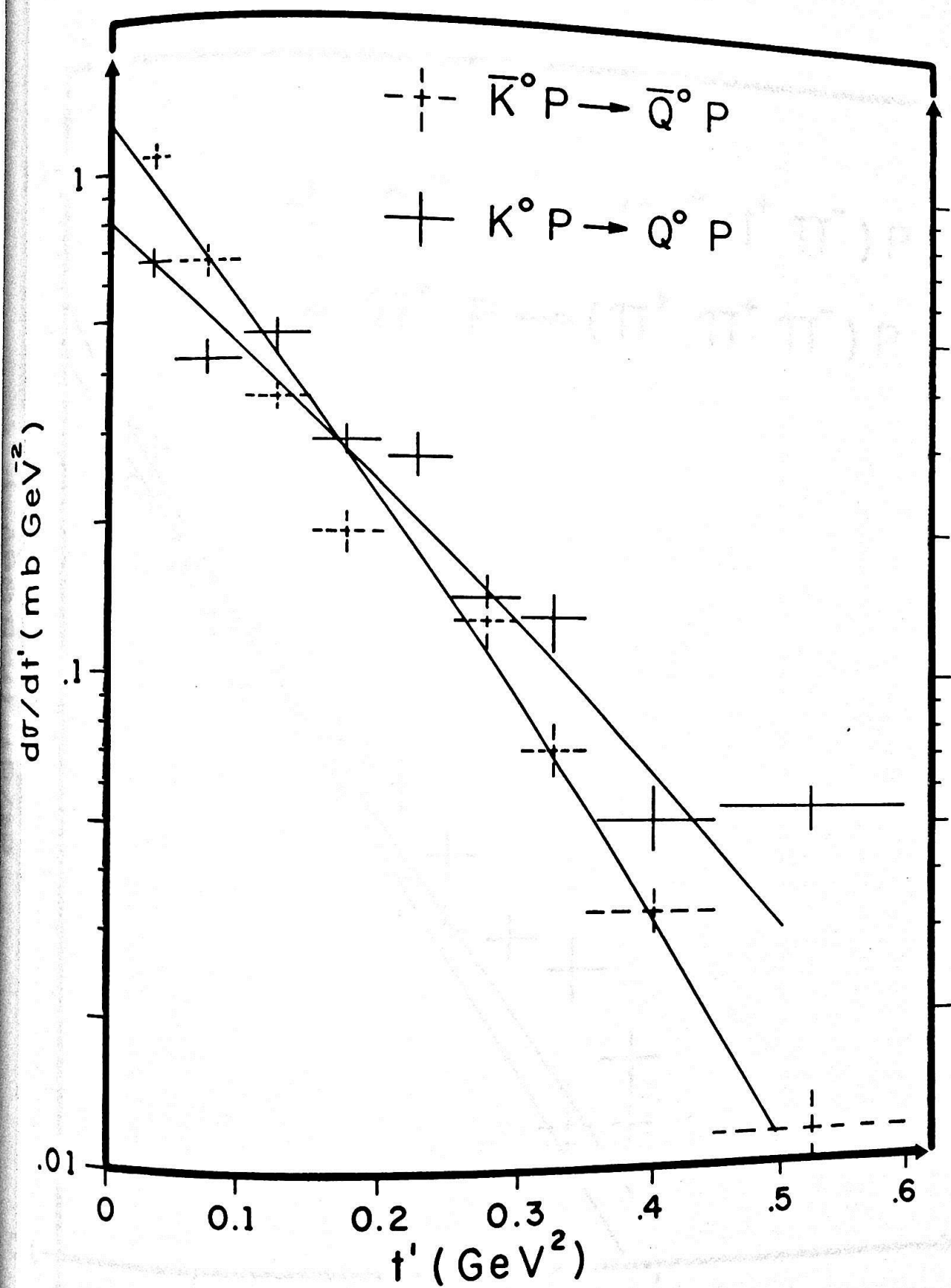


Fig. 10

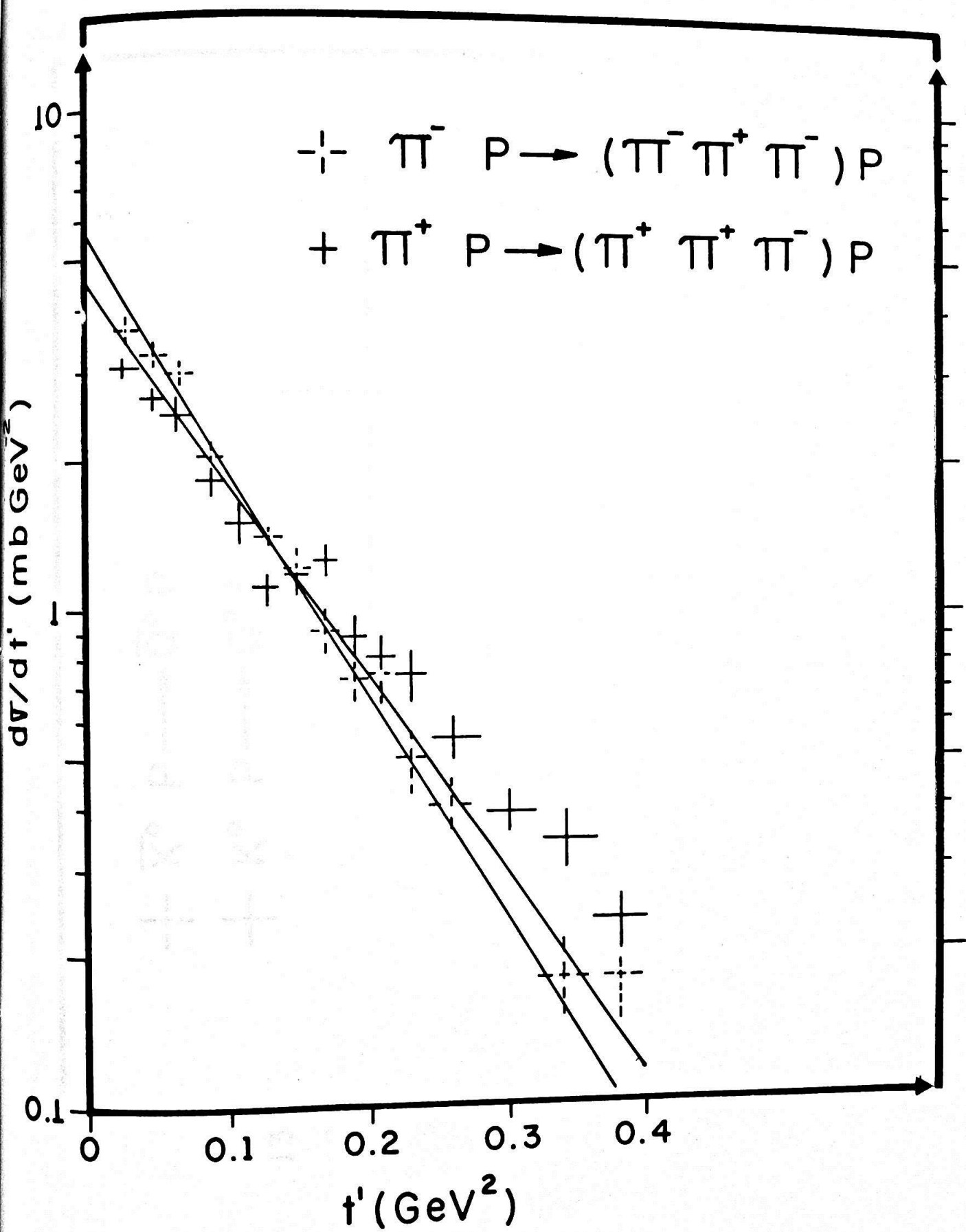


Fig. 11



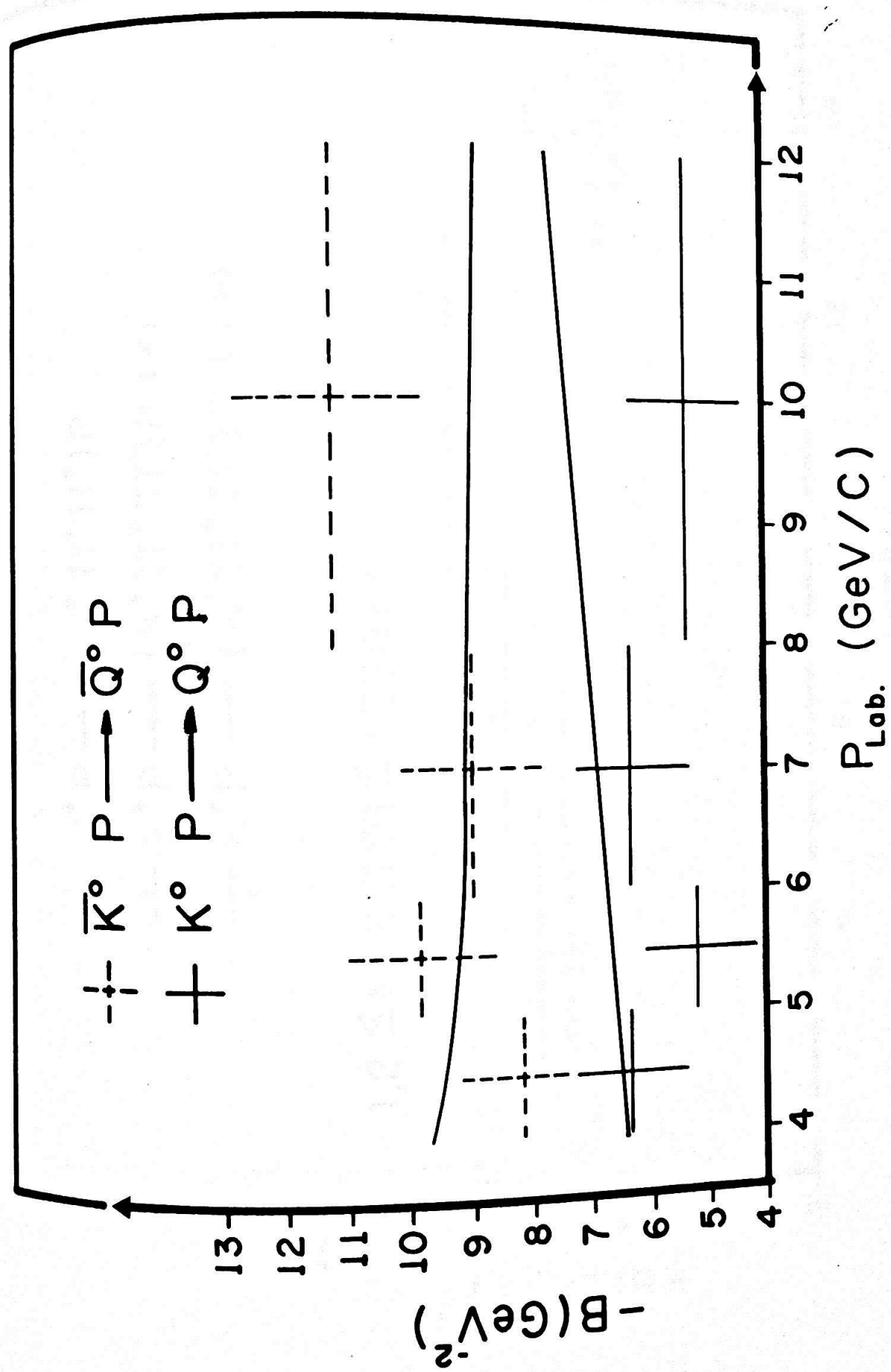
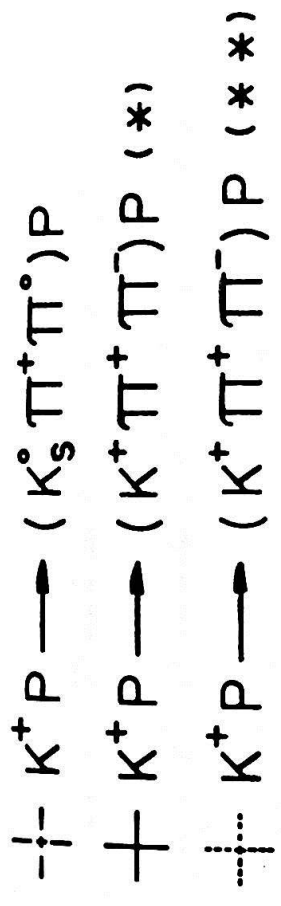


Fig. 12





$$1,2 \leq M(K \pi \pi) \leq 1,35 \text{ GeV}$$

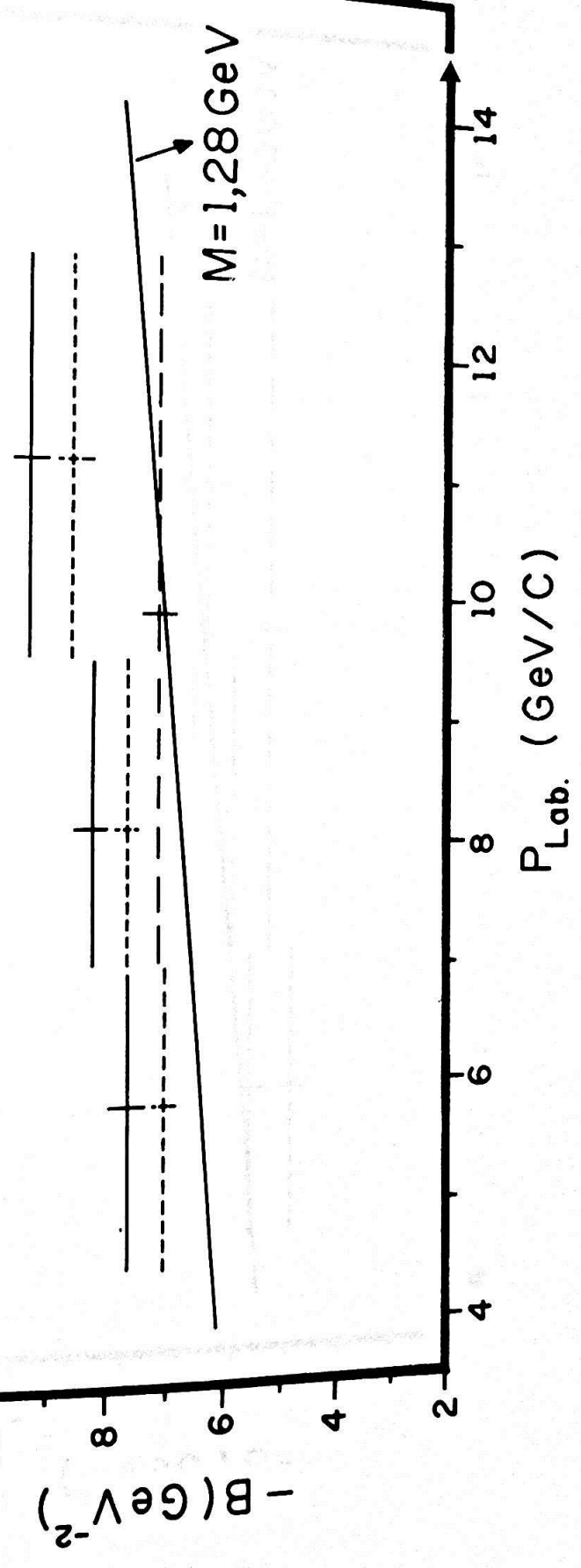


Fig. 13

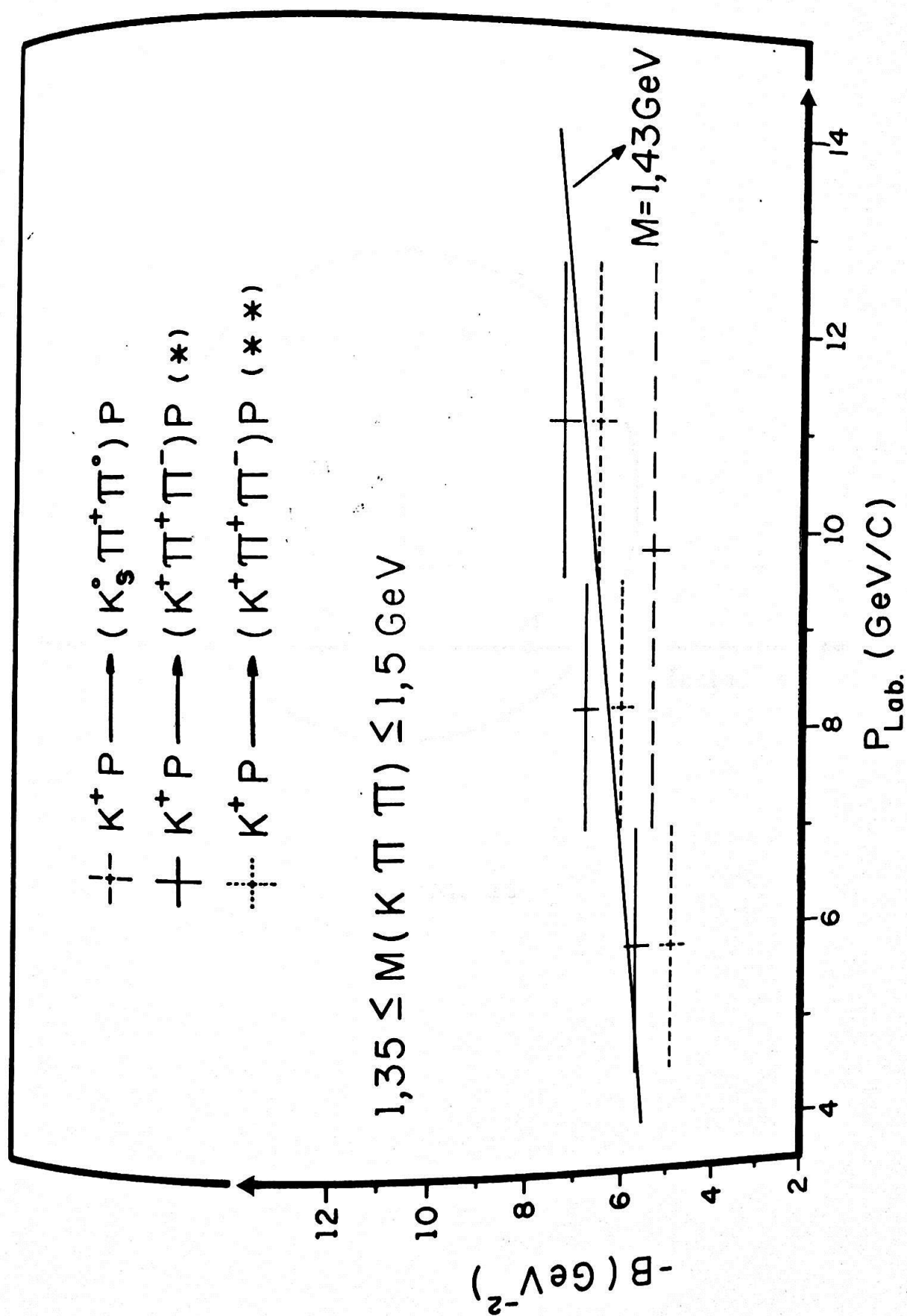


Fig. 14

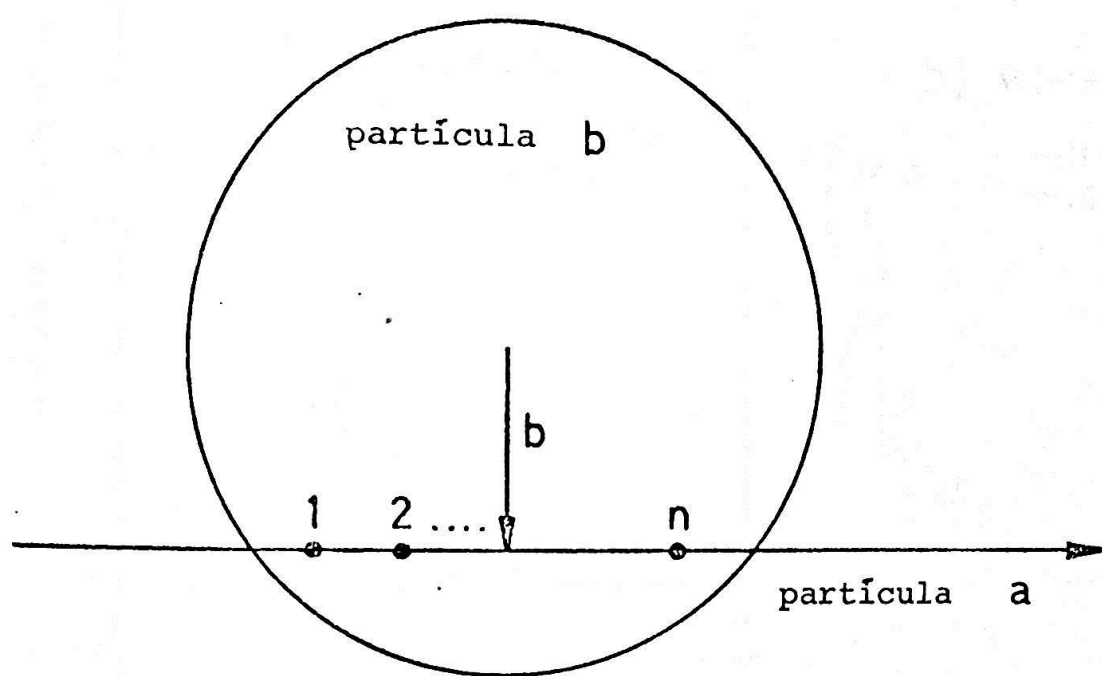


FIG. 15

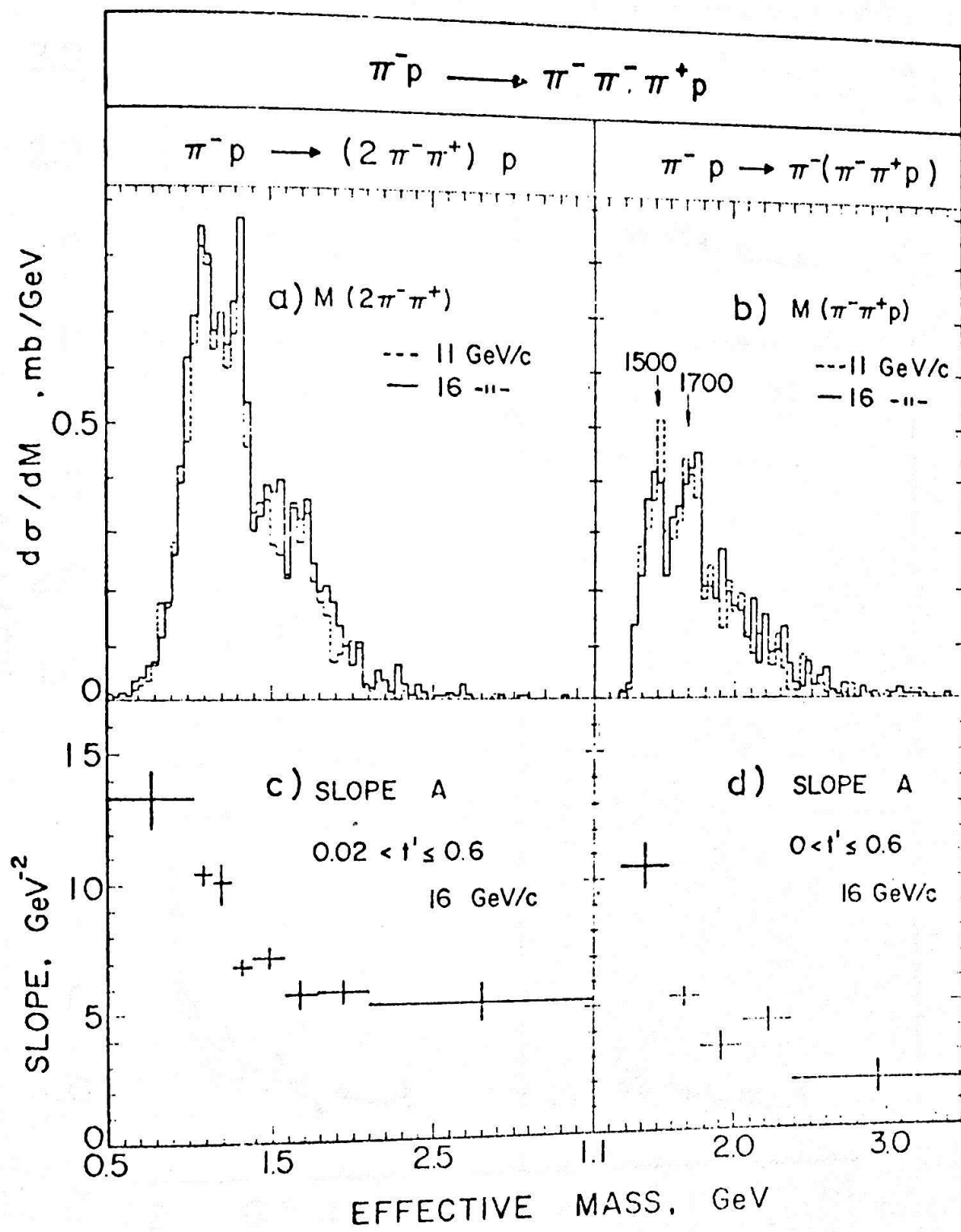


FIG. 16

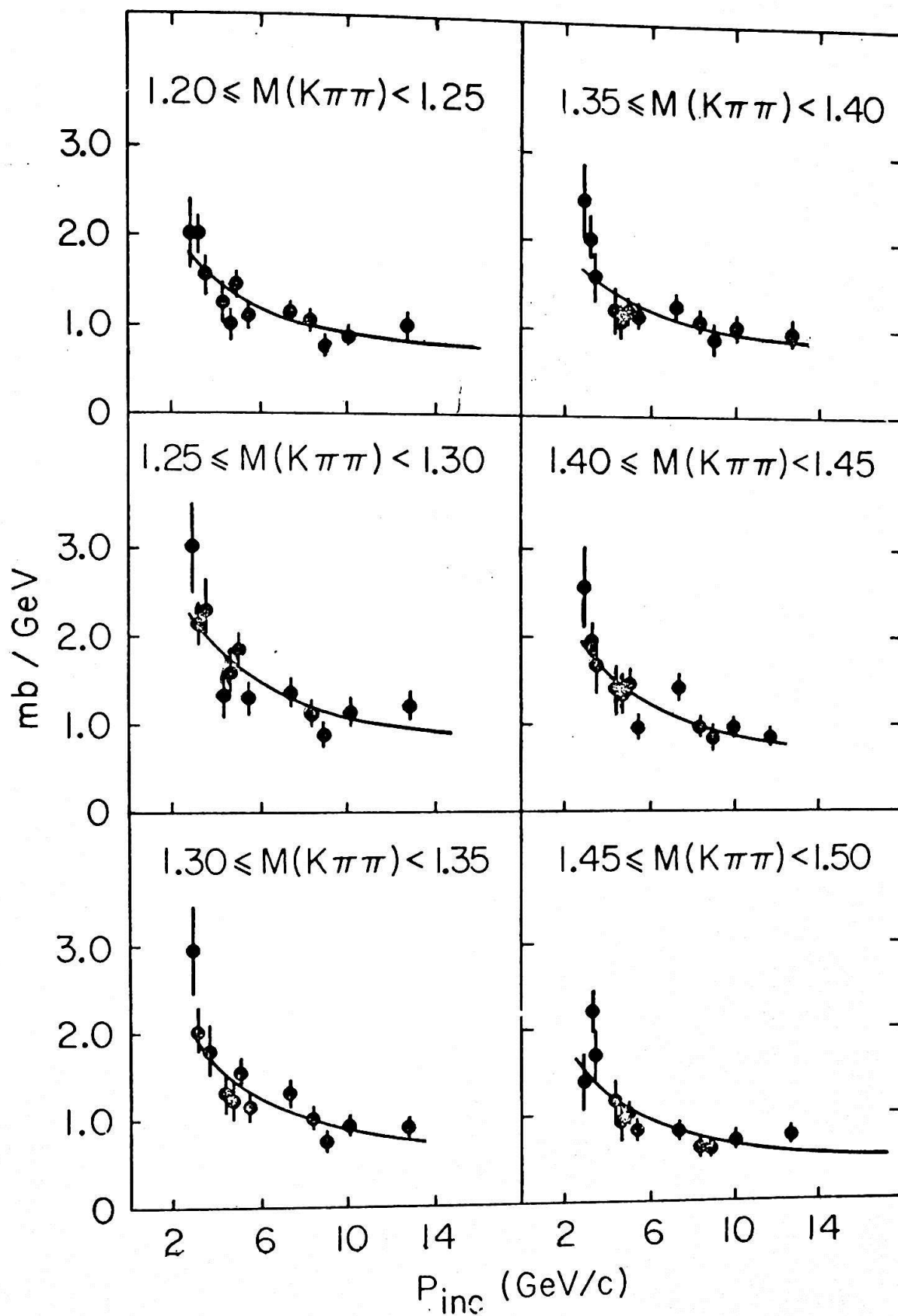


FIG. 17