D.T. 193

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP
305M810T3088

CORRELAÇÃO ENTRE AS PARTÍCULAS EM DISSOCIAÇÕES DIFRATIVAS

Dissertação de Mestrado
JOSÉ AFONSO FILHO
Orientador:
Prof. YOGIRO HAMA

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3088
IX.2

SÃO PAULO
1973

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
193
INSTITUTO DE FÍSICA

AGRADECIMENTOS

Queremos expressar nossos melhores agradecimentos aos professores:

- Yogiro Hama, que com eficiente orientação, permitiu a elaboração desta tese, e
- Henrique Fleming, nosso primeiro orientador.

aos colegas:

- Iberê L. Caldas, Raphael de Haro Júnior e Samuel Santos, pelas estimulantes e proveitosas discussões;
- Ivone S. Arruda, pelos serviços de datilografia;
- Aluizio Eras e Atsushi Endo, pelos desenhos;
- Bruno Manzon e Perclides Oliveira, pelos serviços de impressão e xerox.

Agradecemos em especial à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, pelo apoio financeiro, sem o qual não seria possível a conclusão deste trabalho.

ABSTRACT

In a recent work by Y.Hama, it has been assumed that diffraction dissociation occur in two stages: i) coherent excitation of one (or both) of the incident particles and ii) subsequent decay of the excitated states which is independent of how they one formed.

In this work we concentrate ourselves in studying the decay of the excitate states, taking the correlation among the various particles of the final state into account.

Being the quoted correlation actually suggested by the experimental data, our work consist only in inserting the resonances together with the other particles as decay products and studying the possible effects due to this correlation.

The calculation is done in the same way as that of the cited reference, where the decay is trated just considering statistical arguments.

We calculate the mass spectrum of the $\pi^-\pi^+$ in $\pi^-A \to (\pi^-\pi^+\pi^-)A$ as an example, as well as that of 5π in $\pi^-A \to (\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+)A$, where A is a nucleus. We calculate also the mass spectrum of the $(\pi^-\pi^-\pi^+)$ in $\pi^-p \to (\pi^-\pi^-\pi^+)P$ with correlation, obtaining a distribution analogous to that of the above quoted model.

I N D I C E

I. INTRODUÇÃO..... 1

II. CARACTERÍSTICAS EXPERIMENTAIS..... 5

III. MODELO DE EXCITAÇÕES COLETIVAS..... 9

IV. CORRELAÇÃO ENTRE AS PARTÍCULAS NO ESTADO FINAL. 16

V. CONCLUSÃO..... 25

APÊNDICE..... 27

REFERÊNCIAS..... 34

LEGENDA PARA AS FIGURAS..... 36

I. INTRODUÇÃO

O estudo dos processos de produção múltipla, que foi inicialmente feito em raios cósmicos e em núcleos pesados, recentemente vem ganhando novos impulsos com a construção de aceleradores que fornecem altas energias, para as quais os processos de produção dominam. Sabe-se que para uma partícula incidente com momento $P_{LAB} \geq 5$ Gev/c, no sistema de Laboratório, os processos inelásticos contribuem com aproximadamente 80% de secção de choque total.

Com o acúmulo de dados experimentais verifica-se, então, uma série de regularidades nos fenômenos de produção e os objetivos principais do estudo desse campo consistem em descobrir novas regularidades, procurar relacioná-las, se possível compreendê-las em termos de teorias existentes com algumas hipóteses adicionais, o que chamamos de modelos, e partir para a construção de uma teoria fundamental que permita explicar as interações fortes.

Dentre as regularidades observadas existe uma classe de reações de produção denominadas 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 constância da secção de choque quando a energia do sistema aumenta. Destas características, a constância de secção de choque com a

energia, pode ser considerada a principal visto que, outros processos inelásticos (por exemplo: processos de troca), possuem picos na região dianteira ao passo que a secção de choque decresce com o aumento da energia.

Cumpre notar que a existência destes canais inelásticos com secção de choque aproximadamente independente da energia é atualmente um fato bem estabelecido para interações a altas energias.

O objetivo da presente tese consiste no estudo de alguns aspectos das classes de reações acima mencionadas. Para isto, utilizamos um modelo recentemente proposto[1] que interpreta as dissociações como excitações coletivas e coerentes das partículas interagentes, consideradas como extensas, com o subsequente decaimento dos estados excitados independentemente de como são formados. Em outras palavras, este modelo propõe-se a explicar o mecanismo de reações do tipo $a+b \to A+b$ (ou $a+B$), onde A(ou B) é um sistema de partículas com pequena massa invariante, através da formação de um estado excitado intermediário.

Uma das previsões que é feita pelo trabalho original, para reações do tipo $a+b \to A+b$ (ou $a+B$), é o espectro de massa das partículas provenientes do decaimento do estado excitado A(ouB), não levando em conta a correlação entre eles. Nosso trabalho consiste em levar em conta esta correlação introduzindo

se ressonâncias que possam ser formadas com as partículas provenientes do decaimento. Esta correlação é considerada calculando-se a probabilidade que o estado excitado tem em decair em ressonâncias (por simplicidade consideradas sem largura) e nas demais partículas considerando-se somente o espaço de fase. Assim calculamos esta probabilidade e somamos àquela obtida na ref. 1 onde a correlação não é levada em conta.

A comparação com os dados experimentais é feita para reações $\pi^{\pm}p \to x_m^{\pm}p$ e $\pi^{\pm}A \to x_m^{\pm}A$ onde A é núcleo, com x_m decaindo em um número ímpar de pions. Neste caso as ressonâncias que podemos introduzir no decaimento $x_m^{\pm} \to 3\pi, 5\pi \ldots$ são $\rho^o(760)$ e f(1260). O acordo que obtivemos com os dados experimentais podem ser considerados razoáveis uma vez que eles representam uma tentativa em melhorar ainda mais os resultados obtidos na ref. 1.

Até aqui, descrevemos nosso trabalho em linhas gerais, porém nos próximos capítulos daremos em detalhe todos os resultados obtidos, segundo o plano de apresentação: no capítulo II damos as características experimentais dos processos difrativos dando ênfase aos dados referentes a reação $\pi A \to x_m A$ onde A é um núcleo e x_m é o estado excitado; no capítulo III descrevemos em linhas gerais o Modelo de Excitações Coletivas[1)] , o qual usamos para nosso cálculo, nos nos atendo mais no estudo do decaimento do estado ex-

citado que é objetivo do nosso trabalho.

No capítulo IV, apresentamos a formulação da idéia de nosso trabalho em detalhe. Mostraremos como modificar a probabilidade introduzida na ref. 1 devido a correlação. Estudamos como aplicação destas idéias as reações iniciadas por $\pi^- p$ e $\pi^- A$ onde A é um núcleo.

Por último, no capítulo V damos as conclusões que podemos chegar, com a comparação feita com os dados experimentais. Mostramos que os dados experimentais são reproduzidos de maneira razoável em todas as aplicações. Para a reação $\pi^- A \to x_m A$ com $x_m \to (3\pi)^-$, o espectro de massa $\pi^-\pi^+$ é bem reproduzido, o mesmo acontecendo para o espectro de 5π quando $x_m \to 5\pi$. Na reação $\pi^- p \to (\pi^-\pi^+\pi^-)p$, o resultado obtido não varia muito aquele da ref. 1, onde o acordo já é razoável.

II. CARACTERÍSTICAS EXPERIMENTAIS

Nas presentes energias fornecidas pelos aceleradores, as secções de choque totais bem como algumas das parciais são conhecidas. Como frizamos na introdução, para momentos de laboratório acima de 5 Gev/c aproximadamente 80% da secção de choque total é inelástica.

Dentre os canais inelásticos fixaremos nossa atenção no canal difrativo, pois é deste tipo de reações que o modelo da ref. 1, bem como nosso trabalho se ocupa. A seguir, descrevemos as principais características experimentais desta classe de reações.

Experimentalmente, os processos difrativos mais estudados são:

$$N\,N \to N\,(N\,\pi)$$
$$N\,(N2\pi)$$

$$\pi\,N \to \pi\,(N\,\pi) \qquad N \to (3\pi)N$$
$$\pi\,(N2\pi) \qquad KN \to (K2\pi)N,$$

onde os sistemas dissociados estão indicados entre parêntesis[2]. Foram estudadas também, reações do tipo $\pi^- A \to (\pi^-\pi^+\pi^-)A$ e $\pi^- A \to (\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)A$, onde A é um núcleo[3].

Assim, podemos descrever os processos acima na forma $a+b \to \begin{matrix} a+B \\ A+b \\ A+B \end{matrix}$, onde A (B) são sistemas de partículas. Os dados experimentais relativos a estes processos apresentam as seguintes características:

i) A partícula b(a) e o sistema B(A), possuem os mesmos números quânticos (Fig. 1). Quanto ao spin e a paridade, sempre que eles foram determinados, verificou-se a regra $P_f = P_i(-1)^{\Delta S}$.

ii) As distribuições angulares possuem picos pronunciados na região dianteira, análogos ao do espalhamento elástico, característico dos processos coerentes (Fig. 2).

iii) As secções de choque integradas são praticamente constantes com a variação de energia de partícula incidente (Fig. 3).

Em reações do tipo $\pi^- p \to x_m p$ (ou πx_n), onde $x_m(x_n)$ são grupos de partículas com os mesmos números quânticos que os $\pi(p)$, foram observadas as seguintes propriedades, relativas a massa invariante, M, do sistema $x_m(x_n)$.

iv) A distribuição de massa efetiva, para multiplicidades fixas, dão picos mais ou menos largos na região de M pequeno (Fig. 4).

v) A largura do pico dianteiro em $\frac{d^2\sigma}{dMdt}$, onde $t=(p_a-p_A)^2$ ou $(p_b-p_B)^2$ e $M=p_A^2$ ou (p_B^2) aumenta monotonicamente com M (Fig. 4).

vi) A multiplicidade média $\langle n \rangle$ de A (ou B), para M fixo não depende de t (Fig. 5).

Estas características podem ser descritas consistentemente pelo modelo de ref. 1.

Devemos ainda mencionar a evidência de correlação nos dados experimentais. Existem dados[3] para

a produção difrativa de pions, com pions incidentes de 15.1 Gev/c sobre núcleos complexos. Na ref. 3, são estudadas as reações: $\pi^- A \to (\pi^-\pi^-\pi^+)A$ e $\pi^- A \to (\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+)A$ onde A é um núcleo complexo (do Be até o Pb). Nas figuras 6a e 6b, mostramos a distribuição de massa de $\pi^+\pi^-$ para a produção coerente de 3π, compilados para todos os alvos. Tendo o sistema dos tres pions massa pequena ($M_{3\pi} < 1.3$Gev) vemos que o pico devido a $\rho^o(760)$ domina, ao passo que para massas maiores ($M_{3\pi} > 1.5$Gev) há também o pico que evidencia a existência de f(1260). A forma desta distribuição é semelhante àquela que aparece na produção difrativa de 3 pions para reações iniciadas por πp [4].

Nosso trabalho consiste em levar em conta a correlação que é apresentada nos dados experimentais, visto que esta foi completamente desprezadas na ref.1. Consideramos que o estado excitado decae em ressonâncias e pions, por exemplo, na reação $\pi^- A \to x_m A$ com $x_m \to \rho^o\pi^-$, $\rho^o\pi^+\pi^-\pi^-$... $f\pi^-$, $f\pi^+\pi^-\pi^-$ ... etc. Este decaimento é estudado somente com argumentos de espaço de fase, considerando que as ressonâncias e as demais partículas decaem independentemente. O resultado assim obtido é somado àquele da ref. 1, nos permitindo acordos razoáveis com os dados experimentais.

Como aplicação da correlação incluída no modelo da ref. 1, calculamos o espectro de $\pi^-\pi^+$ para a reação $\pi^- A \to (\pi^-\pi^+\pi^-)A$ e o espectro de 5π na reação $\pi^- A \to (\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+)A$. Levamos em conta ainda a correla

ção no estudo da reação $\pi^- p \to (\pi^-\pi^-\pi^+)p$ tentando melhorar o acordo das distribuições obtidas na ref. 1. No próximo capítulo descreveremos, em detalhe, os cálculos feitos bem como a comparação com os dados experimentais.

III. MODELO DE EXCITAÇÕES COLETIVAS

O modelo de excitações coletivas, recentemente proposto[1], o qual descreve satisfatoriamente os dados experimentais descritos nos capítulos anteriores, pode ser posto em linhas gerais sob a seguinte forma: "a dissociação difrativa ocorre através de duas etapas; a primeira durante a passagem das partículas incidentes, uma através da outra, sendo uma delas ou ambas excitadas coletivamente. A excitação depende da estrutura das partículas envolvidas bem como da intensidade da interação. Na segunda etapa, os estados excitados decaem, produzindo a distribuição final das partículas que é independente da primeira etapa e essencialmente determinada pelo volume do espaço de fase para cada canal".

Este modelo, segundo o autor, destina-se simplesmente para descrever as características gerais dos fenômenos de dissociações difrativas sem pretender reproduzir todos os seus detalhes. Assim, não é levada em conta a correlação entre as partículas, os spins e os picos correspondentes a ressonâncias não são corretamente reproduzidos.

Dentro do espírito deste modelo, nosso trabalho concentrou-se principalmente no estudo do decaimento dos estados excitados, introduzindo-se a correlação entre as partículas, através da inclusão de ressonâncias como descreveremos mais adiante.

Como mencionamos acima, nosso trabalho ocupa-se essencialmente do decaimento do estado excitado, porém, julgamos útil uma explanação geral de como o modelo de ref. 1 descreve a "primeira etapa", isto é, como é calculado $\frac{d^2\sigma}{dMdt}$ como função de t e M para um dado estado inicial.

Vimos na secção anterior que o pico dianteiro $\frac{d^2\sigma}{dMdt}$ é atribuído à natureza difrativa da reação. Sugere-se também que a altas energias a constância da secção de choque é determinada pela extensão geométrica das partículas incidentes[5]. Cumpre notar que a constância da secção de choque é atualmente uma descrição apenas aproximada, visto que existem dados experimentais[6] que sugerem seu crescimento com a energia. Foram feitas, ainda previsões teóricas para este fato, nas quais a extensão geométrica das partículas sugerida acima varia com a energia[7], o que acarretaria uma variação na secção de choque.

Admitindo-se, então, a constância da secção de choque com a energia como uma aproximação, o modelo da ref. 1 ao invés de partir da interação fundamental entre as partículas considera-as como objetos extensos e utiliza a aproximação eikonal basicamente na forma proposta por Chou e Yang[8] em seu modelo para reações elásticas, bem como no modelo de Byers e Yang para reações com troca de carga[9]. Concentrando-se então em reações do tipo a+b → A+b, isto é, dissociações simples escreve-se:

$$\frac{d^2\sigma}{dMdt'} = \pi \, |a(M,t')|^2 \quad \tau(M) \quad \text{onde} \quad t' = |t - t_{min}| \quad (1)$$

$$a(M,t') = \int_0^\infty a(M,b) J_0 \, (b\sqrt{t'}) b db \quad (2)$$

e $\tau(M)$ é a densidade de estados finais. A função $a(M,b)$ que aparece em (2) representa a amplitude total de excitar coerentemente uma das partículas a um estado de massa M durante a propagação da outra com um parâmetro de impacto b. Esta é descrita em primeira aproximação fazendo-se um cálculo análogo ao feito no modelo de Byers e Yang para reações com troca de carga. Fazendo-se adaptações convenientes escrevemos:

$a(Mb) \simeq$ (amplitude de probabilidade de excitação por unidade de matéria hadrônica) (fator de absorção do feixe) (espessura total de matéria ao longo da trajetória)

$$a(Mb) \simeq -K(M) \, x(b) \, e^{-x(b)} \quad (3)$$

onde $x(b)$ é aproximado pela fase eikonal elástica dada por:

$$x(b) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int d^3x' \, \rho_a(b_x - x', b_y - y', z) \, \rho_b(x', y', z')$$

sendo ρ_a e ρ_b densidades de matéria hadrônica das duas partículas incidentes. Na prática, ao invés de calcular-se $x(b)$ supondo-se alguma distribuição ρ usa-se a

secção de choque elástica medida experimentalmente:

$$\frac{d\sigma}{dt'} = \pi \, |a_{el}(t')|^2 \quad (t' \equiv -t) \tag{4}$$

com $$a_{el}(t') = \int_0^\infty (1-e^{-x(b)}) J_0(b\sqrt{t'}) b\,db \tag{5}$$

Supondo-se que $a_{el}(t')$ é puramente real (isto é puramente imaginário na convenção usual), calcula-se $x(b)$ invertendo-se a equação (5).

Como mencionamos anteriormente, o modelo proposto na ref. 1 descreve os processos de dissociação difrativa em dois estágios independentes; 1º) formação de um estado excitado, 2º) seu decaimento em várias partículas. A independência entre os dois estágios é sugerida pelo fato da multiplicidade média do estado excitado não depender do momento transferido.

O decaimento do estado excitado é estudado usando-se somente argumentos estatísticos, análogos ao proposto por Fermi[10] em sua teoria para a produção múltipla de mesons, na interação hadron-hadron, isto é a distribuição final das partículas é determinada somente pelo espaço de fase disponível. Escreve-se, então, a probabilidade de decaimento do estado excitado em n partículas com massas m_1, m_2, ..., m_n, como:

$$P_n(M, m_1, \ldots, m_n) \propto \left(\frac{\Omega}{8\pi^3}\right)^n (2m_1)(2m_2)\ldots(2m_n) R_n(M, m_1, \ldots, m_n) \tag{6}$$

onde $\Omega = \frac{4}{3}\pi r^3$ é o volume ocupado pelo estado excitado e

$$R_n(M,m_1,\ldots,m_n) = \int\ldots\int \prod_{i=1}^{n} \left(\frac{d^3P_i}{2E_i}\right) \delta\left(\sum_j P_j\right)\delta\left(\sum_k E_k - M\right) \quad (7)$$

com $E_i = (P_i^2 + m_i^2)^{1/2}$, é o volume do espaço de fase invariante de n partículas com energia total M. Cumpre notar que na ref. 1 bem como em nosso trabalho as variáveis usadas nas equações (6) e (7) são definidas no C.M. do estado excitado.

Tendo em vista que a integração analítica da equação (7) pode ser feita facilmente apenas para multiplicidades baixas (n = 1, 2, 3), usou-se na ref. 1 (bem como em nosso trabalho), a fórmula de recorrência[11]

$$R_n(M,m_1\ldots m_n) = \int \frac{d^3p_n}{2E_n} R_{n-1}\left(\sqrt{M^2+m_n^2-2M\sqrt{P_n^2+m_n^2}}, m_1\ldots m_n\right) \quad (8)$$

a partir da qual, integrando-se numericamente, pode-se obter o espaço de fase para multiplicidades maiores.

No cálculo puramente estatístico deve ser levado em conta um outro fator uma vez que há conservação de Isospin. Multiplica-se então a probabilidade definida em (6) pelo peso estatístico devido ao Isospin, o qual escreve-se[12]:

$$F_{vn'}(S) = \frac{2S+1}{n'!} \sum_i \frac{(-1)^{n+1}}{2i+v+1} \binom{n'}{i} \binom{2i+v+1}{i+v/2-S} \qquad (9)$$

onde v+n'=n e v,n' e S são respectivamente o número de partícula com Isospin 1/2 (nucleons) as partículas de Isospin 1 (pions) e o Isospin total do sistema. A somatória em (9) extende-se de i=0 para S=1/2, ou de i=1 para S=1, até i=n'*.

Assim a probabilidade de decaimento do estado excitado pode ser escrita:

$$P_n(M,m_1,..,m_n) = F_{vn'}(S)\ P'_n\ (M,m_1,...,m_n) \qquad (10)$$

O único parâmetro a ser fixado neste cálculo é o raio, r, do estado excitado. Este é determinado comparando-se a multiplicidade média $\langle n \rangle = \frac{\Sigma_n P_n}{\Sigma P_n}$ (11), calculada teoricamente com aquela dada nos dados experimentais (Fig. 7).

É possível ainda, o cálculo da distribuição da massa invariante do sistema dissociado, uma vez obtida a distribuição da multiplicidade como função de M e conhecido $\frac{d\sigma_{tot}}{dM}$. Tomando-se, então, um canal particular, caracterizado pela multiplicidade n, admitindo-se que a dissociação difrativa ocorra conforme o des-

* *As mesmas considerações feitas acima, deviam ser feitas se considerássemos partículas com spin. Em outras palavras, a conservação do momento angular total introduziria um peso estatístico análogo ao da fórmula (9).*

crito, escreve-se:

$$\frac{d\sigma_n}{dM} = P_n(M) \frac{d\sigma_{tot}}{dM} \qquad (12)$$

No próximo capítulo, daremos mais alguns detalhes sobre o cálculo de $\frac{d\sigma_n}{dM}$ bem como, comparações com os dados experimentais.

IV. CORRELAÇÃO ENTRE AS PARTÍCULAS NO ESTADO FINAL

No modelo de ref. 1, no estudo de reações do tipo $\pi^- p \to x_m p$ considerou-se os estados excitados decaindo em pions não correlacionados, porém, como mencionamos no capítulo II os dados experimentais sugerem uma correlação entre as partículas no estado final.

Sugerimos, então, em nosso trabalho que aquelas características experimentais podem ser descritas segundo o modelo da ref. 1, bastando para isso introduzirmos como produto do decaimento do estado excitado ressonâncias juntamente com as demais partículas. Calculamos a probabilidade para esta forma de decaimento e somamos com aquela obtida no modelo proposto na ref. 1. Em outras palavras, a probabilidade definida em (10) passa ser escrita:

$$P_n(M,m_1,..,m_n) = P_n^o\ (M,m_1,m_2,..,m_n) \ +$$

$$+ \sum_{(\mu_{R_1},\mu_{R_2},..)} P_n^c\ (M,m_1,..m_\ell,\mu_{R_1},\mu_{R_2},..) \qquad (13)$$

onde P_n^o representa a probabilidade de decaimento para as partículas não correlacionadas e P_n^c aquela onde a correlação é levada em conta, sendo $m_1,..,m_\ell$ as massas das partículas e $\mu_{R_1},\mu_{R_2}\ldots$ a massa das ressonâncias. Λ somatória é feita sobre todas as combinações possí-

veis das ressonâncias.

Devemos mencionar que na prática, para a simplificação do cálculo, consideramos o estado excitado decaindo em uma ressonância e nas demais partículas. Justifica-se esta aproximação, pois estamos interessados na região de pequena massa invariante.

As probabilidades em (13) são calculadas usando-se somente o espaço de fase e conservação de Isospin, num procedimento análogo aquele usado a partir de (6) até (10).

Tendo definido a probabilidade em (13) calculamos a multiplicidade média de modo análogo ao da referência 1; $\langle n \rangle = \frac{\Sigma_n P_n}{\Sigma P_n}$ (14), com o qual através da comparação com os dados experimentais (Fig. 7), podemos determinar o raio r do estado excitado, que é o único parâmetro a ser fixado no modelo que estamos usando. Uma vez determinado o raio r, podemos calcular outras grandezas que podem ser comparadas com os dados experimentais. Fixamos o parâmetro $r=.9(1/u\pi)$ incluindo-se somente $\rho^o(760)$ e $r=1.0(1/u\pi)$ levando em conta ρ^o (760) bem como f(1260) (Fig. 7).

A seguir descrevemos os cálculos que fizemos como uma aplicação das idéias expostas acima, incluindo as ressonâncias ρ e f.

1) Distribuição de massa invariante ao sistema $\pi^-\pi^+$ para a reação $\pi^- A \to (\pi^-\pi^+\pi^-)A$:

Fixando-se M, a massa do estado excitado, calculamos a distribuição de massa de dois pions, para

a reação acima, supondo a não correlação. A partir de:

$$P_3(M,m_1,m_2,m_3) = Fo_3(S)\left(\frac{\Omega}{8\pi^3}\right)^3(2m_1)(2m_2)(2m_3)R_3(M,m_1,m_2,m_3) \tag{15}$$

e $M_{12}^2 = (E_1+E_2)^2 - (P_1+P_2)^2$, obtemos (ver cálculo no Apêndice 1)

$$\frac{dP_3}{dM_{12}}(M,M_{12}) = 1.8\left(\frac{\Omega}{8\pi^3}\right)^3 (2\mu)^3 2M_{12}\ R_2(M_{12},\mu,\mu)$$

$$R_2(M,\mu,M_{12}) \tag{16}$$

onde $m_1 = m_2 = m_3 = \mu$ (massa do pion), $F_{o3}(1) = 1.8$ (obtida a partir de 9), o primeiro R_2 é o espaço de fase para as duas partículas com massas μ,μ e energia total M_{12} e o segundo R_2 é o espaço de fase para duas partículas com massas μ e M_{12} com energia total M.

Para incluirmos a correlação supomos que a reação $\pi^-A \to (\pi^-\pi^+\pi^-)A$ ocorra da seguinte forma:

$$\pi^-A \to (x_m)A,$$

onde x_m é um sistema de massa M com os mesmos números quânticos do π^-, posteriormente $x_m \to$ ressonância + π^- isto é, x_m decai numa ressonância e num π^- e por último a ressonância decai em $\pi^+\pi^-$. Admitimos a ressonância sem largura para a simplicidade de cálculo.

Partimos, então, da probabilidade de decaimento do estado excitado em duas partículas:

$$P_2(M,\mu,M_R) = Fo_2(1)\ (\frac{\Omega}{8\pi^3})^2\ (2\mu)(2\mu_R)R_2(M,\mu_R,\mu) \qquad (17)$$

obtemos (ver apêndice):

$$\frac{dP_2}{dM_{12}}(M,M_{12}) = (\frac{\Omega}{8\pi^3})^2\ (2\mu)(2\mu_R)\ \delta(M_{12}-\mu_R)\ \cdot$$

$$\cdot\ R_2(M,M_{12},\mu) \qquad (18)$$

onde $Fo_1(1) = 1$ para as ressonâncias que consideramos e μ_R a massa da ressonância.

Ao calcularmos o espectro de massa de duas partículas devemos levar em conta a combinação que pode ser feita entre uma partícula da ressonância e a outra independente. Assim obtemos, se consideramos a ressonância sem spin; (ver apêndice):

$$\frac{dP_3'}{dM_{12}} = (\frac{\Omega}{8\pi^3})^3\ (2\mu)^3\ \pi^2\ M_{12}\mu_R/M^2 \qquad (19)$$

Se a ressonância possuir spin, então, devemos levar em conta termos que nos fornecem a distribuição angular, assim:

$$\frac{dP_3'}{dM_{12}} = \left(\frac{\Omega}{8\pi^3}\right)^3 (2\mu)^3 \frac{d}{dM_{12}} \int \frac{d\,p_1}{2E_1} \frac{d\,p_2}{2E_2} \frac{d\,p_3}{2E_3} \delta\left(\sum_{i=1}^{3} p_i\right) .$$

$$. \delta\left(\sum_{k=1}^{3} E_k - M\right) \delta(M_{23} - \mu_R) \; |P_1(\theta_1,\phi_1)|^2 \; |P_2(\theta_2,\phi_2)|^2 \quad (20)$$

onde $|P_1(\theta_1,\phi_1)|^2$ e $|P_2(\theta_2,\phi_2)|^2$ nos fornecem a distribuição angular das partículas que estamos considerando, sendo o sistema de coordenadas fixado convenientemente.

Desta forma, a partir de (17), (18) e (19 ou 20) o espectro $\pi^+\pi^-$ para uma dada massa M pode ser escrito:

$$\frac{dP_{\pi^+\pi^-}}{dM_{12}} = 2 \frac{dP_3}{dM_{12}} (M,M_{12}) + \frac{dP_2}{dM_{12}} (M,M_{12}) + \frac{dP_3'}{dM_{12}} (M,M_{12}) \quad (21)$$

Por outro lado, para a distribuição de massa de $\pi^-\pi^-$, com um raciocínio inteiramente análogo ao feito no cálculo das fórmulas (17), (18) e (19 ou 20), obtemos:

$$\frac{dP_{\pi^-\pi^-}}{dM_{12}} = \frac{dP_3}{dM_{12}} (M,M_{12}) + \frac{dP_3'}{dM_{12}} (M,M_{12}) \quad (22)$$

Comparando-se (21) e (22), temos:

$$\frac{dP_{\pi^+\pi^-}}{dM_{12}} (M,M_{12}) = \frac{dP_{\pi^-\pi^-}}{dM_{12}} (M,M_{12}) + \frac{dP_3}{dM_{12}} (M,M_{12}) + \frac{dP_2}{dM_{12}} (M,M_{12}) \quad (23)$$

o que nos permite evitar eventuais dificuldades surgidas no cálculo de (20). Na comparação com os dados experimentais usamos $\frac{dP_{\pi^-\pi^-}}{dM_{12}}$ medido experimentalmente.

Para M fixo, escrevemos:

$$\frac{d\Delta P}{dM_{12}}(M,M_{12}) = \frac{dP}{dM_{12}}{}_{\pi^+\pi^-}(M,M_{12}) - \frac{dP_{\pi^-\pi^-}}{dM_{12}}(M,M_{12}) =$$

$$= \frac{dP_3}{dM_{12}}(M,M_{12}) + \frac{dP_2}{dM_{12}}(M,M_{12}) \qquad (24)$$

a partir da qual podemos obter a diferença de espectros, integrados em M.

$$\frac{d\Delta\sigma_3}{dM_{12}}(M_{12}) = \int_{M_{min}}^{M_{max}} \frac{d\Delta P}{dM_{12}}(M,M_{12})\frac{d\sigma_{tot}}{dM}\,dM \qquad (25)$$

onde $M_{min}=\mu+M_{12}$ e M_{max} é dado experimentalmente.

Desta forma, os números obtidos a partir de (25) são somados com o espectro experimental $\pi^-\pi^-$ tentando assim reproduzir os dados experimentais.

Como nos dados experimentais (Fig. 6) são mostrados duas regiões, uma para $M_{3\pi} < 1.3$Gev, onde há evidência de $\rho^o(760)$ e outra para $M_{3\pi} > 1.5$Gev onde além de $\rho^o(760)$ há evidência de f(1260), vamos estudá-la separadamente.

Devemos fazer notar que no caso em que há a inclusão das duas ressonâncias o último termo de (24) é escrito:

$$\frac{dP_2}{dM_{12}}(M,M_{12}) = \frac{dP_{2\rho}}{dM_{12}}(M,M_{12}) + \frac{dP_{2f}}{dM_{12}}(M,M_{12}) \qquad (26)$$

onde cada um dos termos do segundo membro são as contribuições de $\rho^o(760)$ e f(1260), respectivamente.

i) $M_{3\pi} < 1.3Gev$

Para esta região que há evidência de $\rho^o(760)$, calculamos o espectro de acordo com (25), incluindo-se as duas ressonâncias, somamos o espectro experimental $\pi^-\pi^-$ obtendo-se os resultados apresentados na Fig. 8.

Levando-se em conta que consideramos as ressonâncias sem largura, comparamos o fator

$$\left(\frac{\Omega}{8\pi^3}\right)^2 (2\mu)(2\mu_R)R_2(M,M_{12},\mu)$$

da equação (18) com a área sob a curva experimental dos eventos que são provenientes das ressonâncias. Assim, temos: área sob os pontos experimentais, $A_{exp} \cong$ $\cong$ 280 combinações e área sob os pontos teóricos (fator acima mencionado) $A_{teo} \cong$ 250 combinações, o que nos permite obter um erro de aproximadamente 10%. Embora a fixação do parâmetro r, o raio do estado excitado influe indiretamente neste tipo de cálculo, devemos mencionar que para esta região de massa fizemos o mesmo cálculo incluindo-se somente $\rho^o(760)$, obtendo-se um acordo que não difere essencialmente daquele em que são incluidas as duas ressonâncias.

ii) $M_{3\pi} > 1.5$Gev

Para este caso, os resultados são apresentados na Fig. 9.

Num procedimento análogo ao caso i), calculamos:

$A_{exp.} \simeq 48$ combinações

$A_{teo} \simeq 45$ combinações

obtendo-se um erro de aproximadamente 6%.

2) Cálculo do espectro de 5π na reação $\pi^- A \to (\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+)A$, incluindo-se correlação:

Sabemos que

$$\frac{d\sigma_n}{dM}(M) = P_n(M)\frac{d\sigma_{tot}}{dM}(M),$$

então, para a reação acima

$$\frac{d\sigma_5}{dM}(M) = P_5(M)\ \frac{d\sigma_{tot}}{dM}(M) \qquad (27)$$

Neste caso, nós não temos em disponibilidade os dados experimentais para $\frac{d\sigma_{tot}}{dM}$, porém na ref. 13, são fornecidos dados para a reação $\pi^-\Lambda \to (\pi^-\pi^-\pi^+)\Lambda$, o que nos permite escrever

$$\frac{d\sigma_{tot}}{dM}(M) = \frac{1}{P_3(M)}\ \frac{d\sigma_3}{dM}(M)$$

$$\frac{d\sigma_5}{dM}(M) = \frac{P_5(M)}{P_3(M)} \frac{d\sigma_3}{dM}(M) \qquad (28)$$

As probabilidades $P_3(M)$ e $P_5(M)$, são calculadas numericamente, tendo em mente (13). A comparação com os dados experimentais é feita na Fig. 10.

3) Inclusão da correlação no espectro de massa de 3π na reação $\pi^- p \to x_m\ (\pi^-\pi^-\pi^+)p$:

Para a reação acima, calculamos $\frac{d\sigma_3}{dM}(M)$ incluindo-se primeiramente $\rho^o(760)$ (Fig.11) e posteriormente as duas ressonâncias, isto é $\rho^o(760)$ e f(1260) (Fig. 12). A finalidade de incluirmos a correlação neste espectro é de obtermos um acordo melhor daquele obtido na ref. 1.

Observando-se as Figuras 11 e 12, podemos notar que os acordos com os dados experimentais tornam-se melhores para regiões de M grande ($M>2Gev$), isto é, regiões em que o aparecimento de ressonâncias é favorecido.

V. CONCLUSÃO

Através da fórmula (13),

$$P_n(M,m_1,\ldots,m_n) = P_n^o(M,m_1,m_2,\ldots,m_n) +$$

$$+ \sum_{(\mu_{R_1},\mu_{R_2},\ldots)} P_n^c\,(M,m_1,\ldots\mu_{R_1},..\mu_{R\ell})$$

introduzimos a correlação entre as partículas no estado final para processos de dissociação difrativa do tipo a+b → A+b (ou a+B), pois como mencionamos nos capítulos anteriores, isto não foi feito no modelo da ref. 1. Embora, tenhamos desprezado a interferência entre os vários modos de decaimento (o modelo estatístico não permite que se determine a diferença de fase entre os vários processos), obtivemos bons resultados na comparação com os dados experimentais. Cumpre notar que seria possível obter um acordo melhor deixando-se os pesos relativos para a produção de ressonâncias com parâmetros livres. Preferimos, no entanto, usar o modelo estatístico simples, tomando-se estes pesos iguais a 1.

Assim, os resultados obtidos são mostrados nas figuras 8, 9, 10, 11 e 12. As figuras 8, 9 e 10 referem-se à reação $\pi^-\Lambda \to x_m^-\,\Lambda$. Quando $x_m \to \pi^-\pi^+\pi^-$, reproduzimos satisfatoricamente o espectro de massa de $\pi^+\pi^-$ embora tenhamos introduzido ressonância sem largu

ra para efeito de comparação, substituimos nas figuras 8 e 9 as funções delta pelas gaussianas equivalentes. Para $x_m \to \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+$, para uma região de M>1.5 Gev, $\frac{d\sigma_5}{dM}(M)$ é satisfatoriamente reproduzido.

Para reação $\pi^- p \to (\pi^-\pi^-\pi^+)p$ estudamos $\frac{d\sigma_3}{dM}(M)$ (Figs. 11 e 12). O acordo obtido neste caso é, praticamente, o mesmo daquele obtido na ref. 1, na região de massa que estamos estudando, embora para regiões de M grande (M>2Gev) o acordo torna-se melhor.

APÊNDICE

1. Cálculo das distribuições de massas efetivas de $(\pi^-\pi^+)$ na reação $\pi^- A \to (3\pi)^- A$.

a) Vamos supor inicialmente que o estado excitado decaia em três pions não correlacionados.

De acordo com o modelo que estamos utilizando, a probabilidade probabilidade para o decaimento será, a menos de fatores numéricos.

$$P_3(M,m_1,m_2,m_3) \propto R_3(M,m_1,m_2,m_3) \tag{A-1}$$

a partir da qual queremos calcular $\frac{dP_3}{dM_{12}}$, com

$$M_{12}^2 = (E_1+E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2.$$

Partindo-se de:

$$R_3(M,m_1,m_2,m_3) = \int \frac{d^3\vec{P}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{P}_1}{2E_2} \frac{d^3\vec{P}_3}{2E_3} \delta(\vec{P}_1+\vec{P}_2+\vec{P}_3) \cdot$$

$$\cdot \delta(E_1+E_2+E_3-M) \tag{A-2}$$

a qual pode ser escrita:

$$R_3(M,m_1,m_2,m_3) = \int \frac{d^3\vec{P}_3}{2E_3} \int \frac{d^3\vec{P}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{P}_2}{2E_2} \delta[\vec{P}_1+\vec{P}_2-(-\vec{P}_3)] \cdot$$

$$\cdot \delta[E_1+E_2-(M-E_3)] \tag{A-3}$$

A expressão sob o segundo símbolo de integração pode ser escrita como $R_2(M-E_3,\vec{P}_3)$, isto é, o espaço de fase de duas partículas com massas m_1 e m_2, com energia $M-E_3$ e momento $-\vec{P}_3$. Como o espaço de fase é invariante, podemos calculá.lo no sistema de repouso, isto é, no sistema com massa de repouso

$$M_0^2 = (M-E_3)^2 - \vec{P}_3^2 = M_{12}^2$$

Assim, (A-3) pode ser escrita:

$$R_3(M,m_1,m_2,m_3) = \int \frac{d^3\vec{P}_3}{2E_3} \; R_2(M_{12},m_1,m_2) \qquad \text{(A-4)}$$

Sendo $M_{12}^2 = (E_1+E_2)^2 - (\vec{P}_1+\vec{P}_2)^2 = (M-E_3)^2 - P_3^2$, obtemos que:

$$E_3 = \frac{M^2 + m_3^2 - M_{12}^2}{2M}$$

e substituindo-se $P_3 dp_3 = E_3 dE_3$ em (A-4), juntamente com a expressão obtida para E_3 temos:

$$dR_3(M,\mu,M_{12}) = 2\pi R_2(M_{12},\mu,\mu)\frac{M_{12}}{M}\{[M^2-(M_{12}-\mu)^2]\cdot$$

$$\cdot[M^2-(M_{12}+\mu)^2]\}^{\frac{1}{2}}\, dM_{12} \qquad \text{(A-5)}$$

onde fizemos $m_1 = m_2 = m_3 = \mu$, (massa do pion), o que nos permite escrever:

$$\frac{dR_3}{dM_{12}} = (2M_{12})\ R_2(M_{12},\mu,\mu)\ R_2(M,M_{12},\mu) \qquad \text{(A-6)}$$

Assim podemos escrever:

$$\frac{dP_3}{dM_{12}} \propto (2M_{12})\ R_2(M_{12},\mu,\mu)\ .\ R_2(M,M_{12},\mu) \qquad \text{(A-7)}$$

b) Caso em que o estado excitado decae numa ressonância e num pion

i) Vamos primeiramente supor que o pion e a ressonância (sem largura) decaem independentemente e consideremos o par $\pi^+\pi^-$ proveniente do decaimento da ressonância.

Assim, de um modo análogo, a (A-1) escrevemos:

$$P_2(M,m_1,\mu_R) \propto R_2(M,m_1,\mu_R) \qquad \text{(A-8)}$$

como estamos supondo que o espectro $\pi^+\pi^-$ é devido somente ao decaimento de ressonância podemos escrever:

$$\frac{dP_2}{dM_{12}}(M,M_{12}) \propto \delta(M_{12}-\mu_R)\ R_2(M,\mu,\mu_R) \qquad \text{(A-9)}$$

ii) Espectro de massa da partícula independente com uma das que estão na ressonância.

Vamos partir também de (A-1) e supor ainda que a ressonância não tem largura.

Escrevemos então, supondo que a ressonância não tem spin:

$$\frac{dR_3}{dM_{12}} = \frac{d}{dM_{12}} \int \frac{d^3\vec{P}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{P}_2}{2E_2} \frac{d^3\vec{P}_3}{2E_3} \delta^3(\vec{P}_1+\vec{P}_2+\vec{P}_3) \cdot$$

$$\cdot \delta(E_1+E_2+E_3-M)\ \delta(M_{23}-\mu_R) \qquad \text{(A-10)}$$

$$\text{com } M_{23}^2 = (E_2+E_3)^2 - (\vec{P}_2+\vec{P}_3)^2 = (M^2+m_1^2-2ME_1)$$

Integrando-se (A-10) sobre p_3 obtemos:

$$\frac{dR_3}{dM_{12}} = \frac{d}{dM_{12}} \int \frac{d^3\vec{P}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{P}_2}{2E_2} \frac{1}{E_3(p_1,p_2)} \delta(E_1+E_2+E_3(p_1,p_2)-M) \cdot$$

$$\cdot \delta(M_{23}-\mu_R) \qquad \text{(A-11)}$$

integrando-se sobre os ângulos obtemos:

$$\frac{dR_3}{dM_{12}} = \frac{\pi^2 d}{dM} \int \frac{P_1 dP_1}{E_1} \frac{P_2 dP_2}{E_2} \frac{P_1 P_2}{E_3} d(\cos\theta_{12}) \cdot$$

$$\cdot \delta(E_1+E_2+E_3-M)\ \delta(M_{23}-\mu_R) \qquad \text{(A-12)}$$

onde θ_{12} é o ângulo entre $\vec{P}_1$ e $\vec{P}_2$.

A partir de conservação da quantidade de movimento $\vec{P}_3 = \vec{P}_1+\vec{P}_2$, escrevemos:

$$P_3^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1P_2 \cos\theta$$

o que para P_1 e P_2 constante nos fornece:

$$P_3 dP_3 = P_1 P_2 d \cos\theta_{12}$$

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3088

INSTITUTO DE FÍSICA
BIBLIOTECA CENTRAL
REG. 3332

De $P_3^2 = E_3^2 + m_3^2$ obtemos $P_3 dP_3 = E_3 dE_3$, que substituido em (A-12) dá:

$$\frac{dR_3}{dM_{12}} = \frac{d}{dM_{12}} \pi^2 \int dE_1\, dE_2\, dE_3\, \delta(E_1+E_2+E_3-M)\, \delta(M_{23}-\mu_R) \tag{A-13}$$

a qual integrada sobre E_3 transforma-se em:

$$\frac{dR_3}{dM_{12}} = \pi^2 \frac{d}{dM_{12}} \int dE_1\, dE_2\, \delta(M_{23}-\mu_R) \tag{A-14}$$

A partir da conservação da energia $E_2=M-E_1-E_3$ obtemos

$$E_2 = \frac{M^2 + M_{12}^2 - m_3^2}{2M} - E_1$$

substituindo-se

$$E_3 = \frac{M^2 + m_3^2 - M_{12}^2}{2M}$$

Então, $dE_2 = \frac{M_{12}}{M} dM_{12}$, que substituindo em (A-14) juntamente com o valor de M_{23}, tem-se:

$$\frac{dR_3}{dM_{12}} = \frac{\pi^2 d}{dM_{12}} \int dE_2 \frac{M_{12}}{M} dM_{12}\, \delta(\sqrt{M^2+m_1^2 - 2ME_1} - \mu_R) \tag{A-15}$$

Portanto:

$$\frac{dR_3}{dM_{12}} = \pi^2 \int dE_1 \frac{M_{12}}{M} \delta \left(\sqrt{M^2 + m_1^2 - 2ME_1} - \mu_R\right) \qquad \text{(A-16)}$$

Integrando-se a expressão acima usando-se as propriedades de função delta, obtemos:

$$\frac{dR_3}{dM_{12}} = \pi^2 \frac{M_{12}}{M} \frac{\mu_R}{M} \qquad \text{(A-17)}$$

o que nos permite escrever:

$$\frac{dP_3'}{dM_{12}} \propto \frac{M_{12}\mu_R}{M^2} \qquad \text{(A-18)}$$

No caso em que a ressonância tem spin, devemos ainda levar em conta termos que nos fornecem a distribuição angular das partículas. Em outras palavras, neste caso o elemento de matriz não seria constante mas proporcional a

$$\mathcal{J}_j^m = \sum_{L,\ell,m_L,m_\ell}{}' C_{jL\ell}^{m,m_L,m_\ell} Y_\ell^m(\theta_1\phi_1) Y_L^{m_L}(\theta_2\phi_2) \qquad \text{(A-19)}$$

onde L é spin da ressonância e ℓ é o momento angular orbital entre a ressonância e a outra partícula que decai do estado excitado. $\vec{J} = \vec{L} + \vec{\ell}$, com $|L - \ell| \leq j \leq L+\ell$ e os $C_{jL\ell}^{mm_L m_\ell}$ são os coeficientes de Clebsh-Gordan.

Assim, como mencionamos no capítulo IV na equação (20), a distribuição de massa entre uma partícula de

ressonância e a outra independente é escrita:

$$\frac{dP'_3}{dM_{12}}(M,M_{12}) = \left(\frac{\Omega}{8\pi^3}\right)^3 (2\mu)^3 \frac{d}{dM_{12}} \int \frac{d^3\vec{P}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{P}_2}{2E_2} \frac{d^3\vec{P}_3}{2E_3} \cdot$$

$$\cdot \delta\left(\sum_{i=1}^{3} \vec{P}_i\right) \delta\left(\sum_{k=1}^{3} E_k - M\right) \cdot$$

$$\cdot \delta(M_{23}-\mu_R) \left|\mathcal{J}^m_j(\theta_1\phi_1,\theta_2\phi_2)\right|^2 \qquad \text{(A-20)}$$

sendo os ângulos fixados convenientemente.

REFERÊNCIAS

1) Y.Hama; Phys.Rev. D6 (1972) 3306.

2) W.Kittel; "Review of Experimental Results on Few-Body Reactions at High Energies"; Colloquium on Multi-particle Dynamics, Helsinki,(May-1971).

3) C.Bemporad et al.; Nucl. Phys. B33 (1971) 397.

4) C.Caso et al.; N.Cimento 66A (1970) 11.

5) T.T.Chou and C.N.Yang; "High Energy Physics and Nuclear Structure", North Holland (1967).

6) S.R.Amendolia, G.Finocchiaro et al.; preprint CERN, fevereiro-1973.

7) H.Cheng e T.T.Wu; Phys.Rev.Let. 24 (1970), 1456.

8) T.T.Chou e C.N.Yang; Phys.Rev. 170 (1968) 1591.

9) N.Byers e C.N.Yang; Phys.Rev. 142 (1966) 976.

10) E.Fermi; Prog.Theor.Phys. 5 (1950) 570.

11) R.Hagedorn; Relativistic Kinematics, W.A.Benjamin Inc., 1963.

12) Y.Yeivin e A. de Shalit; Nuovo Cimento 1 (1955) 1146.

13) H.H.Bingham; Preprint-CERN/D.Ph.II-Phys/70-60, (outubro-1970).

14) D.W.G.S.Leith; Preprint-SLAC-PUB. 1141 (outubro - 1972).

15) W.Kittel, S.Ratti e L.Von Hove; Nucl.Phys. B30 (1971) 333.

16) Colaboração Aachen-Berlim-Bonn-CERN-Cracow-Heidelberg-London-Vienna-Warsaw; CERN/D.Ph.II-Phys.72-22

LEGENDA PARA AS FIGURAS

Fig.1) - Mostra uma das características principais dos processos de produção via dissociação difrativa; os números quânticos trocados são os do vácuo.

Fig.2) - Mostra o pico dianteiro, análogo ao do espalhamento elástico[14].

Fig.3) - Para processos de produção via dissociação difrativa a secção de choque torna-se constante a medida que a energia cresce[1].

Fig.4) - Mostra os picos que aparecem na distribuição de massa efetiva. É mostrado ainda como a largura do pico dianteiro que varia com M[15].

Fig.5) - A multiplicidade média independe do momento transferido. Isto é mostrado para vários intervalos de massa invariante[16].

Fig.6) - Mostra a evidência de correlação entre as partículas do estado final, na reação $\pi^- A \to (\pi^-\pi^-\pi^+)A$

a) $M_{3\pi} < 1.3$Gev evidencia de $\rho^o(760)$.

b) $M_{3\pi} > 1.5$Gev evidencia de $\rho^o(760)$ e $f(1260)$.

Tanto em a) com em b) a parte achuriada representa o espectro $\pi^-\pi^-$ [3].

Fig.7) - Através dos dados experimentais da multiplicidade média ajusta-se o parâmetro r, mencionado no texto. A curva contínua representa o ajuste quando foram incluidas $\rho^o(760)$ e f(1260) ($r=1.0\frac{1}{M_\pi}$). A curva tracejada representa o ajuste com a inclusão de $\rho^o(760)$ ($r=.9\frac{1}{M_\pi}$).

Fig.8) - Representa o ajuste feito neste trabalho usando o modelo proposto na ref. 1. A curva tracejada e parte da curva contínua representam o espectro $\pi^-\pi^+$ não correlacionados. A gaussiana inclui os eventos que provém do decaimento da ressonância.

Fig.9) - Neste caso, também apresentamos o ajuste feito neste trabalho. Os demais argumentos são análogos aos da figura anterior.

Fig.10)- Espectro de massa de 5π na reação $\pi^-\Lambda \rightarrow$ $\rightarrow (\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+)A$, onde Λ é um núcleo[3]. A curva tracejada representa o ajuste no caso da não existência de correlação. A curva contínua inclui as ressonâncias $\rho^o(760)$ e f(1260).

Fig.11)- Espectro de massa de 3π para a reação $\pi^-p \rightarrow$ $\rightarrow (\pi^-\pi^-\pi^+)p$. Neste caso há inclusão de $\rho^o(760)$.

Fig.12)- O mesmo espectro referido na Fig.11 e com inclusão de $\rho^o(760)$ e f(1260).

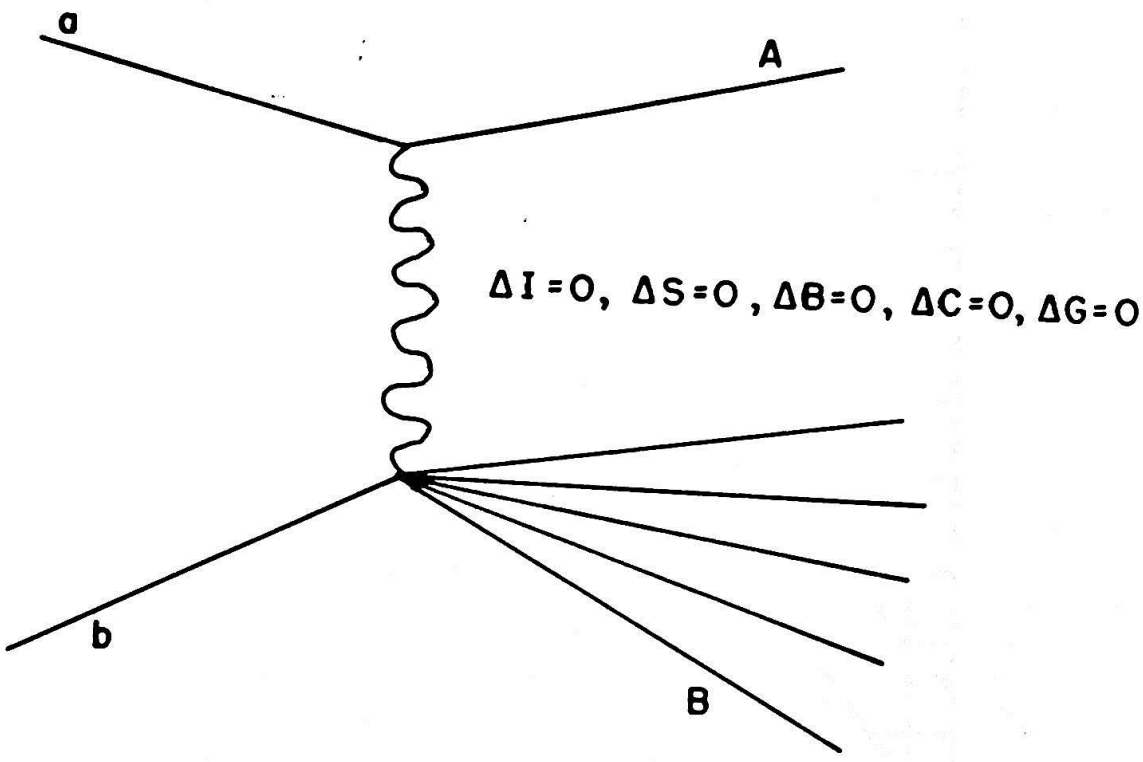


Fig. 1

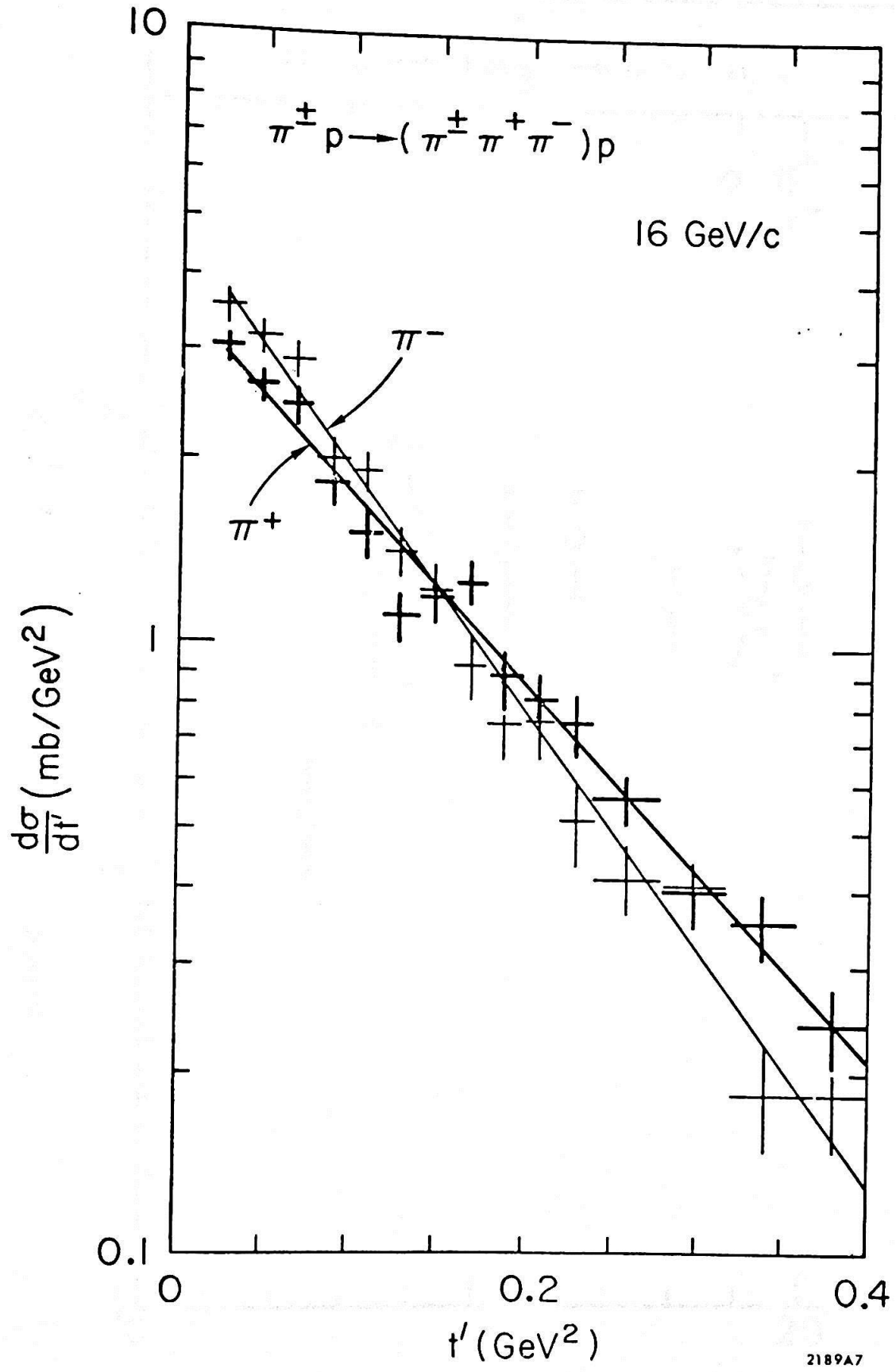

10
1
0.1
0
0.2
0.4
$\pi^{\pm} p \rightarrow (\pi^{\pm} \pi^{+} \pi^{-}) p$
16 GeV/c
π^-
π^+
$\frac{d\sigma}{dt'}$ (mb/GeV^2)
t' (GeV^2)
2189A7

Fig. 2

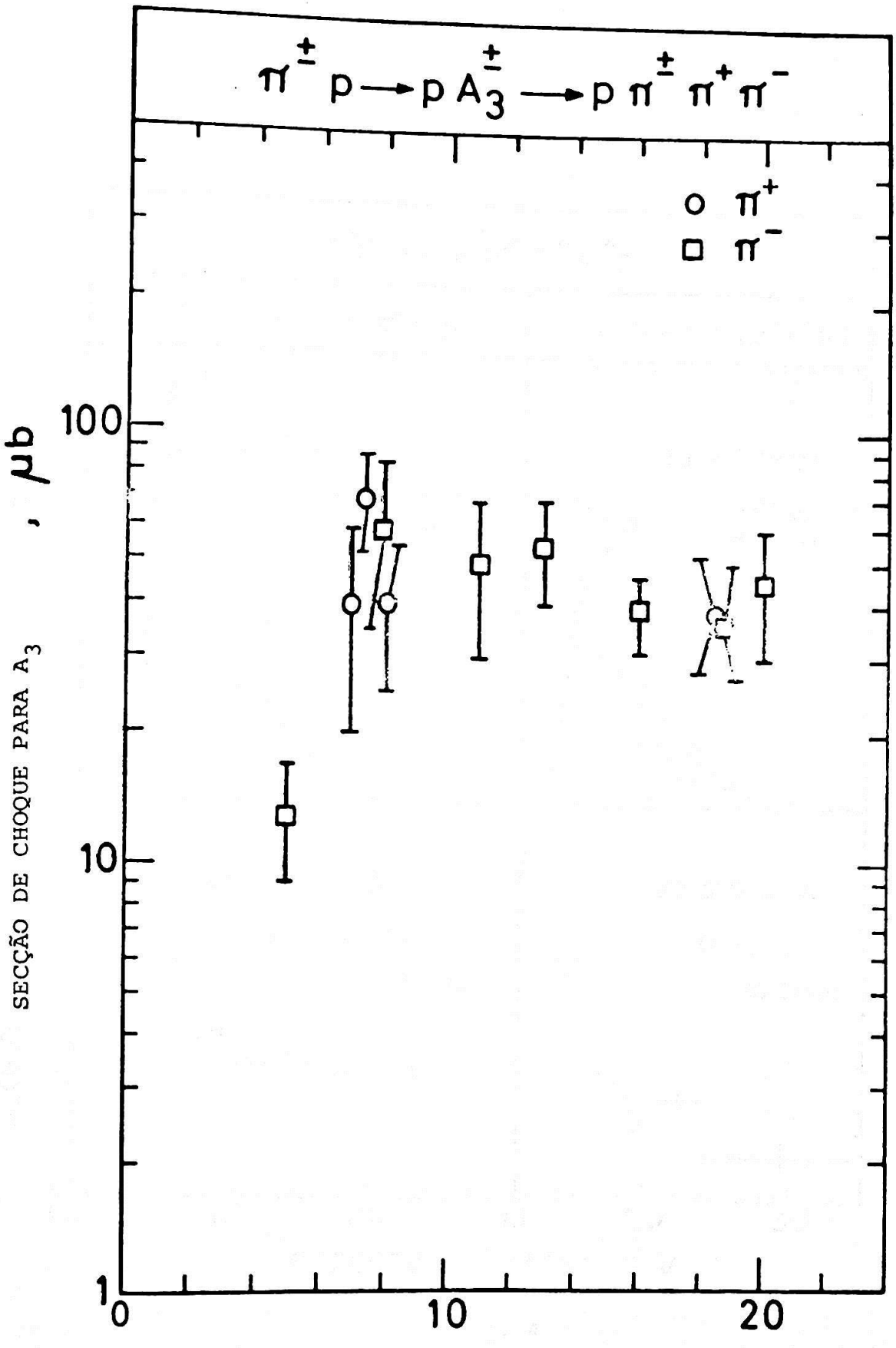

$\pi^{\pm} p \rightarrow p A_3^{\pm} \rightarrow p \pi^{\pm} \pi^+ \pi^-$
π^+
π^-
100
10
1
0
10
20
SECÇÃO DE CHOQUE PARA A_3 , μb
MOMENTUM INCIDENTE NO LAB.

Fig.3

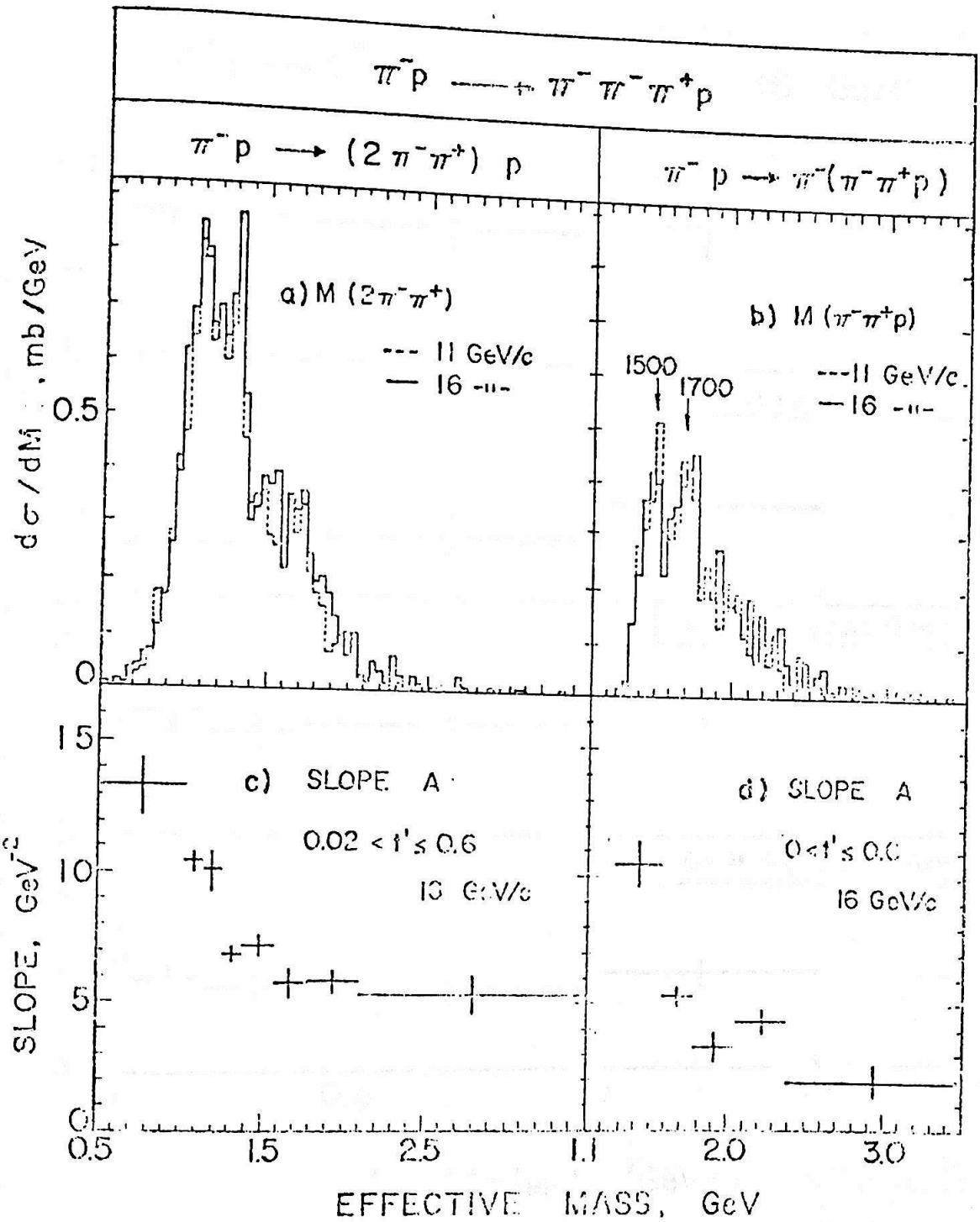

$\pi^- p \longrightarrow \pi^-\pi^-\pi^+ p$
$\pi^- p \longrightarrow (2\pi^-\pi^+)\ p$
$\pi^- p \longrightarrow \pi^-(\pi^-\pi^+ p)$
a) M $(2\pi^-\pi^+)$
--- 11 GeV/c
— 16 -"-
b) M $(\pi^-\pi^+ p)$
1500
1700
---11 GeV/c
—16 -"-
c) SLOPE A
0.02 < t' ≤ 0.6
16 GeV/c
d) SLOPE A
0<t'≤0.6
16 GeV/c
$d\sigma/dM$, mb/GeV
SLOPE, GeV^{-2}
EFFECTIVE MASS, GeV

Fig. 4

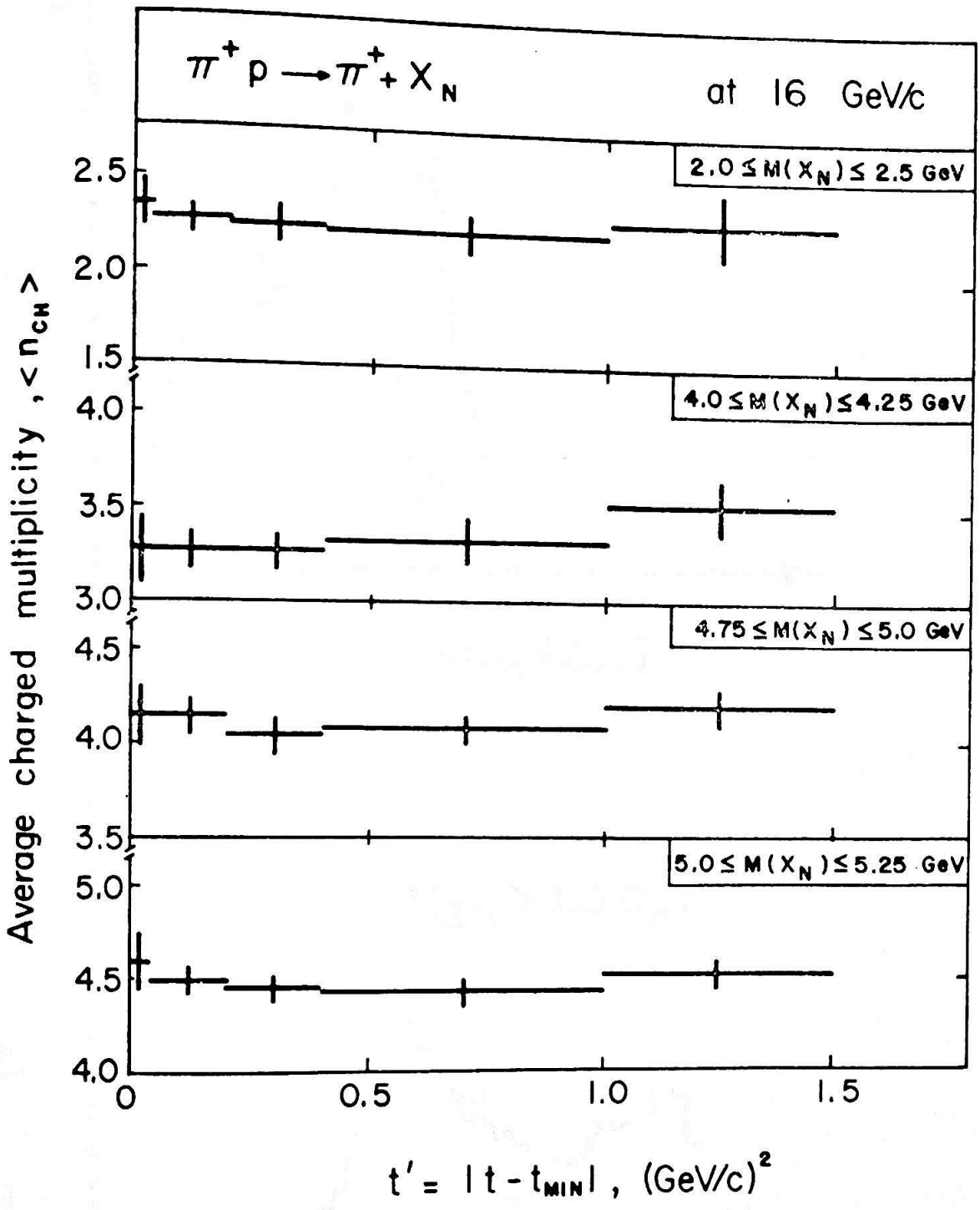
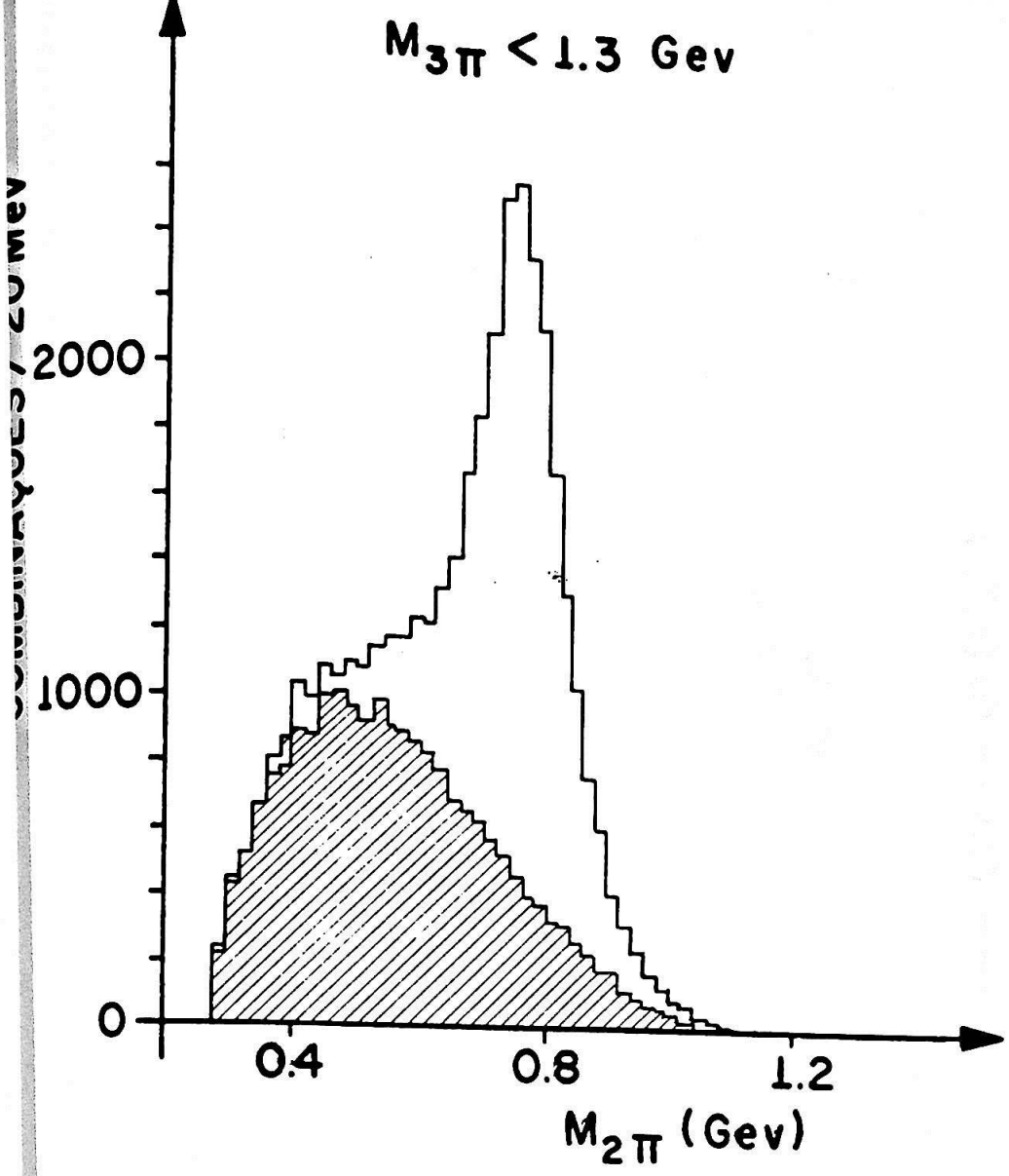
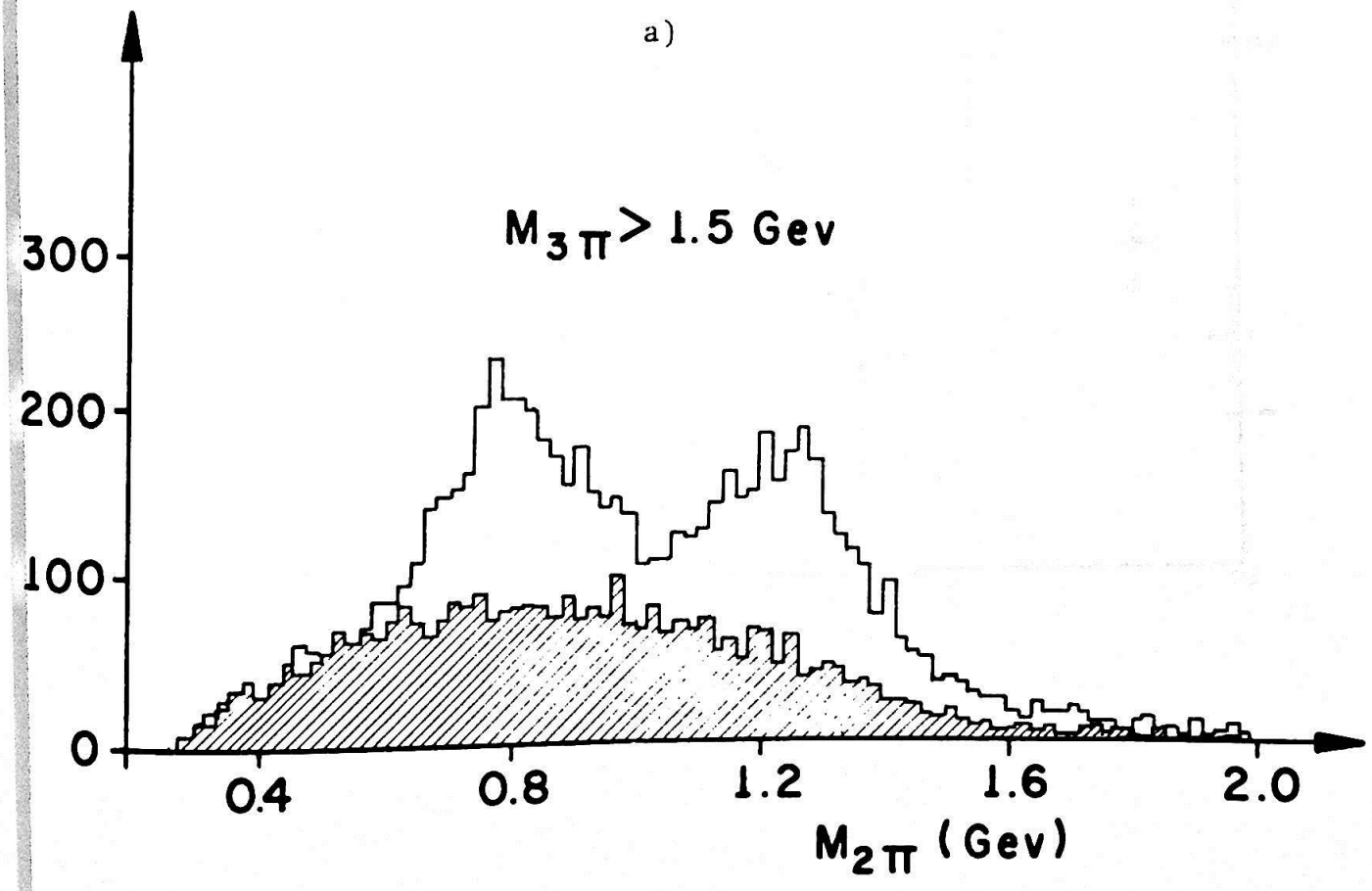

$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ + X_N$
at 16 GeV/c
$2.0 \leq M(X_N) \leq 2.5$ GeV
$4.0 \leq M(X_N) \leq 4.25$ GeV
$4.75 \leq M(X_N) \leq 5.0$ GeV
$5.0 \leq M(X_N) \leq 5.25$ GeV
Average charged multiplicity, $< n_{ch} >$
$t' = |t - t_{MIN}|$, $(GeV/c)^2$

Fig. 5


$M_{3\pi} < 1.3$ Gev
2000
1000
0
0.4
0.8
1.2
$M_{2\pi}$ (Gev)

a)


$M_{3\pi} > 1.5$ Gev
300
200
100
0
0.4
0.8
1.2
1.6
2.0
$M_{2\pi}$ (Gev)

b)

Fig. 6

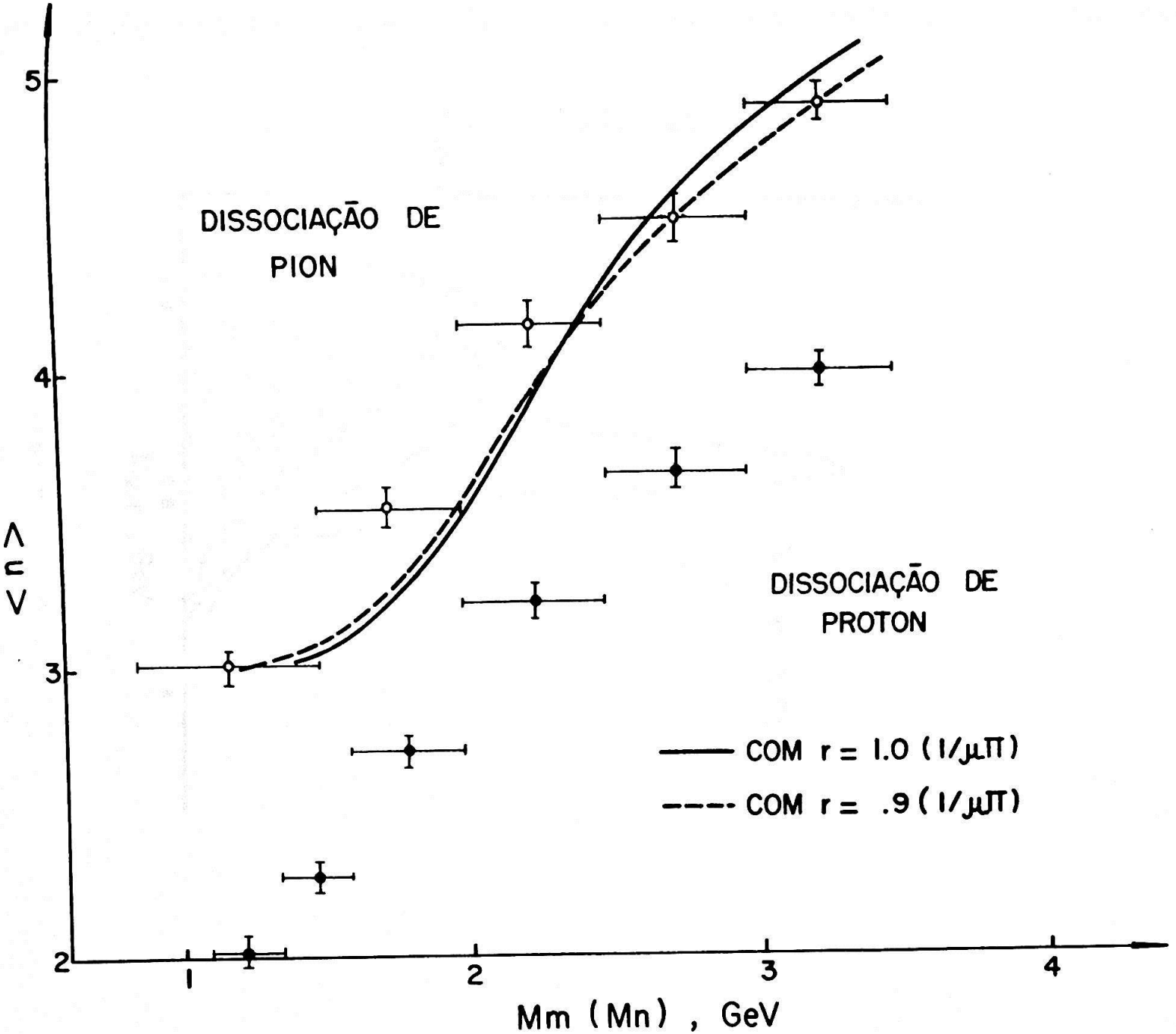

DISSOCIAÇÃO DE
PION
DISSOCIAÇÃO DE
PROTON
COM r = 1.0 (1/μπ)
COM r = .9 (1/μπ)
Λ n V
Mm (Mn) , GeV
5
4
3
2
1
2
3
4

Fig. 7

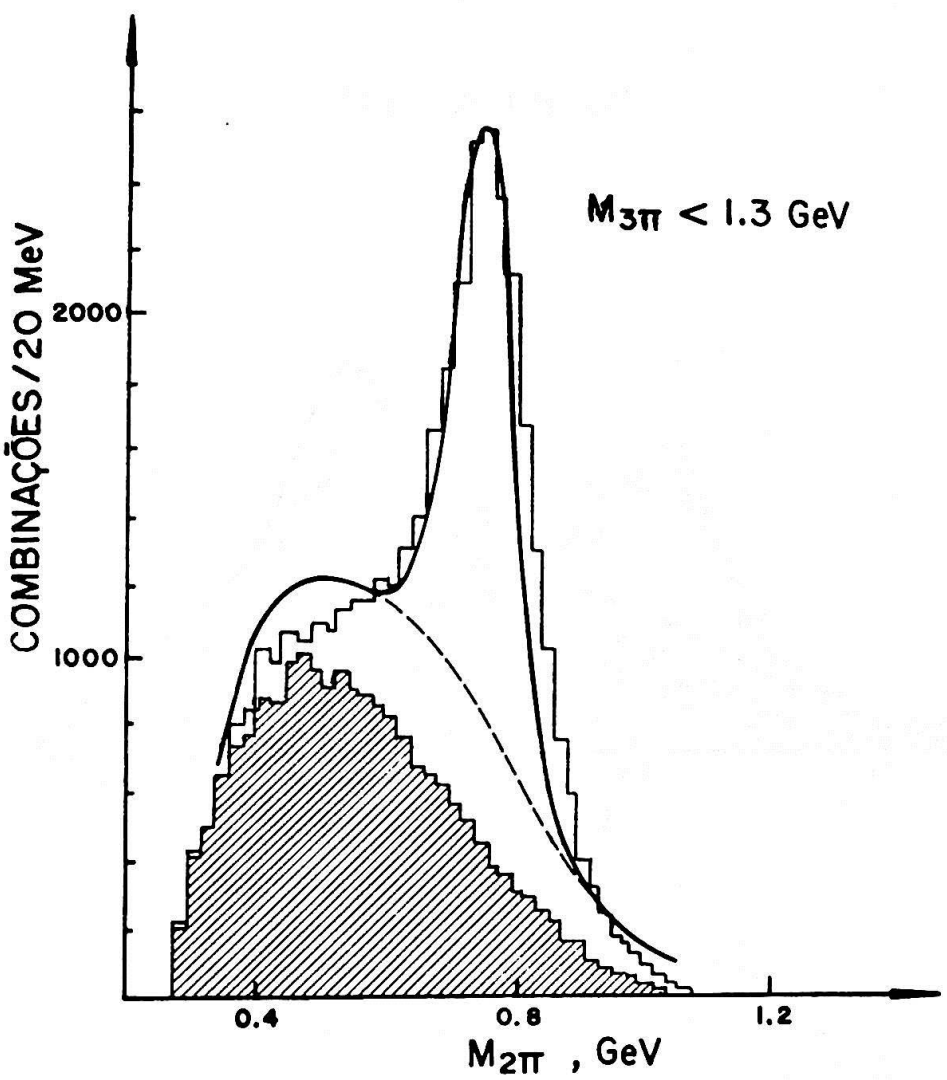


Fig. 8

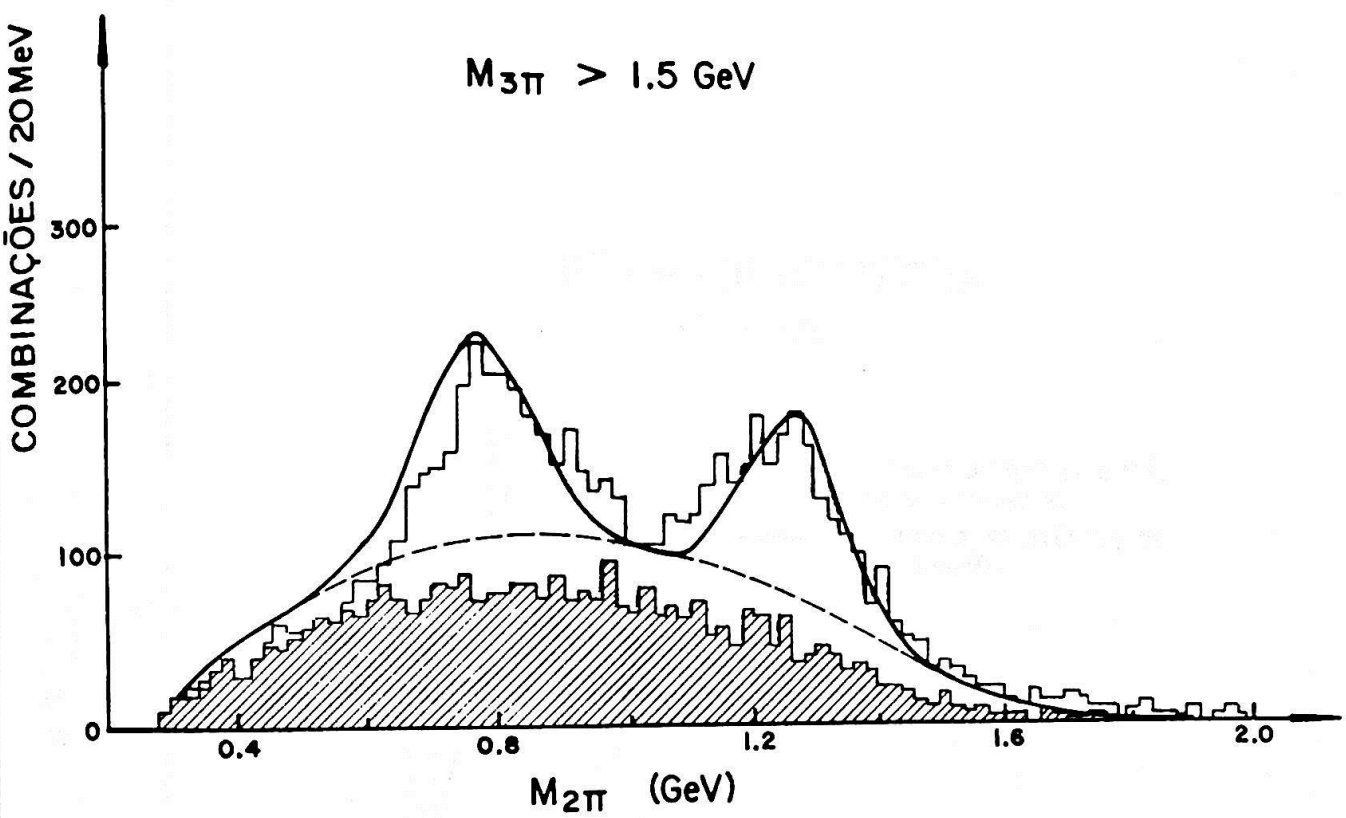

$M_{3\pi} > 1.5$ GeV
COMBINAÇÕES / 20 MeV
300
200
100
0
0.4
0.8
1.2
1.6
2.0
$M_{2\pi}$ (GeV)

Fig. 9

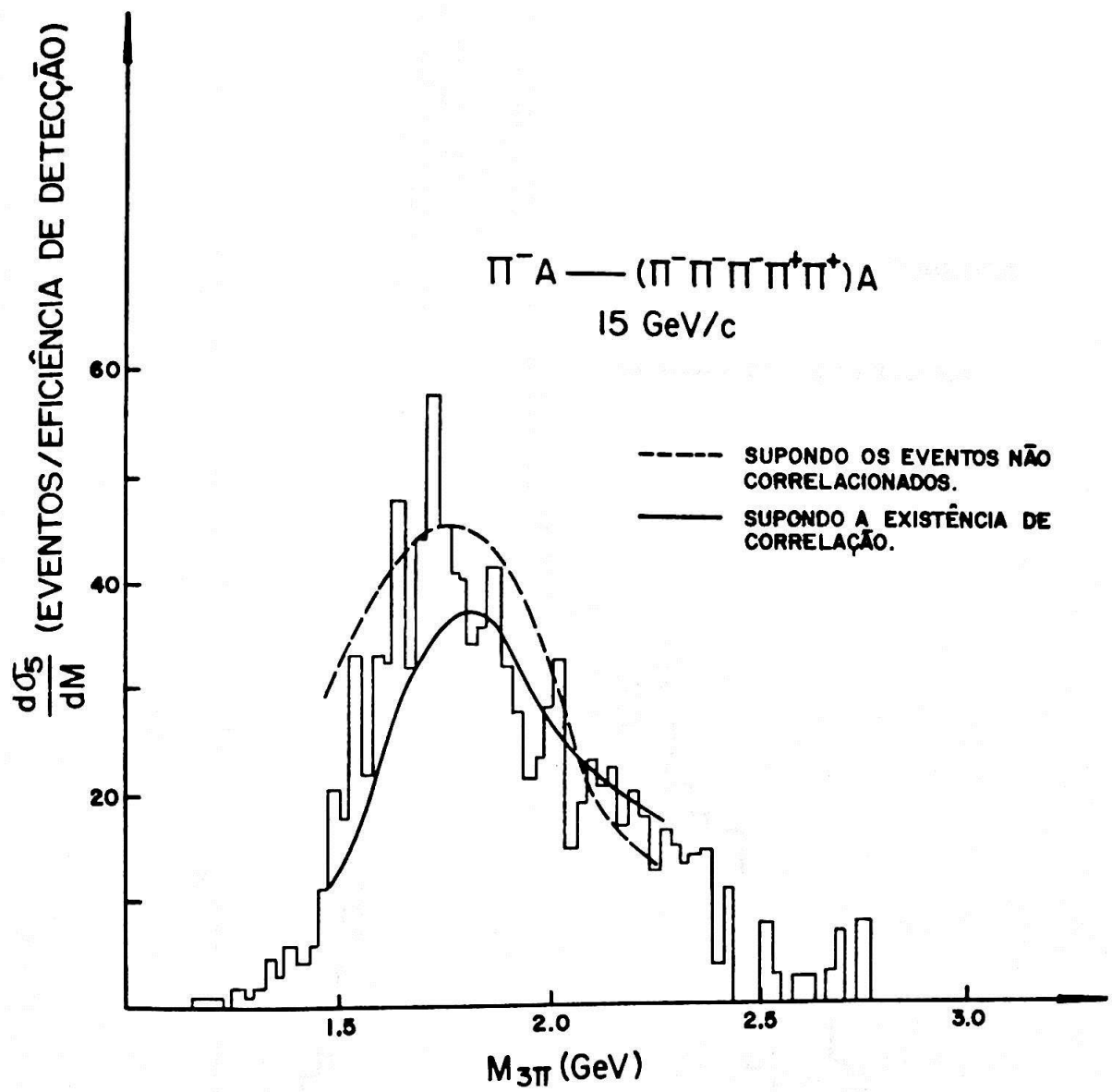

$\pi^- A \longrightarrow (\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+)A$
15 GeV/c
SUPONDO OS EVENTOS NÃO CORRELACIONADOS.
SUPONDO A EXISTÊNCIA DE CORRELAÇÃO.
$\frac{d\sigma_5}{dM}$ (EVENTOS/EFICIÊNCIA DE DETECÇÃO)
60
40
20
1.5
2.0
2.5
3.0
$M_{3\pi}$ (GeV)

Fig. 10

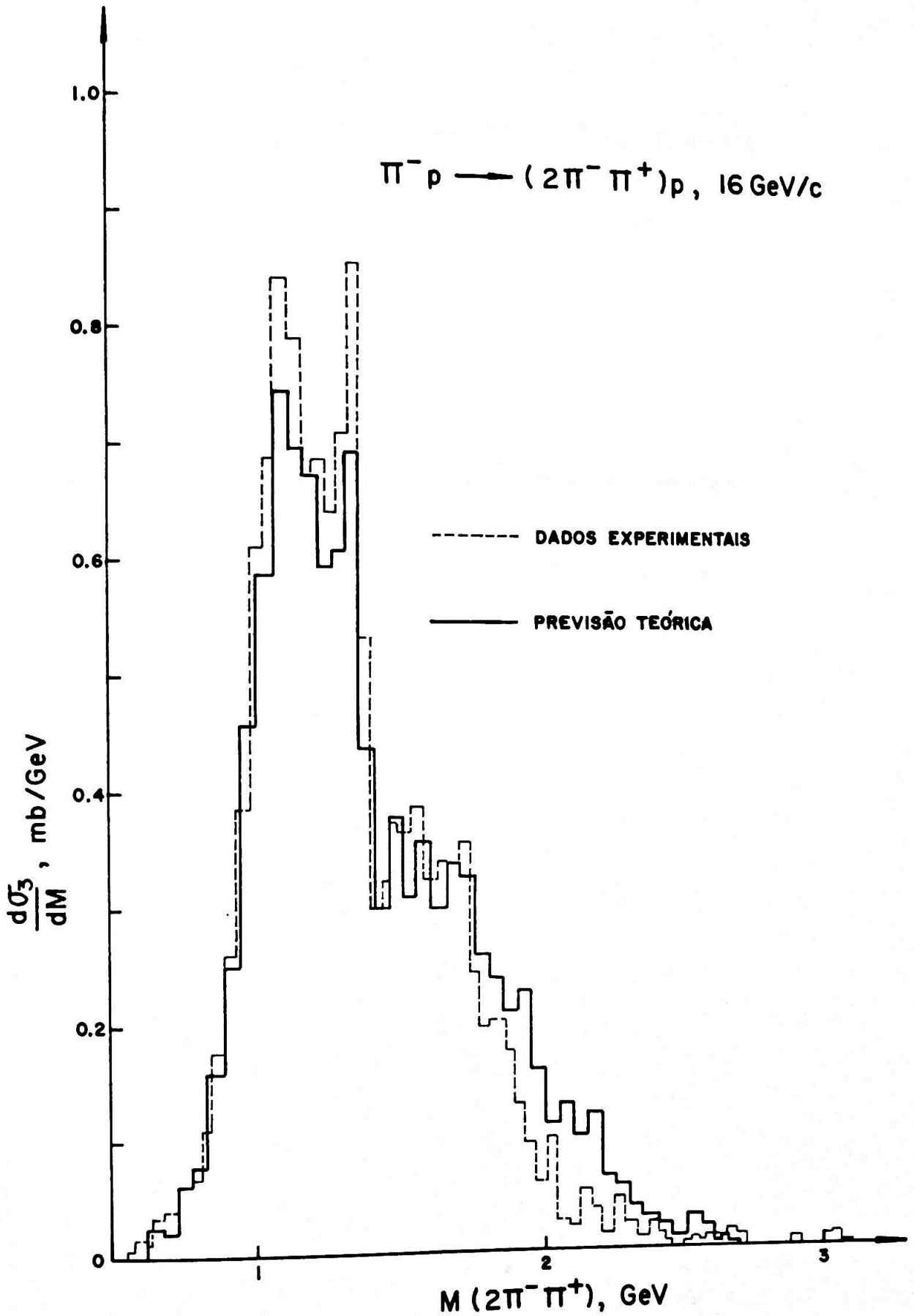

$\pi^- p \longrightarrow (2\pi^- \pi^+) p$, 16 GeV/c
DADOS EXPERIMENTAIS
PREVISÃO TEÓRICA
$\frac{d\sigma_3}{dM}$, mb/GeV
M $(2\pi^- \pi^+)$, GeV
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1
2
3

Fig. 11

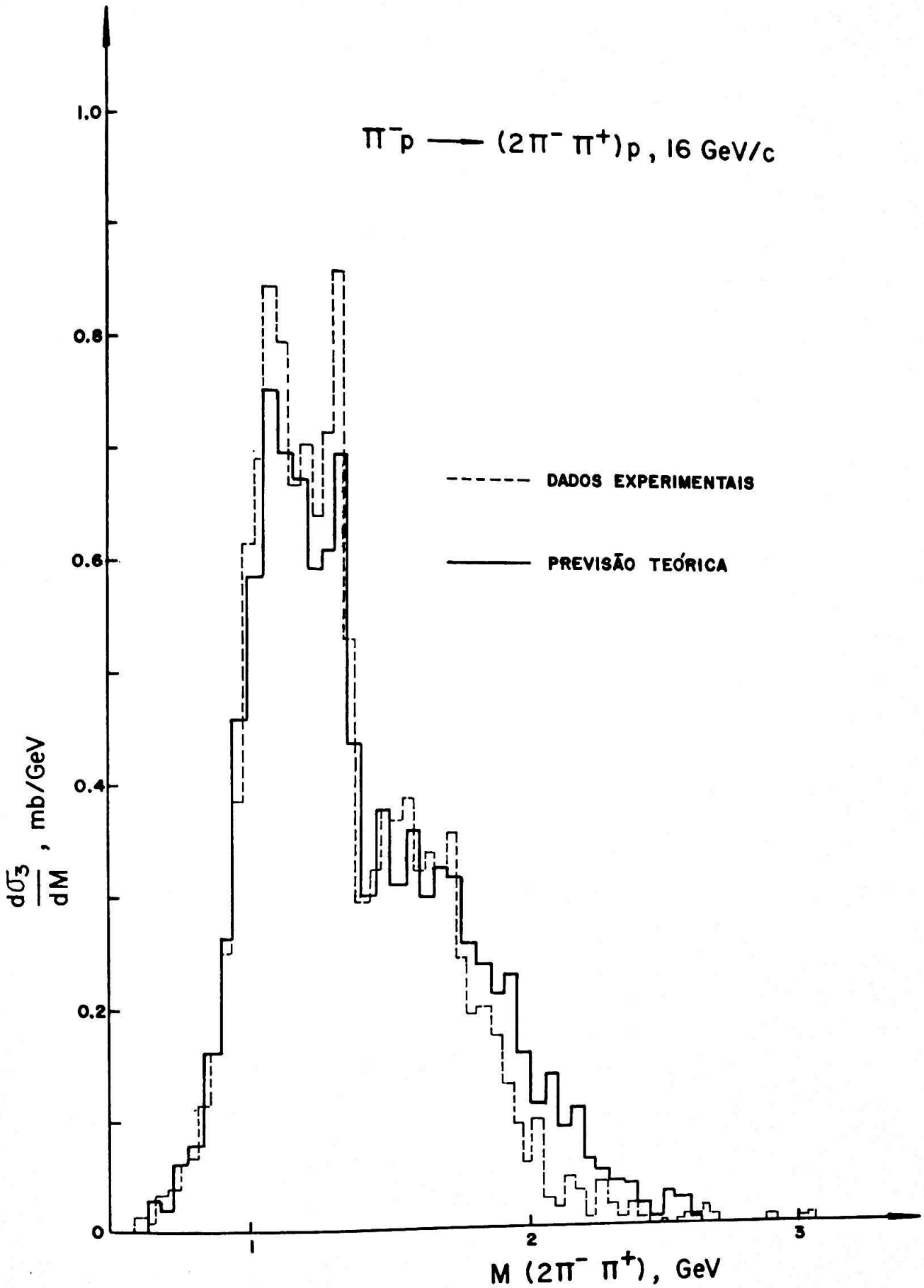

$\pi^- p \longrightarrow (2\pi^- \pi^+) p$, 16 GeV/c
DADOS EXPERIMENTAIS
PREVISÃO TEÓRICA
$\frac{d\sigma_3}{dM}$, mb/GeV
M $(2\pi^- \pi^+)$, GeV
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0
1
2
3

Fig. 12