

ANTONIO CARLOS BAPTISTA ANTUNES

CORRELAÇÕES NA DISSOCIAÇÃO DIFRATIVA HADRÔNICA

Tese  
de  
Doutoramento

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

1984

Para Leila,

Lourdes e

Antonio

## AGRADECIMENTOS

Aos Profs. Alberto Franco de Sá Santoro e Moacir Henrique Gomes e Souza pela orientação, o permanente interesse e a amizade.

Ao Prof. Jaime Tiommo pelo apoio constante, a opinião experiente e a crítica construtiva.

Ao Prof. Francisco Caruso Neto pela inestimável colaboração.

Ao Prof. Renato Melchíades Dória pelo privilégio da convivência.

Aos pesquisadores, funcionários e colegas do CBPF pela hospitalidade.

Aos colegas do Instituto de Física da UFRJ, pelo estimulante ambiente de trabalho.

Ao José Baptista, com a expressão de minha singular amizade, agradeço a paciência e perfeição na execução das figuras.

A Renata, pela cumplicidade.

## R E S U M O

Reações de Dissociação Difractiva hadrônicas são estudadas com base no Modelo Deck a Três Componentes.

As correlações entre a inclinação do pico difractivo, a massa efetiva no subsistema das partículas dissociadas e o ângulo de dissociação (ou as ondas parciais) definido no Sistema de Gottfried-Jackson, são interpretadas à luz desse modelo.

As possíveis interferências destrutivas entre as componentes do modelo dão origem ao mecanismo que descreve aquelas correlações.

Várias reações, com diversas estruturas de spin e paridade nos vértices dissociativos, são estudadas. Com isso mostra-se que as interferências, e portanto também as correlações, são fortemente dependentes do spin e da paridade das partículas envolvidas na dissociação.

A análise em ondas parciais, desenvolvida aqui, é o método que permite melhor observação das correlações nas reações de dissociação difractiva.

A aplicabilidade do Modelo Deck a Três Componentes é estendida à dissociação de núcleos leves, em particular à dissociação do deuteron. Esta extensão do uso do modelo pressupõe que o núcleo que se dissocia, no caso o deuteron, possa ser tra-

tado como uma partícula elementar, cuja estrutura não seja relevante, no que concerne à dissociação difrativa.

## S U M Á R I O

Seção	Pág.	Título
		Legendas das Figuras
I	1	Introdução
II	8	O Modelo Deck a Três Componentes
III	21	Aplicações do MDTC
IV	28	O MDTC para a reação $pp \rightarrow (\Delta^{++} \pi^-)p$
V	37	Amplitudes de Ondas Parciais do MDTC
VI	44	Análise em Ondas Parciais da Reação $pp \rightarrow \Delta^{++} \pi^- p$
VII	48	Dissociação Difrativa do Deuteron
VIII	58	Resultados e Conclusões
Apêndices		
A	70	Cinemática das Reações $a + b \rightarrow (1 + 2) + 3$
B	78	A Função de Onda de Spin 3/2
C	87	Correntes e Acoplamentos
D	92	Correntes Hadronicas no Limite Difrativo
E	105	Cálculos Acessórios

F	109	Projeção em Ondas Parciais do Subsistema (1 + 2) da Reação $a + b \rightarrow (1 + 2) + 3$
	120	Bibliografia
	124	Figuras

## LEGENDAS DAS FIGURAS

- Fig. 1 - Troca de pomeron na reação de dissociação difrativa  $a + b \rightarrow (1 + 2) + 3$ , a altas energias.
- Fig. 2 - Os três diagramas do modelo Deck a três componentes (MDTC), representando os canais  $t_1$ ,  $u_1$  e  $s_1$  na reação  $a + b \rightarrow (1 + 2) + 3$ .
- Fig. 3 - Sistema de referência de Gottfried-Jackson, no sistema  $R12 \equiv (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0)$
- Fig. 4 - Representação gráfica da propriedade de fatorização do pomeron.
- Fig. 5 - As três componentes do MDTC para a reação  $d+p \rightarrow (p+n)+p$
- Fig. 6 - A troca de pomeron na dissociação difrativa do deuteron
- Fig. 7 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$  para a onda parcial ( $0^- S$ ), e respectiva inclinação difrativa ( $B$ ), para a reação  $K p \rightarrow (k \pi) p$ , em dois intervalos de massa efetiva:  
(a)  $1.25 \leq M_{k\pi} \leq 1.35$  (GeV) e (b)  $1.35 \leq M_{k\pi} \leq 1.50$  (GeV).
- Fig. 8 - Resultados experimentais para as seções de choque em ondas parciais das reações  $K p \rightarrow (k \pi) p - (0^- S)$  e  $K p \rightarrow (K^* \pi) p - (1^+ S \text{ e } 0^- P)$ , em dois intervalos de massa efetiva.



Fig. 9 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$  para as ondas parciais ( $1^+ S$ ) e ( $0^- P$ ), e respectivas inclinações difrativas (B), para a reação  $K p \rightarrow (K^* \pi) p$ , em três intervalos de massa efetiva: (a)  $1.04 \leq M_{K^* \pi} \leq 1.20$  (GeV).  
 (b)  $1.20 \leq M_{K^* \pi} \leq 1.35$  (GeV).  
 (c)  $1.35 \leq M_{K^* \pi} \leq 1.50$  (GeV).

Fig. 10 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$  para as ondas parciais (S, P e D), e respectivas inclinações difrativas, para a reação  $N p \rightarrow (N \pi) p$ , integradas em dois intervalos de massa efetiva, e restrita a ( $M = \lambda_a$ ).

Fig. 11 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$  para as ondas parciais P ( $J = 1/2$ ) e P ( $J = 3/2$ ) para  $N p \rightarrow (N \pi) p$ .

Fig. 12 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$  para as ondas parciais D ( $J = 3/2$ ) e D ( $J = 5/2$ ) para  $N p \rightarrow (N \pi) p$ .

Fig. 13 - Distribuições  $d\sigma/d \cos \theta^{GJ}$  da reação  $pp \rightarrow (\Delta^{++} \pi^-) p$ , para dois intervalos de momentum transferido ( $t_2$ ) e no intervalo de massa efetiva:  $1.37 \leq M_{\Delta \pi} \leq 1.40$  (GeV).

Fig. 14 - Distribuições  $d\sigma/d \cos \theta^{GJ}$  da reação  $pp \rightarrow (\Delta^{++} \pi^-) p$ , para dois intervalos de momentum transferido ( $t_2$ ) e no intervalo de massa efetiva:  $1.40 \leq M_{\Delta \pi} \leq 1.45$  (GeV).

Fig. 15 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$ , e respectivas inclinações difrativas, em dois intervalos de massa efetiva:  $1.37 \leq M_{\Delta \pi} \leq 1.40$  (GeV) e  $1.40 \leq M_{\Delta \pi} \leq 1.45$  (GeV).

- Fig. 16 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$ , integradas em três intervalos de  $\cos \theta^{GJ}$  e dois da massa efetiva.
- Fig. 17 - Distribuições experimentais  $d\sigma/d \cos \theta^{GJ}$  da reação  $pp \rightarrow (\Delta^{++} \pi^-)p$ , em dois intervalos do momentum transferido ( $t_2$ ) e dois intervalos de massa efetiva.
- Fig. 18 - Distribuições experimentais  $d\sigma/dt_2$  e respectivas inclinações difrativas ( $B$ ), em dois intervalos da massa efetiva.
- Fig. 19 - Distribuições experimentais  $d\sigma/dt_2$  e respectivas inclinações difrativas, em três intervalos de  $\cos \theta^{GJ}$ , e massa efetiva  $M_{\Delta\pi} < 1.45$  GeV.
- Fig. 20 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$  das ondas S, P e D nos intervalos de massa efetiva:  $1.37 \leq M_{\Delta\pi} \leq 1.40$  (GeV) e  $1.40 \leq M_{\Delta\pi} \leq 1.45$  (GeV).
- Fig. 21 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$  das ondas  $P(J = 1/2)$ ,  $P(J = 3/2)$  e  $P(J = 5/2)$  nos mesmos intervalos de massa efetiva da Fig. 20.
- Fig. 22 - Distribuições  $d\sigma/dt_2$  das ondas  $D(J = 1/2)$ ,  $D(J = 3/2)$ ,  $D(J = 5/2)$  e  $D(J = 7/2)$  nos mesmos intervalos de massa efetiva da Fig. 20.
- Fig. 23 - Distribuição de massa efetiva ( $M_{pn}$ ), integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $\cos \theta (-1.0, 1.0)$  e  $t_2 (0, -1.0)$ , para a reação  $p + d \rightarrow (p + n) + p$

- Fig. 24 - Distribuição  $d\sigma/d\cos\theta$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $t_2(0, -1.0)$  e  $M_{pn}(1.92, 2.22 \text{ (GeV)})$ .
- Fig. 25 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(1.92, 2.22 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0.9, 1.0)$ .
- Fig. 26 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(1.92, 2.22 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0, 0.3)$ .
- Fig. 27 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(2.22, 2.52 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0.9, 1.0)$ .
- Fig. 28 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(2.22, 2.52 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0, 0.3)$ .
- Fig. 29 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(1.92, 2.02 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0.9, 1.0)$ .
- Fig. 30 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(1.92, 2.02 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0, 0.3)$ .
- Fig. 31 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(2.02, 2.12 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0.9, 1.0)$ .
- Fig. 32 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(2.02, 2.12 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0, 0.3)$ .
- Fig. 33 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(2.12, 2.22 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0.9, 1.0)$ .
- Fig. 34 - Distribuição  $d\sigma/dt_2$ , integrada em  $\phi(0, 2\pi)$ ,  $M_{pn}(2.12, 2.22 \text{ (GeV)})$  e  $|\cos\theta|(0, 0.3)$ .

## I. INTRODUÇÃO

Neste trabalho reunimos vários resultados por nós obtidos, de aplicações do Modelo Deck a Três Componentes (MDTC) a Reações de Dissociação Difrativa (RDD) nas interações fortes. Nosso objetivo é estabelecer prescrições gerais para aplicações do modelo e apresentar uma análise das suas propriedades fundamentais com base nos resultados das aplicações estudadas.

Há alguns anos as RDD tem sido exaustivamente estudadas de um ponto de vista fenomenológico. Entretanto, desde o advento da Cronodinâmica Quântica (QCD) as RDD tem recebido menor atenção, principalmente porque essas reações ocorrem numa região cinemática, de altas energias e pequenos momenta transferidos, que não pode ser analisada pelos atuais métodos da QCD. Apesar desse decréscimo de interesse e da predominância de estudos visando testar a QCD, é importante enfatizar que as reações difrativas em geral dominam a região de altas energias e apresentam problemas ainda não completamente esclarecidos.

Acreditamos que no futuro uma forte ligação da QCD como o comportamento difrativo nas reações hadrônicas será estabelecida. Entretanto na região difrativa a fenomenologia de Regge é ainda o melhor método disponível para descrever essas reações (1).

As RDD, do tipo  $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$ , tem sido extensivamente analisadas utilizando-se vários modelos. O modelo fundamental é o de Drell-Hiida-Deck (MDHD) (2). Este modelo repro

duz satisfatoriamente os principais aspectos das distribuições experimentais das RDD. Entre esses aspectos bem descritos pelo MDHD estão o pico difrativo, correspondente à troca do pomeron, e o pico correspondente à troca do meson. Como consequência desses dois máximos nos momenta transferidos ocorre um máximo próximo ao limiar na distribuição da massa efetiva das partículas dissociadas (1 + 2). Esse máximo a baixas energias acarreta a dominação das primeiras ondas parciais do subsistema das partículas dissociadas.

Um melhor ajustamento aos resultados experimentais é obtido quando o meson trocado no MDHD é reggeizado. O modelo assim construído é chamado Modêlo Deck Reggeizado (MDR) (3). Neste modêlo as distribuições correspondentes à massa efetiva e ao momentum transferido na parte dissociativa da reação são sensivelmente melhor ajustadas às curvas experimentais do que as dadas pelo modêlo anterior.

Não obstante os bons resultados obtidos com o MDHD e o MDR, há uma propriedade típica dos RDD que não pode ser descrita por esses modêlos. Esta propriedade é a correlação entre a inclinação da exponencial do pico difrativo (B) e a massa efetiva ( $M_{12}$ ) do subsistema das partículas dissociadas (1 + 2).

Foi observado que esta correlação de fato envolve três variáveis (4). A inclinação difrativa (B) depende não somente da massa efetiva ( $M_{12}$ ) mas também do ângulo polar ( $\theta$ ) do sistema de coordenadas de Gottfried-Jackson (SGJ) definido no sistema de repouso do par dissociado R12 ( $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ ). Esta é a chamada correlação inclinação-massa-ângulo. Outro aspecto dessa

correlação pode ser observado quando o subsistema  $(1 + 2)$  é projetado em ondas parciais no SGJ. Neste caso a dependência da inclinação difrativa com a massa efetiva em geral se modifica para cada onda parcial. Esta é a correlação inclinação-massa-ondas parciais.

Partindo do pressuposto de que a descrição correta das RDD pode ser obtida aperfeiçoando o MDHD, alguns modelos foram desenvolvidos introduzindo-se correções no MDHD. Com base nesta hipótese, e na tentativa de descrever as correlações mencionadas acima, foi proposto o Modelo de Absorção (MA), (5). Este modelo corresponde a introdução de correções de reespalhamento difrativo no MDHD. Embora este modelo tenha sido construído com o fim específico de descrever aquelas correlações, as correções absorptivas não foram capazes de o fazer satisfatoriamente.

Outro modelo construído como aperfeiçoamento do MDHD, especificamente para descrever as correlações massa efetiva-inclinação difrativa, foi o Modelo Deck a Três Componentes (MDTC) (6) (7). Este modelo foi desenvolvido para descrever as RDD hadrônicas do tipo  $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$ , onde  $(b = 3)$  e a partícula  $(a)$  é dissociada difrativamente no par  $(1 + 2)$ . O caráter difrativo dessas reações é representado pela troca do pomeron ( $\mathbb{P}$ ) (8). A propriedade de fatorização do pomeron permite fatorizar o vértice difrativo  $(b \mathbb{P} 3)$  da amplitude dissociativa  $(\mathbb{P} + a \rightarrow 1 + 2)$ . Esta amplitude dissociativa é descrita pelo MDTC como a soma coerente dos termos de Born das três amplitudes correspondentes à troca das partículas  $(a)$ ,  $(1)$  e  $(2)$ . As correlações mencionadas acima resultam da interferência entre esses termos.

No MDTC, os efeitos dos fatores de forma e de extensão para fora da camada de massa que devem aparecer nos três componentes da amplitude dissociativa ( $\mathbb{P} + a \rightarrow 1 + 2$ ) não são introduzidos explicitamente. Esses efeitos são levados em conta no modelo ajustando-se os parâmetros das amplitudes difrativas que aparecem em cada componente (construídas na camada de massa), quais sejam, as inclinações difrativas  $B_{ab}$ ,  $B_{b1}$  e  $B_{b2}$  e as seções de choque totais  $\sigma_{ab}$ ,  $\sigma_{b1}$  e  $\sigma_{b2}$ , por valores (fora da camada de massa) próximos dos respectivos valores experimentais (na camada de massa).

A razão de não introduzir explicitamente os fatores extrapolados da camada de massa para esses efeitos é que as modificações introduzidas nas amplitudes com esses fatores podem comprometer as sensíveis interferências que ocorrem entre as componentes, deixando de produzir as correlações corretas (5).

A possibilidade de ocorrerem interferência destrutivas entre as três componentes do modelo é a base do mecanismo, do MDTC, que descreve as correlações observadas. As interferências destrutivas nas amplitudes de espalhamento produzem mínimos nas distribuições do momentum transferido quadrado ( $t_2$ ) no vértice difrativo.

A posição desses mínimos varia com a massa efetiva ( $M_{12}$ ) e com o ângulo polar ( $\theta$ ) no SGJ (ou com a onda parcial), e a presença de um mínimo a pequenos momenta transferidos ( $t_2 = 0$ ) causa um sensível aumento na inclinação difrativa ( $B$ ) prevista pelo modelo.

Portanto, assim como a posição do mínimo em  $t_2$ , também a inclinação difrativa (B) depende da massa efetiva ( $M_{12}$ ) e do ângulo ( $\theta$ ) (ou da onda parcial).

Os detalhes da construção do MDTC e suas características fundamentais são descritas na seção 2.

Aplicações do MDTC a várias RDD hadrônicas, com diferentes estruturas de spin e paridade ( $\delta_a^{P_a}$ ,  $\delta_1^{P_1}$ ,  $\delta_2^{P_2}$ ) no vértice dissociativo ( $a \rightarrow 1 + 2$ ) são apresentadas nas seções 3 e 4. As reações estudadas aqui correspondem às seguintes estruturas de spin e paridade: ( $0^- \rightarrow 0^+$ ,  $0^-$ ), ( $0^- \rightarrow 1^- + 0^-$ ), ( $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ,  $0^-$ ) e ( $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ ,  $0^-$ ).

As amplitudes de ondas parciais para essas mesmas reações são mostradas nas seções 5 e 6.

Na seção 7 examinamos a Dissociação Difrativa do Deuteron,  $p + d \rightarrow p + p + n$ .

A descrição desta reação é feita no contexto do MDTC. Com isto pretendemos sugerir que esse modelo também possa ser aplicado à dissociação difrativa de núcleos leves (no nosso caso o deuteron). A idéia subjacente à nossa expectativa é o princípio da democracia nuclear entre núcleos e nucleons, proposto para as interações fortes (9).

Nas três componentes do MDTC, para essa reação, aparece o vértice dissociativo do deuteron,  $d \rightarrow p + n$ . Em cada com



ponente uma das partículas deste vértice está fora da camada de massa. A fim de encontrar a forma do acoplamento nesse vértice devemos fazer algumas aproximações. Admitimos que todas as partículas, estão na camada de massa e desprezamos a contribuição da onda D na função de onda do deuteron. Além disso, para escrever as amplitudes componentes do modelo, o deuteron é tratado como uma partícula elementar.

Da mesma forma que para as demais RDD hadrônicas, e pelas mesmas razões, as correções dos efeitos dos fatores de forma e da extensão para fora da camada de massa são introduzidos ajustando-se os parâmetros das amplitudes difrativas de cada componente com valores próximos dos experimentais.

Outra motivação para aplicar o MDTC a dissociação difrativa do deuteron é a inexistência de ressonâncias proton-neutron. O MDTC, na sua formulação mais simples, só é válido para baixas energias ( $\sqrt{s_1} = M_{12}$ ) do subsistema das partículas dissociadas (1 + 2), abaixo do limiar da formação de ressonâncias. Para energias acima desse limiar o modelo deve ser reggeizado e dualizado, a fim de descrever o comportamento a altas energias na dissociação.

Como na dissociação difrativa do deuteron não há ressonâncias no subsistema dissociado (proton-neutron), espera-se que o modelo seja válido num intervalo de energia maior do que nos casos em que existem ressonâncias.

Discussões e conclusões são apresentados na seção

8 e num conjunto de apêndices (A, B, C, D, E e F) estão reunidas algumas definições e resultados úteis aos cálculos.

## II. O MODELO DECK A TRÊS COMPONENTES

Nesta seção apresentamos uma descrição do Modelo Deck a Três Componentes (MDTC) e de suas propriedades fundamentais. As reações de dissociação difrativa hadrônica do tipo  $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$ , na região cinemática de altas energias ( $\sqrt{s} > 5 \text{ GeV}$ ) e pequenos momenta transferido quadrado ( $t_2 < 1 \text{ GeV}^2$ ) onde não há números quânticos trocados no canal  $t_2$  (isto é, do vértice difrativo elástico, onde  $b = 3$ ), para o dissociativo  $a \rightarrow 1+2$ ) podem ser caracterizadas pela troca do pomeron ( $\mathbb{P}$ ) (8). Essas reações podem ser apresentadas graficamente como na Fig. (1).

A dissociação difrativa do hadron ( $a$ ) no par  $(1,2)$  pode ser descrita pela soma coerente de três componentes que estão representadas nos gráficos da Fig. (2). Cada uma dessas amplitudes componentes é o termo de Born correspondente à troca das partículas ( $a$ ),  $(1)$  e  $(2)$  nos canais  $s_1$ ,  $u_1$  e  $t_1$ , respectivamente, (6) (7) conforme notação cinemática definida no apêndice A. A presença dessas três componentes no modelo é de fundamental importância na descrição das correlações da inclinação difrativa (B) com a massa efetiva ( $M_{12} = \sqrt{s_1}$ ) e o ângulo polar ( $\theta$ ) (ou as ondas parciais) no sistema de coordenadas de Gottfried-Jackson (SGJ) Fig. (3), como veremos mais adiante.

Nas três componentes do MDTC aparecem amplitudes difrativas elásticas fora da camada de massa. Essas amplitudes são, como se pode ver na Fig. (2),  $(b + \underline{2} \rightarrow 2 + 3)$ ,  $(b + \underline{1} \rightarrow 1 + s)$  e  $(b + a \rightarrow \underline{a} + 3)$ , onde as partículas fora da camada de massa estão sublinhadas.

Interromperemos temporariamente a descrição do MDTC para analisar três problemas que surgem na construção dessas amplitudes difrativas fora da camada de massa:

- 1) O problema do acoplamento do pomeron aos hadrons;
- 2) A parametrização das amplitudes de troca de pomeron;
- 3) A extensão dessas amplitudes para fora da camada de massa.

O pomeron é um reggeon que tem spin 1 e demais números quânticos iguais aos do vácuo. Ele corresponde à Trajetória de Regge dominante entre as trocadas nas reações elásticas ( $a+b \rightarrow a+b$ ) e quase-elásticas ( $a+b \rightarrow a^* + b$ ), onde ( $a^*$ ) é uma excitação de ( $a$ ), (8).

A luz do modelo de quarks, o pomeron deve ser uma estrutura que não transporte sabores de modo a não carregar números quânticos internos.

Do ponto de vista de cromodinâmica quântica o pomeron poderia ser interpretado como uma estrutura formada de gluons. Há fortes indícios de que tais estruturas existem, e algumas partículas conhecidas são candidatas a serem identificadas como "bolas de gluons" (10).

Como o interesse aqui é somente em processos difra

tivos, no MDTC a inclinação ( $\alpha'_{\mathbb{P}}(0) \ll 1$ ) da trajetória do pomeron ( $\alpha_{\mathbb{P}}(t) \approx 1 + \alpha'_{\mathbb{P}}(0) \cdot t$ ) e as contribuições das trajetórias de Regge secundárias são desprezadas.

Uma relação empírica geralmente satisfeita nos vértices difrativos é a regra de Gribov-Morrison (11),  $\Delta P = (-1)^{\Delta J}$  onde  $\Delta P$  e  $\Delta J$  são as variações da paridade e do spin das partículas no vértice difrativo.

Esta regra é automaticamente satisfeita nos vértices elásticos que são os que aparecem nas componentes do MDTC. Portanto ela não nos dá nenhuma informação útil para escrever os acoplamentos hadron-pomeron nos vértices elásticos de nosso interesse.

Um resultado experimental bem conhecido é que nas reações difrativas elásticas, dominadas pela troca de pomeron, o pomeron se acopla somente aos vértices hadronicos que conservam a helicidade no canal  $s$ , (12).

Para obter a corrente hadronica acoplada ao pomeron, para um hadron qualquer, admitimos inicialmente a hipótese de acoplamento vetorial (HAV) do pomeron (13), isto é, que o pomeron se acopla aos hadrons como uma partícula vetorial.

Sobre a corrente obtida com essa hipótese impomos a condição de conservação da helicidade no canal  $s$ , o que simplifica a forma da corrente, e reduz as constantes de acoplamento a apenas uma.

Este procedimento geral é aplicado, no apêndice D, a cada uma das correntes hadronicas difrativas que aparecem nas reações aqui estudadas. Com isso determinamos os acoplamentos, e as correntes, que conservam a helicidade no canal  $s$  em cada um desses vértices. Vemos também que, qualquer que seja o hadron acoplado ao pomeron, a corrente sempre tem a forma (D-10) no limite difrativo.

As constantes arbitrárias que aparecem nesses acoplamentos podem ser relacionados a seção de choque total da reação através do Teorema Ótico. Esta relação, para uma reação genérica do tipo (D-26), é dada por (D-32) e a parametrização da amplitude difrativa, para a mesma reação, é da forma (D-34).

Uma vez obtidas as correntes nos vértices hadron-pomeron e parametrizadas as amplitudes de helicidade difrativas, devemos agora considerar os possíveis efeitos dos fatores de forma e da extensão para fora da camada de massa daquelas amplitudes.

As correntes e amplitudes difrativas foram obtidas supondo-se que as partículas são pontuais e estão na camada de massa.

Devemos enfatizar entretanto, que a introdução das correções para levar em conta esses efeitos deve ser feita de maneira que não comprometa a simplicidade do modelo. Como veremos mais adiante, o mecanismo do MDTC que descreve as correlações da inclinação difrativa ( $B$ ) com a massa efetiva ( $M_{12}$ ) e o ângulo ( $\theta$ )

no SGJ, está intimamente relacionado com as interferências entre as componentes do modelo.

Essas interferências são extremamente sensíveis às formas das amplitudes componentes. Dependem fortemente, como veremos, da estrutura de spin das partículas envolvidas na reação. Portanto as complicações devidas à presença de fatores de forma, para corrigir os efeitos de estrutura das partículas e de extensão para fora da camada de massa das amplitudes difrativas, poderia comprometer seriamente as desejadas interferências destrutivas entre as componentes, e eventualmente até destruí-las

A maneira mais simples e conveniente de introduzir as correções para levar em conta aqueles efeitos é ajustar as inclinações difrativas ( $B_{b1}$ ,  $B_{b2}$  e  $B_{ab}$ ) e as seções de choque ( $\sigma_{tot}^{b1}$ ,  $\sigma_{tot}^{b2}$ , e  $\sigma_{tot}^{ab}$ ) que aparecem nas amplitudes difrativas (fora da camada de massa) das componentes do MDTC. Esses parâmetros devem ser ajustados por valores próximos dos seus valores experimentais.

Nas três componentes do MDTC aparece o vértice difrativo elástico ( $b \mathbb{P} 3$ ), como se vê na Fig. (2). Neste vértice para qualquer hadron, a corrente tem a forma geral (D-10).

A propriedade de fatorização do pomeron (8) (14) permite fatorizar esse vértice no MDTC. Esta fatorização está representada na Fig. (4).

Esta propriedade, juntamente com a forma da cor-

rente (D-10), mostram que os spins das partículas no vértice (b P 3) não afetam a estrutura de spin na parte dissociativa (P + a → 1 + 2) da amplitude dada pelo MDTC. Realmente, na região difrativa, os spins das partículas (b) e (3) podem ser desprezados e essas partículas podem ser tratadas como se fossem pions cuja corrente é (C-3).

Para concretizar o problema e introduzir uma notação padronizada para nossas aplicações do MDTC, consideremos um tipo particular de reação no qual a estrutura de spin e paridade no vértice (a → 1, 2) é (0<sup>-</sup>, 0<sup>+</sup>, 0<sup>-</sup>).

As amplitudes para cada componente do MDTC, representadas na Fig. (2), com a cinemática do apêndice A, são dadas por (15)

$$A^t(t) = (i/2) e^{B_{b2} \cdot t_2} (2g_{bP} R^\beta) (2g_{2P} Q_\beta) g_{a12} / (t_1 - m_2^2) \quad (2-1)$$

$$A^t(u) = (i/2) e^{B_{b1} \cdot t_2} (2g_{bP} R^\beta) (2g_{1P} P_\beta) g_{a12} / (u_1 - m_1^2) \quad (2-2)$$

e

$$A^t(s) = (i/2) e^{B_{ab} \cdot t_2} (2g_{bP} R^\beta) (2g_{aP} K_\beta) g_{a12} / (s_1 - m_a^2) \quad (2-3)$$

Para simplificar essas expressões definimos

$$g^t(t_2) = \sigma_{tot}^{b2} e^{B_{b2} \cdot t_2 / 2} \quad (2-4)$$



$$g^u(t_2) = \sigma_{\text{tot}}^{b1}(\infty) e^{B_{b1} \cdot t_2 / 2} \quad (2-5)$$

$$g^s(t_2) = \sigma_{\text{tot}}^{ab}(\infty) e^{B_{ab} \cdot t_2 / 2} \quad (2-6)$$

onde, de acordo com a eq. (D-35),  $\sigma_{\text{tot}}^{b2}(\infty) = g_{b\mathbb{P}} g_{2\mathbb{P}}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}^{b1}(\infty) = g_{b\mathbb{P}} g_{1\mathbb{P}}$  e  $\sigma_{\text{tot}}^{ab}(\infty) = g_{b\mathbb{P}} g_{a\mathbb{P}}$ , e também

$$T = i g_{a12} g^t(t_2) / (t_1 - m_2^2) \quad (2-7)$$

$$U = i g_{a12} g^u(t_2) / (u_1 - m_1^2) \quad (2-8)$$

$$S = i g_{a12} g^s(t_2) / (s_1 - m_a^2) \quad (2-9)$$

Na aproximação de altas energias (A-6) e usando (A-17, 18, 19) e as definições acima, as componentes eqs. (2.1, 2 e 3) ficam

$$A^{(t)} = T = s_2 \cdot T \quad (2-10)$$

$$A^{(u)} = U = s_3 \cdot U \quad (2-11)$$

$$A^{(s)} = S = s \cdot S \quad (2-12)$$

A amplitude de espalhamento é a soma coerente das

três componentes  $A = A^{(s)} + A^{(u)} + A^{(t)}$ . Portanto, para reações com estrutura de spin e paridade  $(0^-, 0^+, 0^-)$  no vértice dissociativo a amplitude do MDTC é

$$A = S + T + U = i g_{a12} \left\{ \frac{s g^s(t_2)}{s_1 - m_a^2} + \frac{s_2 g^t(t_2)}{t_1 - m_2^2} + \frac{s_3 g^u(t_2)}{u_1 - m_1^2} \right\} \quad (2-13)$$

A necessidade das três componentes do modelo é uma questão importante. Isto pode ser entendido através da relação (A-44), válida na aproximação de altas energias a  $t_2 \approx 0$ . Essa relação mostra que as três componentes do MDTC, que aparecem nas eqs. (2-10, 11 e 12), são proporcionais as seções de choque  $\sigma_{tot}^{2b}(\infty)$ ,  $\sigma_{tot}^{lb}(\infty)$  e  $\sigma_{tot}^{ab}(\infty)$ , respectivamente. Em alguns casos, nos quais  $\sigma_{tot}^{lb}(\infty) = \sigma_{tot}^{ab}(\infty)$ , seria possível um cancelamento entre as componentes  $A^{(s)}$  e  $A^{(u)}$ , que aparecem com sinais apostos na eq. (2-13) devido a (A-44). Portanto nesses casos o MDTC pode apresentar um comportamento semelhante ao do Modelo Drell-Hiida-Deck, que contém apenas a componente  $A^{(t)}$ . Este modelo descreve o comportamento geral das reações de dissociação difrativa, e o MDTC reproduz os seus resultados nos casos em que aquele cancelamento ocorre.

Tal cancelamento não seria possível em um modelo com somente duas componentes, como por exemplo o Modelo de Abrorção (5). Um modelo de duas componentes não seria capaz de reproduzir os resultados do MDHD nos casos em que este modelo reproduz bem as distribuições experimentais.

As componentes do MDTC somadas coerentemente podem

interferir destrutivamente em algumas regiões cinemáticas. Esta interferência é a origem do mecanismo que descreve a correlação entre três variáveis. A inclinação (B) do pico difrativo, a massa efetiva ( $M_{12} = \sqrt{s_1}$ ) do sistema dissociado e o ângulo polar ( $\theta$ ) do momentum ( $\vec{p}_1$ ) de uma partícula dissociada, relativo ao momentum ( $\vec{p}_a$ ) do feixe incidente, no sistema de Gottfried-Jackson, definido no sistema de repouso (R12) de (1 e 2), isto é, ( $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ ).

Uma outra manifestação desse fenômeno é a correlação inclinação difrativa-massa efetiva-ondas parciais, que será estudada em seções posteriores.

A relação (A-44) mostra que as componentes T e U contribuem para a amplitude com sinais relativos opostos ao da componente S. As possíveis interferências destrutivas na amplitude de espalhamento podem aumentar a inclinação difrativa resultante (B) na distribuição em  $t_2$ . Esta inclinação pode se tornar maior do que as inclinações  $B_{ab}$ ,  $B_{1b}$  e  $B_{2b}$  das componentes.

Aquelas interferências podem também produzir mínimos nas distribuições em  $t_2$ , imediatamente após o pico difrativo. O aumento do pico difrativo e o mínimo que se segue aparecem em algumas regiões cinemáticas de massa efetiva ( $M_{12}$ ) e do ângulo ( $\theta$ ) no SGJ. Este efeito pode ser observado também, mais claramente, em algumas ondas parciais.

Nas reações em que as partículas envolvidas na dissociação não possuem spin, é possível obter equações que determinam a posição daqueles mínimos.

Usando a aproximação de altas energias (A-6), na qual  $s \approx s_2 + s_3$ , na eq. (2-13) e igualando a zero os coeficientes de  $s_2$  e  $s_3$  obtemos

$$z_{st} \equiv g^s(t_2) (t_1 - m_2^2) + g^t(t_2) (s_1 - m_a^2) = 0$$

$$z_{su} \equiv g^s(t_2) (u_1 - m_1^2) + g^u(t_2) (s_1 - m_a^2) = 0$$

(2-14)

Pode-se observar nessas equações que:

a) Elas podem ser satisfeitas na região física, onde  $s_1 > m_a^2$ ,  $t_1 < m_2^2$  e  $u_1 < m_1^2$ .

b) Pode-se reescrevê-las na forma

$$\cos \theta = f_1(t_2) ; M_{12} = f_2(t_2) \quad (2-15)$$

que mostra a correlação entre as variáveis  $M_{12}$ ,  $\cos \theta$  e  $t_2$  no zero da amplitude ou mínimo na seção de choque.

A existência de um mínimo a pequenos momenta transferido quadrado ( $t_2$ ) está associada a um aumento na inclinação (B) do pico difrativo previsto pelo MDTC. Quanto mais próximo o mínimo de  $t_2 = 0$ , tanto maior o valor de B. Portanto, assim como a posição do mínimo em  $t_2$ , também o valor de B depende de  $M_{12}$  e  $\cos \theta$ . Este é o mecanismo pelo qual o MDTC descreve a correlação entre essas variáveis.

c) A fatorização do vértice elástico ( $b \mathbb{P} 3$ ), no MDTC conforme a Fig. (4), mostra que a posição ( $M_{12}, \cos \theta, t_2$ ) do zero da amplitude é independente do hadron (b).

d) Os parâmetros que fixam a posição do zero da amplitude são as seções de choque  $\sigma_{\text{tot}}^{bj}(\infty)$  e as inclinações difrativas das componentes  $B_{bj}$  ( $j = a, 1, 2$ ). Esses parâmetros podem ser determinados ajustando-se valores em torno dos obtidos experimentalmente. Com isto se introduz as correções para fora da camada de massa na amplitude dissociativa ( $\mathbb{P} + a \rightarrow 1 + 2$ ).

#### Reggeização Dual do MDTC

Consideremos agora a necessidade de reggeizar e dualizar o MDTC. Na forma como foi construído o modelo, cada componente é o termo de Born das amplitudes de troca das partículas (a), (1) e (2). A validade do modelo está restrita ao intervalo de massa efetiva, entre o limiar de dissociação e o limiar de formação de ressonâncias, isto é,  $m_1 + m_2 \leq M_{12} < m_{N^*}$ .

A necessidade de reggeização tem sido encontrada desde o início do desenvolvimento da fenomenologia das reações de dissociação difrativa.

Foi mostrado que o Modelo Drell-Hiida-Deck se ajusta melhor às distribuições experimentais se a troca de meson é reggeizada (5).

A reggeização do MDTC, entretanto, exige algum cui

dado. As componentes de troca das partículas (a), (1) e (2) devem ser tratadas simetricamente, de tal maneira que as interferências que produzem a correlação  $B - M_{12} - \cos \theta$ , não sejam destruídas durante o processo de reggeização.

A solução desse problema é devida à dualidade (8) (16). A dualização fornece um comportamento de Regge aos três canais, evitando dupla contagem, tratando-os de maneira simétrica (7).

O procedimento para reggeização dual do MDTC, no caso de partículas sem spin, começa reescrevendo-se a amplitude eq. (2-13) na forma

$$A = i g_{a12} \frac{s_2 z_{st}}{(t_1 - m_2^2) (s_1 - m_a^2)} + \frac{s_3 z_{su}}{(u_1 - m_1^2) (s_1 - m_a^2)} \quad (2-16)$$

De acordo com a prescrição de Veneziana (17), a amplitude para o Modelo Deck a três componentes Dualizado (MDTCD) pode ser escrita na forma

$$A = i g_{a12} s_2 z_{st} \frac{\Gamma(-\alpha_s) \Gamma(-\alpha_t)}{\Gamma(1 - \alpha_s - \alpha_t)} + s_3 z_{su} \frac{\Gamma(-\alpha_s) \Gamma(-\alpha_u)}{\Gamma(1 - \alpha_s - \alpha_u)} \quad (2-17)$$

onde  $\alpha_s = s_1 - m_a^2$ ,  $\alpha_t = t_1 - m_2^2$  e  $\alpha_u = u_1 - m_1^2$  são as trajetórias de Regge nos canais  $s_1$ ,  $t_1$  e  $u_1$  respectivamente.

A amplitude eq. (2-17) dá o comportamento correto a altas energias no subsistema dissociado.

### III. APLICAÇÕES DO MDTC

Nesta seção reunimos vários resultados de aplicações do MDTC. As RDD estudadas aqui tem diferentes configurações de spin e paridade no vértice dissociativo ( $a \rightarrow 1 + 2$ ). Estas configurações serão designadas por  $(\delta_a^P, \delta_1^P, \delta_2^P)$ .

As seguintes configurações serão estudadas nesta seção: a)  $(0^-, 0^+, 0^-)$ , b)  $(0^-, 1^-, 0^-)$ , c)  $(1/2^+, 1/2^+, 0^-)$  e na próxima seção. d)  $(1/2^+, 3/2^+, 0^-)$ .

Alguns exemplos de reações que correspondem a essas estruturas de spin e paridade são:

---

$$A - \pi + p \rightarrow (\varepsilon + \pi) + p; K + p \rightarrow (\kappa + \pi) + p;$$

$$B - \pi + p \rightarrow (\rho^0 + \pi) + p; K + p \rightarrow (K^* + \pi) + p;$$

$$C - p + p \rightarrow (n + \pi^+) + p; p + p \rightarrow (\Lambda + K^+) + p;$$

$$D - p + p \rightarrow (\Delta^{++} + \pi^-) + p$$

A amplitude do MDTC para reações do tipo (a) já foi obtida na seção anterior.

Para reações do tipo (b) as componentes do MDTC são, usando a cinemática do apêndice A, (15)



$$A_{\lambda_1}^{(t)} = \frac{i}{2} e^{B_{b2} t_2 / 2} (2g_{bP} R^\beta) (2g_{2P} Q_\beta) \frac{1}{t_1 - m_2^2} g_{a12} \varepsilon_\mu^*(p_1, \lambda_1) p_a^\mu, \quad (3-1)$$

$$A_{\lambda_1}^{(s)} = \frac{i}{2} e^{B_{ab} t_2 / 2} (2g_{bP} R^\beta) (2g_{aP} K_\beta) \frac{1}{s_1 - m_a^2} g_{a12} \varepsilon_\mu^*(p_1, \lambda_1) p_2^\mu, \quad (3-2)$$

$$A_{\lambda_1}^{(u)} = \frac{i}{2} e^{B_{1b} t_2 / 2} (2g_{bP} R_\beta) \varepsilon_\mu^*(p_1, \lambda_1) \Gamma^{\mu\beta\nu} \frac{(-g_{\nu\sigma} + k_\nu k_\sigma / k^2)}{u_1 - m_1^2} g_{a12} (p_a + p_2)^\sigma / 2, \quad (3-3)$$

onde  $\varepsilon_\mu(p_1, \lambda_1)$  é a função de onda das partículas de spin 1 e

$$\Gamma^{\mu\beta\nu} = 2g_{1P} \left[ 2(g^{\mu\beta} P^\nu + P^\mu g^{\beta\nu}) - g^{\mu\nu} P^\beta \right] \quad (3-4)$$

é o acoplamento que conserva a helicidade no canal s no vértice  $(1^- P 1^-)$ .

Na aproximação de altas energias (A-6) e usando a notação introduzida na seção 2, essas componentes podem ser reescritas nas formas

$$A_{\lambda_1}^{(t)} \simeq T \varepsilon_\mu^*(p_1, \lambda_1) p_a^\mu, \quad (3-5)$$

$$A_{\lambda_1}^{(s)} \simeq S \varepsilon_\mu^*(p_1, \lambda_1) p_2^\mu \quad (3-6)$$

e

$$A_{\lambda_1}^{(u)} \simeq \left[ U p_a^u + s u (p^\mu - p_a^\mu) - u R^\mu (s_1 + m_a^2 - m_2^2 - t_1) / 4 \right] \epsilon_\mu^*(p_1, \lambda_1) \quad (17)$$

(3-7)

No S G J temos

$$p_a^\mu = E_a E^\mu + |\vec{p}_a| Z^\mu \quad \text{and} \quad p^\mu = \sqrt{s_1} E^\mu \quad (3-8)$$

e na aproximação de altas energias

$$R^\mu \simeq \frac{s}{2\sqrt{s_1}} (E^\mu + \text{sen } \alpha X^\mu + \text{cos } \alpha Z^\mu) \quad (3-9)$$

onde  $E^\mu$ ,  $X^\mu$  e  $Z^\mu$  são dados em (E-5).

Levando esses resultados na eq. (3-7) e somando as componentes temos as amplitudes de helicidade

$$\begin{aligned} A_{\lambda_1} = & \left\{ \sqrt{s_1} S + E_a T + E_a U + s u (m_1^2 + m_2^2 - \right. \\ & \left. - m_a^2 + t_2 - u_1) / 4\sqrt{s_1} \right\} \epsilon_\mu^*(p_1, \lambda_1) E^\mu + \left\{ s_2 |\vec{p}_a| T + \right. \\ & \left. + s u \left[ |\vec{p}_a| - (s_1 + m_a^2 - m_2^2 - t_1) \text{cos } \alpha / 4\sqrt{s_1} \right] \right\} \epsilon_\mu^*(p_1, \lambda_1) Z^\mu - \\ & - \left[ s u (s_1 + m_a^2 - m_2^2 - t_1) \text{sen } \alpha / 4\sqrt{s_1} \right] \epsilon_\mu^*(p_1, \lambda_1) X^\mu . \end{aligned} \quad (3-10)$$

Substituindo explicitamente as funções de onda de spin 1, (B-20), essas amplitudes ficam

$$\begin{aligned}
 A_{\lambda_1=0} = & |\vec{p}_1| \left\{ \sqrt{s_1} s + E_a T + E_a U + s u (m_1^2 + m_2^2 - m_a^2 + \right. \\
 & \left. + t_2 - \mu_1) / 4\sqrt{s_1} \right\} / m_1 - E_1 \left\{ s_2 |\vec{p}_a| \tau + s u \left[ |\vec{p}_a| - (s_1 + \right. \right. \\
 & \left. \left. m_a^2 - m_2^2 - t_1) \cos \alpha / 4\sqrt{s_1} \right] \right\} \cos \theta / m_1 - s u E_1 (s_1 + m_a^2 - \\
 & - m_2^2 - t_1) \sin \alpha \sin \theta \cos \phi / (4m_1 \sqrt{s_1}) ,
 \end{aligned}
 \tag{3-11}$$

e

$$\begin{aligned}
 A_{\lambda_1=\pm 1} = & \mp e^{\mp i \phi} \left\{ \left\{ s_2 |\vec{p}_a| \tau + s u \left[ |\vec{p}_a| - (s_1 + m_a^2 - m_2^2 - \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. - t_1) \cos \alpha / 4\sqrt{s_1} \right] \right\} \sin \theta - s u (s_1 + m_a^2 - m_2^2 - \\
 & \left. - t_1) \sin \alpha (\cos \theta \cos \phi \pm i \sin \phi) / 4\sqrt{s_1} \right\} / \sqrt{2} .
 \end{aligned}
 \tag{3-12}$$

Os possíveis zeros nessas amplitudes não podem ser determinados por equações simples, como nas reações sem spin. Portanto eles devem ser procurados numericamente.

Reações com estrutura de spin e paridade do tipo  $c - (1/2^+, 1/2^+, 0^-)$  tem componentes do MDTC dadas por (15)

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(t)} = 2TR \cdot \bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_5 u(p_a, \lambda_a) \quad (3-13)$$

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(u)} = U \bar{u}(p_1, \lambda_1) (\not{K} + m_1) \gamma_5 u(p_a, \lambda_a) \quad (3-14)$$

e

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(s)} = S \bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_5 (\not{P} + m_a) \not{K} u(p_a, \lambda_a) \quad (3-15)$$

As amplitudes de helicidade obtidas somando essas componentes são

$$A_{\lambda_1 \lambda_a} = R_\beta \bar{u}(p_1, \lambda_1) \left\{ 2(T+S) p_2^\beta \gamma_5 - (U+S) \not{K} \gamma_5 \right\} u(p_a, \lambda_a) \quad (3-16)$$

onde fizemos  $m_1 = m_a$ .

Podem ocorrer zeros nestas amplitudes, devido a interferência nas componentes se

$$T + S = 0 \quad \text{and} \quad U + S = 0 \quad (3-17)$$

na região física. Essas equações podem ser reescritas na forma da eq. (2-14) portanto idêntica ã obtida para partículas sem spin. Para a reação  $pp \rightarrow n \pi p$ , da eq. (2-14) e usando a relação

$$s_1 + t_1 + u_1 = 2m_N^2 + m_\pi^2 + t_2$$

obtemos

$$t_{1(\min)} = m_{\pi}^2 + t_2$$

e

$$s_{1(\min)} = m_N^2 - t_2 \cdot e^{\Delta \cdot t_2 \cdot \delta} , \quad (3-18)$$

onde

$$\delta = \sigma_{NN}/\sigma_{\pi N} \quad e \quad \Delta = (B_{NN} - B_{\pi N})/2 .$$

Essas equações descrevem o comportamento do zero das amplitudes, eq. (3-16).

As amplitudes de helicidade para este tipo de reação  $(1/2^+, 1/2^+, 0^-)$  podem ser escritas de maneira mais conveniente para a projeção em ondas parciais. Somando as componentes, eqs. (3-13, 14 e 15), na aproximação de altas energia temos

$$A_{\lambda_1 \lambda_a} = (S + T + U) \bar{u}(p_1 \lambda_1) \gamma_5 u(p_a \lambda_a) - i s |\vec{p}_a| (U+S) \sin \alpha \bar{u}(p_1 \lambda_1) (\sigma^{31} - \cos \alpha \sigma^{01} + \sin \alpha \sigma^{03}) \gamma_5 u(p_a \lambda_a) / 2\sqrt{s_1} . \quad (3-19)$$

Ou, substituindo explicitamente as funções de onda,

$$\begin{aligned}
 A_{\pm 1/2, \pm 1/2} = & \pm \left\{ (S + T + U)G_- \cos(\theta/2) - \right. \\
 & - s |\vec{p}_a| (S + U) \sin \alpha \left[ E_+ \sin \alpha \cos(\theta/2) - e^{\mp i \phi} (G_+ + \right. \\
 & \left. \left. + E_+ \cos \alpha) \sin(\theta/2) \right] / 2\sqrt{s_1} \right\} .
 \end{aligned} \tag{3-20}$$

e

$$\begin{aligned}
 A_{\mp 1/2, \pm 1/2} = & -e^{\pm i \phi} \left\{ (S + T + U)G_+ \sin(\theta/2) + \right. \\
 & + s |\vec{p}_a| (S + U) \sin \alpha \left[ E_- \sin \alpha \sin(\theta/2) - e^{\mp i \phi} (G_- + \right. \\
 & \left. \left. + E_- \cos \alpha) \cos(\theta/2) \right] / 2\sqrt{s_1} \right\} ,
 \end{aligned} \tag{3-21}$$

onde  $E_{\pm}$  e  $G_{\pm}$  estão definidos em (E-8).

IV. O MDTC PARA A REAÇÃO  $pp \rightarrow (\Delta^{++} \pi^-) p$

Neste capítulo estudamos a reação  $pp \rightarrow (\Delta^{++} \pi^-) p$ , cuja estrutura de spin e paridade no vértice dissociativo ( $p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-$ ) é  $(1/2^+, 3/2^+, 0^-)$ . As três componentes do modelo correspondem, na amplitude dissociativa ( $P + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-$ ) dessa reação, aos diagramas das trocas do ( $\pi$ ) (componente t), do ( $\Delta$ ) (componente u) e do (p) (componente s).

Com a cinemática do apêndice A, a função de onda de spin 3/2, apêndice B, e as correntes obtidas nos apêndices C e D, podemos escrever as componentes do modelo (18).

A componente (t) fica:

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(t)} = 2\delta_{\lambda_b \lambda_3} \mathcal{Z}^{R \cdot Q} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) p_a^\mu u(p_a, \lambda_a) \quad (4-1)$$

onde

$$\mathcal{Z} = i g_{N\pi\Delta} \frac{g^t(t_2)}{t_1 - m_2^2} \quad (4-2)$$

e

$$g^t(t_2) = c_{\text{Tot}}^\infty (\pi N) e^{\frac{1}{2} b_{\pi N} t_2} \quad (4-3)$$

Para a componente (s) temos

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(s)} = \delta_{\lambda_b \lambda_3} \mathcal{F} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) p_2^\mu (\not{p} + m_a) \not{K} u(p_a, \lambda_a) \quad (4-4)$$

onde

$$\mathcal{F} = i g_{N\pi\Delta} \frac{g^s(t_2)}{s_1 - m_a^2} \quad (4-5)$$

e

$$g^s(t_2) = c_{Tot}^\infty (NN) e^{\frac{1}{2} b_{NN} t_2} \quad (4-6)$$

Na componente (u) aparece o acoplamento que conserva a helicidade no vértice ( $\Delta \ P \ \Delta$ ),

$$\Gamma_{\mu\beta\nu} = g_{\mu\nu} \left( \gamma_\beta - \frac{2}{m_1} p_\beta \right) + \frac{4}{m_1} (g_{\mu\beta} p_\nu + p_\mu g_{\beta\nu}) \quad (4-7)$$

e temos

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(u)} = -\delta_{\lambda_b \lambda_3} R_\beta \mathcal{U} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) \Gamma^{\mu\beta\nu} (m_1 + \not{K}) \Lambda_{\nu\sigma}(k) p_2^\sigma u(p_a, \lambda_a) \quad (4-8)$$

onde

$$\mathcal{U} = i g_{N\pi\Delta} \frac{g^u(t_2)}{u_1 - m_1^2} \quad (4-9)$$



$$g^u(t_2) = c_{\text{Tot}}^{\infty} \langle N \rangle e^{\frac{1}{2} b_{N\Delta} t_2} \quad (4-10)$$

e

$$A_{\nu\sigma}(k) = g_{\nu\sigma} - \frac{2}{3\pi_1^2} k_\nu k_\sigma - \frac{1}{3} \gamma_\nu \gamma_\sigma + \frac{1}{3\pi_1} (k_\nu \gamma_\sigma - k_\sigma \gamma_\nu) \quad (4-11)$$

Na aproximação de altas energias (A-6) essas expressões podem ser simplificadas, de modo que para a componente (t) temos

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(t)} = s_2 \mathcal{E} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) p_a^\mu u(p_a, \lambda_a) \quad (4-12)$$

a componente (s) fica

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(s)} = s \mathcal{E} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) p^\mu \left\{ 1 + i \frac{|\vec{p}_a|}{2\sqrt{s_1}} \sin\alpha [c^{31} + c^{03} \sin\alpha - c^{01} \cos\alpha] \right\} u(p_a, \lambda_a) \quad (4-13)$$

A componente (u) pode ser escrita na forma

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(u)} = -\mathcal{U} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) \Omega^\mu u(p_a, \lambda_a) \quad (4-14)$$

onde

$$\Omega^\mu = R_\beta \Gamma^{\mu\beta\nu} (m_1 + \kappa) A_{\nu\sigma}(k) p_2^\sigma \quad (4-15)$$

$$g^u(t_2) = c_{Tot}^\infty(N\Delta) e^{\frac{1}{2} b_{N\Delta} t_2} \quad (4-10)$$

e

$$L_{vc}(k) = g_{vc} - \frac{2}{3m_1^2} k_v k_c - \frac{1}{3} \gamma_v \gamma_c + \frac{1}{3m_1} (k_v \gamma_c - k_c \gamma_v) \quad (4-11)$$

Na aproximação de altas energias (A-6) essas expressões podem ser simplificadas, de modo que para a componente (t) temos

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(t)} = s_2 \mathcal{E} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) p_a^\mu u(p_a, \lambda_a) \quad (4-12)$$

a componente (s) fica

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(s)} = s \mathcal{F} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) p^\mu \left\{ 1 + i \frac{|\vec{p}_a|}{2\sqrt{s_1}} \sin\alpha [\sigma^{31} + \sigma^{03} \sin\alpha - \sigma^{01} \cos\alpha] \right\} u(p_a, \lambda_a) \quad (4-13)$$

A componente (u) pode ser escrita na forma

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(u)} = -\mathcal{U} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) \Omega^\mu u(p_a, \lambda_a) \quad (4-14)$$

onde

$$\Omega^\mu = R_E \Gamma^{\mu\beta\nu} (m_1 + K) \Lambda_{vc}(k) p_2^\sigma \quad (4-15)$$

que na aproximação de altas energias fica

$$\begin{aligned}
 \Omega^\mu &= s_3 \left\{ r_6 (p_a^\mu - 2p^\mu) + \frac{1}{m_1} p^\mu \not{p} \right\} + s_2 \left\{ r_8 (p_a^\mu - p^\mu) + \frac{1}{m_1} (p^\mu - p_a^\mu) \not{p} \right\} \\
 &+ (p^\mu - p_a^\mu) \not{K} r_{10} + i s \frac{|\vec{p}_a|}{6\sqrt{s_1}} \sin \alpha [r_6 p_a^\mu + r_9 p^\mu] (c^{3i} + c^{03} \sin \alpha - c^{01} \cos \alpha) + \\
 &+ R^\mu \left( F_1 + \frac{F_2}{m_1} \not{p} \right)
 \end{aligned} \tag{4-16}$$

onde

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \frac{1}{3} \{ 3r_8 (s_1 - u_1 - r_1 r_2 - 2m_2^2) + 2(m_1 r_1 + m_a^2 - u_1) + r_3 (m_a^2 - m_2^2 - u_1) - \\
 &- \frac{r_8}{m_1^2} (m_a^2 - m_2^2 - u_1) (3u_1 - t_2 + m_1^2) + \frac{1}{m_1^2} (3u_1 - t_2 + m_1^2) (m_a r_1 - m_1^2 - u_1) - \\
 &- \frac{1}{m_1^2} (2u_1 - t_2 + 2m_1^2) (m_a^2 - 2m_1^2 - m_2^2 - u_1) \}
 \end{aligned} \tag{4-17}$$

e

$$F_2 = \frac{1}{3} \left\{ 2t_2 - 3s_1 - 2m_1 m_a + 5m_2^2 - 4m_a^2 - 3m_1^2 + \frac{1}{m_1^2} (3u_1 - t_2 + m_1^2) (m_1^2 + m_a^2 - m_1 m_a - m_2^2 - u_1) \right\} \tag{4-18}$$

Nestas componentes abandonamos o fator comum

$\delta_{\lambda_b \lambda_3}$ , das helicidades no vértice fatorizável ( $p \not{P} p$ ), que não afeta as interferências nas componentes da amplitude de espalhamento.

Com a expressão (E-10) obtemos

$$\bar{K} = \frac{s}{2\sqrt{s_1}} (\gamma^0 - \sin\alpha\gamma^1 - \cos\alpha\gamma^3) \quad (4-19)$$

Usando essa aproximação em (4-16) e somando coerentemente as componentes s, t e u, obtemos as amplitudes de helicidade

$$\begin{aligned} A_{\lambda_1 \lambda_a} = & \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) E^\mu \{ [ \sqrt{s_1} s \mathcal{S} + \sqrt{s_1} s_2 \mathcal{C} + r_6 s_3 v_4 \mathcal{U} ] - \frac{s_1}{m_1} s_3 \mathcal{U}_{\gamma^0} \} u(p_a, \lambda_a) - \\ & - r_6 |\vec{p}_a| s_3 \mathcal{U} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) Z^\mu u(p_a, \lambda_a) + s_2 \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) [ v_3 E^\mu - |\vec{p}_a| Z^\mu ] \{ (r_8 \mathcal{U} \mathcal{C}) - \\ & - \frac{\sqrt{s_1}}{m_1} \mathcal{U}_{\gamma^0} \} u(p_a, \lambda_a) - \frac{r_{10}}{2\sqrt{s_1}} s \mathcal{U} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) [ v_3 E^\mu - |\vec{p}_a| Z^\mu ] (\gamma^0 - \gamma^1 \sin\alpha - \gamma^3 \cos\alpha) u(p_a, \lambda_a) - \\ & - \frac{s}{2} \mathcal{U} \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) (E^\mu + X^\mu \sin\alpha + Z^\mu \cos\alpha) \left( \frac{F_1}{\sqrt{s_1}} + \frac{F_2}{m_1} \gamma^0 \right) u(p_a, \lambda_a) - \\ & - \frac{s |\vec{p}_a|}{6\sqrt{s_1}} \sin\alpha \bar{\psi}_\mu(p_1, \lambda_1) \{ [ (r_9 s_1 + r_1 E_a) \mathcal{U} - 3\sqrt{s_1} \mathcal{S} ] E^\mu + \\ & + \mathcal{U} r_1 |\vec{p}_a| Z^\mu \} i (\sigma^{31} + \sigma^{03} \sin\alpha - \sigma^{01} \cos\alpha) u(p_a, \lambda_a) \end{aligned} \quad (4-20)$$

Essas amplitudes podem ser calculadas explicitamente usando-se os resultados (E-6,7) e (B-21),

$$\begin{aligned}
 A_{\pm 3/2, \pm 1/2} = & \pm \frac{e^{\mp i\phi}}{\sqrt{2}} \left\{ s_3 u \left( 1 + \frac{m_a}{m_1} \right) |\vec{p}_a| E_- \sin \theta \cos(\theta/2) + \right. \\
 & + s_2 |\vec{p}_a| \left[ \left( \left( 2 + \frac{m_a}{m_1} \right) E_- - \frac{\sqrt{s_1}}{m_1} E_+ \right) u - E_- T \right] \sin \theta \cos(\theta/2) + \\
 & + \frac{s}{2} u \left( \frac{F_1}{\sqrt{s_1}} E_- + \frac{F_2}{m_1} E_+ \right) \cos(\theta/2) \left[ \sin \alpha (\cos \theta \cos \phi \pm i \sin \phi) + \right. \\
 & \left. + \cos \alpha \sin \theta \right] - s u \left( (m_1 + m_a)^2 - m_2^2 \right) |\vec{p}_a| \sin \theta \left[ E_+ \cos(\theta/2) - \right. \\
 & \left. - G_+ \sin \alpha \sin(\theta/2) e^{\mp i\phi} - G_+ \cos \alpha \cos(\theta/2) \right] / (2m_1 \sqrt{s_1}) - \\
 & - s u (m_a + m_1) |\vec{p}_a|^2 \sin \alpha \sin \theta \left[ G_- \sin \alpha \cos(\theta/2) + \right. \\
 & \left. + (E_- - G_- \cos \alpha) \sin(\theta/2) e^{\mp i\phi} \right] / (6m_1 \sqrt{s_1}) \left. \right\}
 \end{aligned}$$

(4-21)

$$\begin{aligned}
 A_{\mp 3/2, \pm 1/2} = & \frac{e^{\pm i2\phi}}{\sqrt{2}} \left\{ s_3 u \left( 1 + \frac{m_a}{m_1} \right) |\vec{p}_a| E_- \sin \theta \sin(\theta/2) + \right. \\
 & + s_2 |\vec{p}_a| \left[ \left( \left( 2 + \frac{m_a}{m_1} \right) E_+ - \frac{\sqrt{s_1}}{m_1} E_- \right) u - E_+ T \right] \sin \theta \sin(\theta/2) + \\
 & + \frac{s}{2} u \left( \frac{F_1}{\sqrt{s_1}} E_+ + \frac{F_2}{m_1} E_- \right) \sin(\theta/2) \left[ \sin \alpha (\cos \theta \cos \phi \mp i \sin \phi) + \right. \\
 & \left. + \cos \alpha \sin \theta \right] - s u \left( (m_1 + m_a)^2 - m_2^2 \right) |\vec{p}_a| \sin \theta \left[ E_- \sin(\theta/2) + \right. \\
 & \left. + G_- \sin \alpha \cos(\theta/2) e^{\mp i\phi} - G_- \cos \alpha \sin(\theta/2) \right] / (2m_1 \sqrt{s_1}) -
 \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} & - s u (m_a + m_1) |\vec{p}_a|^2 \sin \alpha \sin \theta \left[ G_+ \sin \alpha \sin(\theta/2) - \right. \\ & \left. - (E_+ - G_+ \cos \alpha) \cos(\theta/2) e^{\mp i \phi} \right] / (6m_1 \sqrt{s_1}) \end{aligned} \right\}$$

(4-22)

$$\begin{aligned} A_{\pm 1/2, \pm 1/2} = & \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{|\vec{p}_1|}{m_1} \left[ \sqrt{s_1} E_- (s_2 S + s_3 T) \left( \left( 1 + \frac{m_a}{m_1} \right) (2\sqrt{s_1} - E_a) E_- - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{s_1}{m_1} E_+ \right) s_3 u \right] \cos(\theta/2) + s_3 u \left( 1 + \frac{m_a}{m_1} \right) |\vec{p}_a| \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{E_1}{m_1} E_- \cos \theta \cos(\theta/2) - \right. \\ & \left. - \frac{E_+}{\sqrt{6}} \sin \theta \sin(\theta/2) \right] + \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{s_2}{m_1} \left[ (\sqrt{s_1} - E_a) |\vec{p}_1| + |\vec{p}_a| E_1 \cos \theta \right] \times \\ & \times \left[ \left( \left( 2 + \frac{m_a}{m_1} \right) E_- - \frac{\sqrt{s_1}}{m_1} E_+ \right) u - E_- T \right] \cos(\theta/2) - \\ & - \frac{s_2}{\sqrt{6}} |\vec{p}_a| \left[ \left( \left( 2 + \frac{m_a}{m_1} \right) E_+ - \frac{\sqrt{s_1}}{m_1} E_- \right) u - E_+ T \right] \sin \theta \sin(\theta/2) - \\ & - \frac{s u}{\sqrt{6}} \frac{1}{m_1} \left( \frac{F_1}{\sqrt{s_1}} E_- + \frac{F_2}{m_1} E_+ \right) \cos(\theta/2) \left[ |\vec{p}_1| + E_1 (\sin \alpha \sin \theta \cos \phi - \right. \\ & \left. - \cos \alpha \cos \theta) \right] - \frac{s u}{2\sqrt{6}} \left( \frac{F_1}{\sqrt{s_1}} E_+ + \frac{F_2}{m_1} E_- \right) \sin(\theta/2) \left[ \sin \alpha (\cos \theta \cos \phi \pm \right. \\ & \left. \pm i \sin \phi) + \cos \alpha \sin \theta \right] - s u (m_1 + m_a)^2 - m_2^2 \left( (\sqrt{s_1} - E_a) |\vec{p}_1| + \right. \\ & \left. + E_1 |\vec{p}_a| \cos \theta \right) \left[ E_+ \cos(\theta/2) - G_+ \sin \alpha \sin(\theta/2) e^{\mp i \phi} - \right. \\ & \left. - G_+ \cos \alpha \cos(\theta/2) \right] / (\sqrt{6} s_1 m_1^2) + s u \left( (m_1 + m_a)^2 - m_2^2 \right) |\vec{p}_a| \sin \theta \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \left[ E_- \sin(\theta/2) + G_- \sin \alpha \cos(\theta/2) e^{\mp i\phi} - G_- \cos \alpha \sin(\theta/2) \right] / (2\sqrt{6s_1} m_1) + \\
 & + \sqrt{2} s |\vec{p}_a| \left[ ((2m_1 - m_a) u - 3m_1 S) \sqrt{s_1} + (m_a + m_1) E_a u \right] |\vec{p}_1| - \\
 & - (m_1 + m_a) E_1 |\vec{p}_a| u \cos \theta \left[ G_- \sin \alpha \cos(\theta/2) + (E_- - G_- \cos \alpha) \times \right. \\
 & \left. \times \sin(\theta/2) e^{\mp i\phi} \right] \sin \alpha / (6m_1^2 \sqrt{3s_1}) + s u (m_a + m_1) |\vec{p}_a|^2 \times \\
 & \times \sin \alpha \sin \theta \left[ G_+ \sin \alpha \sin(\theta/2) - (E_+ - G_+ \cos \alpha) \times \right. \\
 & \left. \times \cos(\theta/2) e^{\mp i\phi} \right] / (6\sqrt{6s_1} m_1) .
 \end{aligned}$$

(4-23)

$$\begin{aligned}
 A_{\mp 1/2, \pm 1/2} = & \mp e^{\pm i\phi} \left\{ \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{|\vec{p}_1|}{m_1} \left[ \sqrt{s_1} E_+ (sS + s_2 T) + \left(1 + \frac{m_a}{m_1}\right) (2\sqrt{s_1} - E_a) E_+ - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{s_1}{m_1} E_- \right) s_3 u \right] \sin(\theta/2) + s_3 u \left(1 + \frac{m_a}{m_1}\right) |\vec{p}_a| \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{E_1}{m_1} E_+ \cos \theta \sin(\theta/2) + \right. \\
 & \left. + \frac{E_-}{\sqrt{6}} \sin \theta \cos(\theta/2) \right] + \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{s_2}{m_1} \left[ (\sqrt{s_1} - E_a) |\vec{p}_1| + |\vec{p}_a| E_1 \cos \theta \right] \left[ \left(2 + \frac{m_a}{m_1}\right) E_+ - \right. \\
 & \left. - \frac{\sqrt{s_1}}{m_1} E_- \right) u - E_+ T \right] \sin(\theta/2) + \frac{s_2}{\sqrt{6}} |\vec{p}_a| \left[ \left(2 + \frac{m_a}{m_1}\right) E_- - \frac{\sqrt{s_1}}{m_1} E_+ \right) u -
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -E_- \bar{I} \left] \sin \theta \cos(\theta/2) - \frac{s u}{\sqrt{6} m_1 \sqrt{s_1}} \left( \frac{F_1}{m_1} E_+ + \frac{F_2}{m_1} E_- \right) \sin(\theta/2) \left[ |\vec{p}_1| + \right. \right. \\
 & \left. \left. + E_1 (\sin \alpha \sin \theta \cos \phi - \cos \alpha \cos \theta) \right] + \frac{s u}{2\sqrt{6} \sqrt{s_1}} \left( \frac{F_1}{m_1} E_- + \frac{F_2}{m_1} E_+ \right) \cos(\theta/2) \times \right. \\
 & \left. \times \left[ \sin \alpha (\cos \theta \cos \phi + i \sin \phi) + \cos \alpha \sin \theta \right] - s u ((m_1 + m_a)^2 - m_2^2) \times \right. \\
 & \left. \times ((\sqrt{s_1} - E_a) |\vec{p}_1| + E_1 |\vec{p}_a| \cos \theta) \left[ E_- \sin(\theta/2) + G_- \sin \alpha \cos(\theta/2) e^{\mp i \phi} - \right. \right. \\
 & \left. \left. - G_- \cos \alpha \sin(\theta/2) \right] / (\sqrt{6} s_1 m_1^2) - s u ((m_1 + m_a)^2 - m_2^2) |\vec{p}_a| \sin \theta \times \right. \\
 & \left. \times \left[ E_+ \cos(\theta/2) - G_+ \sin \alpha \sin(\theta/2) e^{\mp i \phi} - G_+ \cos \alpha \cos(\theta/2) \right] / (2\sqrt{6} s_1 m_1) + \right. \\
 & \left. + \sqrt{2} s |\vec{p}_a| \left[ \left( ((2m_1 - m_a) u - 3m_1 S) \sqrt{s_1} + (m_a + m_1) E_a u \right) |\vec{p}_1| - \right. \right. \\
 & \left. \left. - (m_1 + m_a) E_1 |\vec{p}_a| u \cos \theta \right] \left[ G_+ \sin \alpha \sin(\theta/2) - (E_+ - G_- \cos \alpha) \times \right. \right. \\
 & \left. \left. \times \cos(\theta/2) e^{\mp i \phi} \right] \sin \alpha / (6m_1^2 \sqrt{3s_1}) - s u (m_a + m_1) |\vec{p}_a|^2 \times \right. \\
 & \left. \times \sin \alpha \sin \theta \left[ G_- \sin \alpha \cos(\theta/2) + (E_- - G_- \cos \alpha) \times \right. \right. \\
 & \left. \left. \times \sin(\theta/2) e^{\mp i \phi} \right] / (6\sqrt{6} s_1 m_1) \right\} .
 \end{aligned}$$



V. AMPLITUDES DE ONDAS PARCIAIS DO MDTC

Nesta seção projetamos em ondas parciais as amplitudes de helicidade obtidas na seção 3. Nosso interesse nestas amplitudes de ondas parciais é devido aos efeitos de interferências que estamos procurando como a correlação inclinação difrativa (B) - massa efetiva ( $M_{12}$ ), que é melhor observada nas distribuições de ondas parciais (15).

Para reações do tipo (a), ( $0^-$ ,  $0^+$ ,  $0^-$ ), as amplitudes de ondas parciais são dadas por (F-11) com  $\lambda_a = \lambda_1 = \lambda_2 = 0$  e  $N_{12} = -1$ . Temos portanto

$$A^{JM,-} = ((2J + 1)/4\pi)^{1/2} \int d\Omega e^{-iM\phi} d_{M0}^J(\theta) A(\theta, \phi) \quad (5-1)$$

e

$$A^{JM,+} = 0,$$

A paridade das amplitudes, eq. (5-1), é dada por  $P = - (-1)^J$ .

A amplitude na eq. (2-13) pode ser escrita na forma

$$A(\theta, \phi) = A^{(1)}(\theta) + A^{(2)}(\theta) \cdot \cos\phi \quad (5-2)$$

onde

$$A^{(1)}(\theta) = ig_{a12} \left[ sg^s(t_2)/(s_1 - m_a^2) + a_2 g^t(t_2)/(t_1 - m_2^2) + a_3 g^u(t_2)/(u_1 - m_1^2) \right] \quad (5-3)$$

$$A^{(2)}(\theta) = ig_{a12} b \left[ g^t(t_2)/(t_1 - m_2^2) - g^u(t_2)/(u_1 - m_1^2) \right] \quad (5-4)$$

E na aproximação de altas energias

$$a_2 \simeq s(E_2 + |\vec{p}_1| \cos \alpha \cos \theta) \sqrt{s_1}$$

$$a_3 \simeq s(E_1 - |\vec{p}_1| \cos \alpha \cos \theta) / \sqrt{s_1}$$

e

$$b \simeq s |\vec{p}_1| \sin \alpha \sin \theta / \sqrt{s_1} \quad (5-5)$$

A integração em  $\phi$ , que aparece na eq. (5-1), da amplitude na eq. (5-2), mostra que as amplitudes de ondas parciais não nulas correspondem a  $M=0$  e  $M = \pm 1$ , e de (F-22) obtemos a relação

$$A^{J, M=-1, -} = - A^{J, M=+1, -} \quad (5-6)$$

Introduzindo a notação

$$A(L_J^P)_M = A^{J, M, -} \quad (5-7)$$

onde  $J=L$ , as amplitudes para as ondas parciais S, P e D ficam

$$\begin{aligned}
 A(S_0^-)_0 &= \pi^{1/2} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) d_{00}^0(\theta) A^{(1)}(\theta) \\
 A(P_1^+)_0 &= (3\pi)^{1/2} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) d_{00}^1(\theta) A^{(1)}(\theta) \\
 A(P_1^+)_1 &= ((3\pi)^{1/2}/2) \int_{-1}^1 d(\cos \theta) d_{10}^1(\theta) A^{(2)}(\theta) \\
 A(D_2^-)_0 &= (5\pi)^{1/2} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) d_{00}^2(\theta) A^{(1)}(\theta) \\
 A(D_2^-)_1 &= ((5\pi)^{1/2}/2) \int_{-1}^1 d(\cos \theta) d_{10}^2(\theta) A^{(2)}(\theta)
 \end{aligned} \tag{5-8}$$

Para reações do tipo (b),  $(0^-, 1^-, 0^-)$ , as amplitudes de helicidade nas eqs. (3-11) e (3-12) são da forma (F-26) com  $\lambda_a = \lambda_2 = 0$  e  $\lambda = \lambda_1$ . As amplitudes de ondas parciais são dadas por (F-27) com  $N_{12} = -1$ , e as paridades dessas amplitudes são  $P = \pm (-1)^J$ .

As amplitudes de helicidade são da forma

$$\tilde{A}_{\lambda_1}(\theta, \phi) = A_{\lambda_1}^{(1)}(\theta) + A_{\lambda_1}^{(2)}(\theta) \cos \phi + A_{\lambda_1}^{(3)}(\theta) \sin \phi \tag{5-9}$$

onde os coeficientes  $A_{\lambda_1}^{(i)}(\theta)$  ( $i=1, 2, 3$ ) podem ser obtidos das eqs. (3-11) e (3-12). Para  $\lambda_1 = 0$  temos  $A_0^{(3)}(\theta) = 0$ , e para  $\lambda_1 = \pm 1$

$$A_{-1}^{(1)}(\theta) = -A_1^{(1)}(\theta) \quad \text{e} \quad A_{-1}^{(2)}(\theta) = -A_1^{(2)}(\theta).$$

As integrações em  $\phi$  que aparecem substituindo a eq. (5-9) em (F-27) mostram que somente as amplitudes de ondas parciais correspondentes a  $M=0$  e  $M=\pm 1$  não são nulas.

Como estamos procurando possíveis interferências entre as componentes do MDTC, escolhemos  $M=0$ , o que seleciona os coeficientes  $A_{\lambda_1}^{(1)}(\theta)$ .

O coeficiente  $A_0^{(1)}(\theta)$  é o único que contém as três componentes do modelo, e portanto é onde se espera que ocorram mais fortes interferências. Para  $M=0$  temos

$$A_{\lambda_1=0}^{J, M=0, -} = (\pi(2J+1))^{1/2} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) d_{00}^J(\theta) A_0^{(1)}(\theta) \quad (5-10)$$

e

$$A_{\lambda_1=1}^{J, M=0, -} = (2\pi(2J+1))^{1/2} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) d_{01}^J(\theta) A_1^{(1)}(\theta), \quad (5-11)$$

e as relações

$$A_{\lambda_1=-1}^{J, M=0, -} = A_{\lambda_1=1}^{J, M=0, -} \quad \text{and} \quad A_{\lambda_1=1}^{J, M=0, +} = 0. \quad (5-12)$$

As amplitudes de momenta angular orbital definidos são dadas por (F-30). Usando a notação

$$A(L_J^P) = A_{(L)}^{J,M=0} \quad (5-13)$$

as amplitudes para as ondas parciais S, P e D, para  $M=0$ , ficam

$$\begin{aligned} A(S_1^+) &= (1/3)^{1/2} (2A_{\lambda_1=1}^{J=1,M=0,-} + A_{\lambda_1=0}^{J=1,M=0,-}) \\ A(P_0^-) &= - A_{\lambda_1=0}^{J=0,M=0,-} \\ A(P_2^-) &= (2/5)^{1/2} (\sqrt{3} A_{\lambda_1=1}^{J=2,M=0,-} + A_{\lambda_1=0}^{J=2,M=0,-}) \\ A(D_1^+) &= (2/3)^{1/2} (A_{\lambda_1=1}^{J=1,M=0,-} - A_{\lambda_1=0}^{J=1,M=0,-}) \\ A(D_3^+) &= (1/7)^{1/2} (2\sqrt{2} A_{\lambda_1=1}^{J=3,M=0,-} + \sqrt{3} A_{\lambda_1=0}^{J=3,M=0,-}) \end{aligned} \quad (5-14)$$

As amplitudes de helicidade nas eqs. (3-20) e (3-21) para reações do tipo (c),  $(1/2^+, 1/2^+, 0^-)$ , também fatorizam na forma (F-26), com  $\lambda_2 = 0$ . Para essas amplitudes podemos escrever

$$\tilde{A}_{\lambda_1 \lambda_a}(\theta, \phi) = A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(1)}(\theta) + A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(2)}(\theta) \cdot \cos \phi + A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(3)}(\theta) e^{-i2\lambda_a \phi} \quad (5-15)$$

onde os coeficientes  $A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(i)}(\theta)$  podem ser obtidos das eqs. (3-20) e (3-21).

As amplitudes de ondas parciais, (J, M) e helicida

des, são dadas pela eq. (F-27) com  $N_{12} = -1$ . As integrações em  $\phi$  que aparecem substituindo a eq. (5-15) na eq. (F-27) mostram que as amplitudes não nulas correspondem a  $M = \pm \lambda_a$  e  $M = \lambda_a \pm 1$ . Escolhemos  $M = \lambda_a$  porque esta condição seleciona os coeficientes  $A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(1)}(\theta)$ . Somente estes coeficientes contêm as três componentes do MDTC e são portanto a provável fonte das interferências que estamos procurando.

Para  $M = \lambda_a$  temos as amplitudes

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{J, M=\lambda_a, \pm} = (\pi(J+1/2))^{1/2} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \left[ d_{\lambda_a \lambda_1}^J(\theta) A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(1)} + \bar{d}_{\lambda_a, -\lambda_1}^J(\theta) A_{-\lambda_1, \lambda_a}^{(1)}(\theta) \right] \quad (5-16)$$

cujas paridades são dadas por

$$P = \pm (-1)^{J-1/2} .$$

As amplitudes de ondas parciais com momenta angular orbital (L) definidos, de acordo com a eq. (F-30), são

$$A_{(L=J-1/2) \lambda_a}^{J, M=\lambda_a, -} = 2(2J/(2J+1))^{1/2} C_{0, 1/2, 1/2}^{J-1/2, 1/2, J} A_{1/2, \lambda_a}^{J, M=\lambda_a, -} ,$$

$$A_{(L=J+1/2) \lambda_a}^{J, M=\lambda_a, +} = 2(2(J+1)/(2J+1))^{1/2} C_{0, 1/2, 1/2}^{J+1/2, 1/2, J} A_{1/2, \lambda_a}^{J, M=\lambda_a, +}$$

$$A_{(L=J-1/2) \lambda_a}^{J, M=\lambda_a, +} = 0 \quad \text{and} \quad A_{(L=J+1/2) \lambda_a}^{J, M=\lambda_a, -} = 0 ,$$

e satisfazem às relações

$$A_{(L=J\pm 1/2), -1/2}^{J, -1/2, \pm} = \pm A_{(L=J\pm 1/2), 1/2}^{J, 1/2, \pm} \quad (5-18)$$

Com a notação

$$A \left( \begin{matrix} P \\ L \\ J \end{matrix} \right) \equiv A_{(L) \lambda_a = 1/2}^{J, M = 1/2, \pm}$$

as amplitudes das ondas S, P e D ficam, para  $M = \lambda_a = 1/2$ ,

$$A(S_{1/2}^-)_{1/2} = \sqrt{2} A_{\lambda_1 = 1/2, \lambda_a = 1/2}^{J=1/2, M=1/2, -}$$

$$A(P_{1/2}^+)_{1/2} = -\sqrt{2} A_{\lambda_1 = 1/2, \lambda_a = 1/2}^{J=1/2, M=1/2, +}$$

$$A(P_{3/2}^+)_{1/2} = \sqrt{2} A_{\lambda_1 = 1/2, \lambda_a = 1/2}^{J=3/2, M=1/2, -}$$

$$A(D_{3/2}^-)_{1/2} = -\sqrt{2} A_{\lambda_1 = 1/2, \lambda_a = 1/2}^{J=3/2, M=1/2, +}$$

$$A(D_{5/2}^-)_{1/2} = \sqrt{2} A_{\lambda_1 = 1/2, \lambda_a = 1/2}^{J=5/2, M=1/2, -}$$

(5-19)

VI. ANÁLISE EM ONDAS PARCIAIS DA REAÇÃO  $pp \rightarrow \Delta^{++} \pi^- p$

Nesta seção projetamos em ondas parciais as amplitudes de helicidade da reação  $pp \rightarrow \Delta^{++} \pi^- p$ , (19), utilizando os resultados do apêndice F.

As amplitudes de helicidade mostradas nas eqs. .. (4-21) a (4-24) podem ser escritas na forma

$$\tilde{A}_{\lambda_1 \lambda_a}(\theta) = A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(1)}(\theta) + A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(2)}(\theta) \cos \phi + A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(3)}(\theta) \sin \phi \quad (6-1)$$

a menos de uma fase explícita  $e^{-i(\lambda_1 - \lambda_a)}$ .

Como pode ser verificado nas amplitudes de helicidade, somente os coeficientes.

$$A_{\pm 1/2, \pm 1/2}^{(1)}, A_{\mp 1/2, \pm 1/2}^{(1)}, A_{\pm 1/2, \pm 1/2}^{(2)} \quad \text{and} \quad A_{\mp 1/2, +, 1/2}^{(2)} \quad (6-2)$$

contem as três componentes do MDTC, conseqüentemente se existem interferências, do tipo predito pelo modelo, se espera que elas ocorram nestes coeficientes. Os demais coeficientes contem somente uma ou duas das três componentes do MDTC.

A integração em  $\phi$  que aparece em (F-27) pode ser efetuada usando (6-1), e mostra que as amplitudes não nulas correspondem a  $M = \lambda_a$  e  $M = \lambda_a \pm 1$ .



Como queremos apenas mostrar que podem ocorrer interferências nas amplitudes de ondas parciais, escolhemos, para simplificar, somente  $M = \lambda_a$ . Esta escolha seleciona os coeficientes  $A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(1) J, M = \lambda_a}(\theta)$  nos quais se espera que as fortes interferências possam ocorrer.

As amplitudes de ondas parciais para  $M = \lambda_a$  são

$$A_{\lambda_1 \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, \pm} = (\pi(J+1/2))^{1/2} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \left[ d_{\lambda_a \lambda_1}^J(\theta) A_{\lambda_1 \lambda_a}^{(1) J, M = \lambda_a}(\theta) \pm d_{\lambda_a, -\lambda_1}^J(\theta) A_{-\lambda_1, \lambda_a}^{(1) J, M = \lambda_a}(\theta) \right] \quad (6-3)$$

E as amplitudes de ondas parciais, com momentum angular orbital (L) definido, são dadas pela eq. (F-30). Para  $M = \lambda_a$  temos

$$A_{(L=J-3/2) \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, +} = A_{(L=J-1/2) \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, +} = A_{(L=J+1/2) \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, -} = A_{(L=J+3/2) \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, +} = 0 \quad (6-4)$$

e

$$A_{(L=J-3/2) \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, +} = \left\{ \left( (2J+3)/J \right)^{1/2} A_{3/2, \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, +} + \left( 3(2J-1)/J \right)^{1/2} A_{1/2, \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, +} \right\} / 2$$

$$A_{(L=J-1/2) \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, -} = - \left\{ \left( 3(2J+3)/(J+1) \right)^{1/2} A_{3/2, \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, -} + \left( (2J-1)/(J+1) \right)^{1/2} A_{1/2, \lambda_a}^{J, M = \lambda_a, -} \right\} / 2$$

$$A_{(L=J+1/2)\lambda_a}^{J,M=\lambda_a,+} = \left\{ (3(2J-1)/J)^{1/2} A_{3/2,\lambda_a}^{J,M=\lambda_a,+} - ((2J+3)/J)^{1/2} A_{1/2,\lambda_a}^{J,M=\lambda_a,+} \right\} / 2$$

$$A_{(L=J+3/2)\lambda_a}^{J,M=\lambda_a,-} = \left\{ ((2J-1)/(J+1))^{1/2} A_{3/2,\lambda_a}^{J,M=\lambda_a,-} + (3(2J+3)/(J+1))^{1/2} A_{1/2,\lambda_a}^{J,M=\lambda_a,-} \right\} / 2$$

(6-5)

Estas amplitudes satisfazem às relações

$$A_{(L),-\lambda_a}^{J,-\lambda_a,\pm} = \pm A_{(L),\lambda_a}^{J,\lambda_a,\pm} \quad (6-6)$$

Definimos a notação

$$A_{(L)_J}^{(P)} \quad 1/2 = A_{(L)\lambda_a=1/2}^{J,M=1/2,\pm} \quad (6-7)$$

Com esta notação as amplitudes de ondas parciais

S, P e D, obtidas de (6-5) ficam:

$$A(S_{3/2}^-)_{1/2} = A_{3/2,1/2}^{3/2,1/2,+} + A_{1/2,1/2}^{3/2,1/2,+}$$

$$A(P_{1/2}^+)_{1/2} = -\sqrt{2} A_{1/2,1/2}^{1/2,1/2}$$

$$A(P_{3/2}^+)_{1/2} = -(1/5)^{1/2} (3 A_{3/2,1/2}^{3/2,1/2,-} + A_{1/2,1/2}^{3/2,1/2,-})$$

$$A(P_{5/2}^+)_{1/2} = (1/5)^{1/2} (2 A_{3/2,1/2}^{5/2,1/2,+} + \sqrt{6} A_{1/2,1/2}^{5/2,1/2,+})$$

$$A(D_{1/2}^-)_{1/2} = \sqrt{2} A_{1/2,1/2}^{1/2,1/2,-}$$

$$A(D_{3/2}^-)_{1/2} = A_{3/2,1/2}^{3/2,1/2,+} - A_{1/2,1/2}^{3/2,1/2,+}$$

$$A(D_{5/2}^-)_{1/2} = -(2/7)^{1/2} (\sqrt{6} A_{3/2,1/2}^{5/2,1/2,-} + A_{1/2,1/2}^{5/2,1/2,-})$$

$$A(D_{7/2}^-)_{1/2} = (1/7)^{1/2} (\sqrt{5} A_{3/2,1/2}^{7/2,1/2,+} + 3 A_{1/2,1/2}^{7/2,1/2,+})$$

VII. DISSOCIAÇÃO DIFRATIVA DO DEUTERON

A amplitude de helicidade para a dissociação difrativa do deuteron, dada pelo MDTC, é a soma coerente das amplitudes componentes correspondentes aos diagramas da fig. (5) (20). De acôrdo com as prescrições para escrever as componentes do modelo, dada na seção 2, e usando a cinemática do apêndice A, temos para a componente s:

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{(s)} = \mathcal{J} \bar{u}(p_1, \lambda_1) \Gamma_{(dNN)}^\mu v(-p_2, -\lambda_2) \left(-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}\right) \times \\ \times R_\beta \Gamma_{(Nd)}^{\nu\beta\rho} \varepsilon_\rho(p_a, \lambda_a) \quad (7-1)$$

onde

$$\mathcal{J} = i g^s(t_2) / (m_d^2 - s_1) \quad (7-2)$$

$$g^s(t_2) = \sigma_{\text{tot}}^{(Nd)} e^{B_{Nd} t_2 / 2}, \quad (7-3)$$

e

$$\Gamma_{(dNN)}^\mu = \Upsilon^\mu + (p_1 - p_2)^\mu / 4m \quad (7-4)$$

que é o vértice dissociativo do deuteron em nucleons, onde se desprezam a contribuição da onda D na função de onda do deuteron (21). As massas do nucleon e do deuteron são respectivamente  $m$  e  $m_d$ , e

$$\Gamma_{(P d)}^{\nu\beta\rho} = 2(g^{\nu\beta} K^\rho + K^\nu g^{\beta\rho}) - g^{\nu\rho} K^\beta \quad (7-5)$$

é o acoplamento no vértice pomeron-deuteron ( $d P d$ ) que conserva a helicidade no canal s. A componente u é

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{(u)} = \mathcal{U} \bar{u}(p_1, \lambda_1) \not{K} (K+m) \Gamma_{(dNN)}^\alpha v(-p_2, -\lambda_2) \epsilon_\alpha(p_a, \lambda_a) \quad (7-6)$$

onde

$$\mathcal{U} = i g^u(t_2) / (m^2 - u_1) \quad , \quad (7-7)$$

$$g^u(t_2) = \sigma_{tot}^{NN} e^{B_{NN} t_2 / 2} \quad (7-8)$$

e

$$\Gamma_{(dNN)}^\alpha = \gamma^\alpha + (p_2 - k)^\alpha / 4m \quad (7-9)$$

E a componente t se escreve

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{(t)} = \mathcal{T} \bar{u}(p_2, \lambda_2) \not{K} (K+m) \Gamma_{(dNN)}^\alpha v(-p_1, -\lambda_1) \epsilon_\alpha(p_a, \lambda_a) \quad (7-10)$$

onde

$$\mathcal{T} = i g^t(t_2) / (m^2 - t_1) \quad , \quad (7-11)$$

$$g^t(t_2) = \sigma_{tot}^{NN} e^{B_{NN} t_2 / 2} \quad (7-12)$$

e

$$\Gamma_{(dNN)}^\alpha = \gamma^\alpha + (p_1 - q)^\alpha / 4m \quad (7-13)$$

Na aproximação de altas energias eq. (A-6) essas componentes ficam

$$\begin{aligned} A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{(s)} &= \frac{s}{2} \int \bar{u}(p_1, \lambda_1) \left\{ \frac{1}{8m\sqrt{s_1}} [ [-(2s_1 + u_1 - t_1) + \right. \\ &+ 4s_1 s_2 / s] \varepsilon^0(p_a \lambda_a) + (u_1 - t_1) (\text{sen}\alpha \varepsilon^1(p_a \lambda_a) + \text{cos}\alpha \varepsilon^3(p_a \lambda_a)) ] - \\ &- \vec{p}_1 \cdot \vec{\varepsilon}(p_a \lambda_a) / 2m + (\text{sen}\alpha \varepsilon^0(p_a \lambda_a) - \varepsilon^1(p_a \lambda_a)) \gamma^1 - \varepsilon^2(p_a \lambda_a) \gamma^2 + \\ &+ [(\text{cos}\alpha + |\vec{p}_a| / \sqrt{s_1}) \varepsilon^0(p_a \lambda_a) - (|\vec{p}_a| \text{sen}\alpha / \sqrt{s_1}) \varepsilon^1(p_a \lambda_a) - \\ &- (1 + |\vec{p}_a| \text{cos}\alpha / \sqrt{s_1}) \varepsilon^3(p_a \lambda_a)] \gamma^3 \} v(-p_2, -\lambda_2) \end{aligned} \quad (7-14)$$

$$\begin{aligned} A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{(u)} &= \mathcal{U} \bar{u}(p_1, \lambda_1) [s_3 + i s \frac{|\vec{p}_a|}{2\sqrt{s_1}} \text{sen}\alpha (\text{sen}\alpha \sigma^{03} + \\ &+ \sigma^{31} - \text{cos}\alpha \sigma^{01})] (\gamma^\beta + p_2^\beta / 2m) v(-p_2, -\lambda_2) \varepsilon_\beta(p_a \lambda_a) \end{aligned} \quad (7-15)$$

e

$$\begin{aligned} A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{(t)} &= \mathcal{T} \bar{u}(p_2, \lambda_2) [s_2 + i s \frac{|\vec{p}_a|}{2\sqrt{s_1}} \text{sen}\alpha (\text{sen}\alpha \sigma^{03} + \\ &+ \sigma^{31} - \text{cos}\alpha \sigma^{01})] (\gamma^\beta + p_1^\beta / 2m) v(-p_1, -\lambda_1) \varepsilon_\beta(p_a \lambda_a) . \end{aligned} \quad (7-16)$$

Calculando as funções de onda de spin 1/2 e spin 1 no sistema de Gottfried-Jackson, essas amplitudes ficam

Para  $\lambda_a = 0$  :

$$\begin{aligned}
 A_{\lambda_1 \lambda_2, 0}^{(s)} &= \frac{s}{2m_a} \mathcal{J} \{ -2\lambda_2 |\vec{p}_a| \sin\alpha [(E_1+m) + 4\lambda_1 \lambda_2 (E_1-m)] \times \\
 &\times [2\lambda_1 \sin\theta \cos(2\lambda_1 \phi) \delta_{\lambda_1 \lambda_2} + (\cos^2(\theta/2) - \sin^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_1 \phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] - \\
 &- 2\lambda_2 [|\vec{p}_a| (\cos\alpha + |\vec{p}_a|/\sqrt{s_1}) - E_a (1 + |\vec{p}_a| \cos\alpha/\sqrt{s_1})] \cdot [(E_1+m) + 4\lambda_1 \lambda_2 (E_1-m)] \times \\
 &\times [2\lambda_2 \cos\theta \delta_{\lambda_1 \lambda_2} - \sin\theta e^{-2i\lambda_1 \phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] \} \quad (7-17)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{\lambda_1 \lambda_2, 0}^{(u)} &= \frac{u}{m_a} \{ -2 |\vec{p}_1| |\vec{p}_a| (s_3 - s E_a \sin^2\alpha / 2\sqrt{s_1}) \delta_{\lambda_1 \lambda_2} + \\
 &+ 2\lambda_2 (s_3 E_a - s |\vec{p}_a|^2 \sin^2\alpha / 2\sqrt{s_1}) [(E_1+m) + 4\lambda_1 \lambda_2 (E_1-m)] [2\lambda_1 \cos\theta \delta_{\lambda_1 \lambda_2} - \\
 &- \sin\theta e^{-i2\lambda_1 \phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] - 2\lambda_2 [s |\vec{p}_a| \sin\alpha (E_a - |\vec{p}_a| \cos\alpha) / 2\sqrt{s_1}] \times \\
 &\times [(E_1+m) + 4\lambda_1 \lambda_2 (E_1-m)] [2\lambda_1 \sin\theta \cos(2\lambda_1 \phi) \delta_{\lambda_1 \lambda_2} + (\cos^2(\theta/2) - \\
 &- \sin^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_1 \phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] + i (s |\vec{p}_a| \sin\alpha / 2\sqrt{s_1}) \{ -4\lambda_2 (\lambda_1 + \lambda_2) |\vec{p}_1| \times \\
 &\times (|\vec{p}_a| - E_a \cos\alpha) [\sin\theta \sin(2\lambda_1 \phi) \delta_{\lambda_1 \lambda_2} - 2i\lambda_1 (\cos^2(\theta/2) +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +\sin^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] + (E_1 |\vec{p}_a| + |\vec{p}_1| E_a \cos\theta) [-i2\lambda_2 \times \\
 & \times \sin\alpha[(E_1+m) - 4\lambda_1\lambda_2(E_1-m)] [2\lambda_1 \cos\theta \delta_{\lambda_1\lambda_2} - \sin\theta e^{-i2\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] / 2m + \\
 & -4\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1) |\vec{p}_1| [\sin\theta \sin(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} - 2i\lambda_1 (\cos^2(\theta/2) + \\
 & +\sin^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] + 2i\lambda_2 \cos\alpha [(E_1+m) - 4\lambda_1\lambda_2(E_1-m)] \times \\
 & \times [2\lambda_1 \sin\theta \cos(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + (\cos^2(\theta/2) - \sin^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2})] \}
 \end{aligned}$$

(7-18)

$$\begin{aligned}
 A_{\lambda_1\lambda_2}^{(t)} = & \frac{\mathcal{G}}{m_a} \{-2 |\vec{p}_1| |\vec{p}_a| (s_2 - s E_a \sin^2\alpha / 2\sqrt{s_1}) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + \\
 & + 2\lambda_1 (s_2 E_a - s |\vec{p}_a|^2 \sin^2\alpha / 2\sqrt{s_1}) [(E_1+m) + 4\lambda_1\lambda_2(E_1-m)] [-2\lambda_2 \cos\theta \delta_{\lambda_1\lambda_2} + \\
 & + \sin\theta e^{-i2\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}] - 2\lambda_1 [s |\vec{p}_a| \sin\alpha (E_a - |\vec{p}_a| \cos\alpha) / 2\sqrt{s_1}] \times \\
 & \times [(E_1+m) + 4\lambda_1\lambda_2(E_1-m)] [-2\lambda_2 \sin\theta \cos(2\lambda_2\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + (\sin^2(\theta/2) -
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 & -\cos^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1} \left[ +i(s|\vec{p}_a| \sin\alpha/2\sqrt{s_1}) \{-4\lambda_1(\lambda_1 + \lambda_2)|\vec{p}_1| \times \right. \\
 & \times (|\vec{p}_a| - E_a \cos\alpha) [-\sin\theta \sin(2\lambda_2\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} - i2\lambda_2(\sin^2(\theta/2) + \cos^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}] + \\
 & + (E_1|\vec{p}_a| - |\vec{p}_1|E_a \cos\theta) [-i2\lambda_1 \sin\alpha [(E_1+m) - 4\lambda_1\lambda_2(E_1-m)] [-2\lambda_2 \cos\theta \delta_{\lambda_1\lambda_2} + \\
 & + \sin\theta e^{-i2\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}] - 4\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)|\vec{p}_1| [-\sin\theta \sin(2\lambda_2\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} - \\
 & - 2i\lambda_2(\sin^2(\theta/2) + \cos^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}] + \\
 & + 2i\lambda_1 \cos\alpha [(E_1+m) - 4\lambda_1\lambda_2(E_1-m)] [-2\lambda_2 \sin\theta \cos(2\lambda_2\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + \\
 & \left. + (\sin^2(\theta/2) - \cos^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}] \right] \}
 \end{aligned}$$

(7-19)

E para  $\lambda_a = \pm 1$

$$\begin{aligned}
 A_{\lambda_1\lambda_2, \lambda_a = \pm 1}^{(s)} & \approx (-\lambda_2\lambda_a s \mathcal{J}/\sqrt{2}) [(E_1+m) + 4\lambda_1\lambda_2(E_1-m)] \times \\
 & \times \{ 2\lambda_1 \sin\theta \cos(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + (\cos^2(\theta/2) - \sin^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2} + \\
 & + i\lambda_a \sin\theta \sin(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + 2\lambda_a\lambda_1(\cos^2(\theta/2) + \sin^2(\theta/2)) \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \sin^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2} + (|\vec{p}_a| \sin\alpha / \sqrt{s_1}) (2\lambda_1 \cos\theta \delta_{\lambda_1, \lambda_2} - \\ & - \sin\theta e^{-i2\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}) \} \end{aligned}$$

(7-20)

$$\begin{aligned} A_{\lambda_1 \lambda_2, \lambda_a = \pm 1}^{(u)} &= (\lambda_a u / \sqrt{2}) \{ -2\lambda_2 s_3 [(E_1 + m) + 4\lambda_1 \lambda_2 (E_1 - m)] \times \\ & \times [ [2\lambda_1 \sin\theta \cos(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1, \lambda_2} + (\cos^2(\theta/2) - \sin^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_1\phi}) \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] + \\ & + i\lambda_a [\sin\theta \sin(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1, \lambda_2} - 2i\lambda_1 (\cos^2(\theta/2) + \sin^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_1\phi}) \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] \} + \\ & + (is |\vec{p}_a| \sin\alpha / 2\sqrt{s_1}) \{ i \cos\alpha [-2|\vec{p}_1| \delta_{\lambda_1, \lambda_2} + 4\lambda_a \lambda_2 (\lambda_1 + \lambda_2) |\vec{p}_1| \times \\ & \times (2\lambda_1 \cos\theta \delta_{\lambda_1, \lambda_2} - \sin\theta e^{-i2\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2})] + 4\lambda_2 (\lambda_1 + \lambda_2) |\vec{p}_1| \sin\alpha \times \\ & \times [-\sin\theta \sin(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1, \lambda_2} + 2i\lambda_1 (\cos^2(\theta/2) + \sin^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_1\phi}) \delta_{\lambda_1, -\lambda_2} + \\ & + i\lambda_a (2\lambda_1 \sin\theta \cos(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1, \lambda_2} + (\cos^2(\theta/2) - \sin^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_1\phi}) \delta_{\lambda_1, -\lambda_2})] \} + \\ & + i [-4\lambda_a \lambda_1 E_1 \delta_{\lambda_1, \lambda_2} + 2\lambda_2 [(E_1 + m) + 4\lambda_1 \lambda_2 (E_1 - m)] (2\lambda_1 \cos\theta \delta_{\lambda_1, \lambda_2} - \\ & - \sin\theta e^{-i2\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2})] - (|\vec{p}_1| / 2m) \sin\theta e^{i\lambda_a\phi} \times \\ & \times \{ 2i\lambda_2 [(E_1 + m) - 4\lambda_1 \lambda_2 (E_1 - m)] \{-\sin\alpha (2\lambda_1 \cos\theta \delta_{\lambda_1, \lambda_2} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\sin\theta e^{-i2\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2} + \cos\alpha [2\lambda_1 \sin\theta \cos(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + \\
 & + (\cos^2(\theta/2) - \sin^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] - 4\lambda_2(\lambda_1 - \lambda_2) |\vec{p}_1| x \\
 & x \{ \sin\theta \sin(2\lambda_1\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} - 2i\lambda_1 (\cos^2(\theta/2) + \sin^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_1\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2} \} \}
 \end{aligned}$$

(7-21)

e

$$\begin{aligned}
 A_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_a = \pm 1}^{(\pm)} &= (\lambda_a \sqrt{2}) \{ -2\lambda_1 s_2 [(E_1 + m) + 4\lambda_1\lambda_2(E_1 - m)] x \\
 & x \{ [-2\lambda_2 \sin\theta \cos(2\lambda_2\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + (\sin^2(\theta/2) - \cos^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2}] - \\
 & - i\lambda_a [\sin\theta \sin(2\lambda_2\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + 2i\lambda_2 (\sin^2(\theta/2) + \cos^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}] \} + \\
 & + (is |\vec{p}_a| \sin\alpha / 2\sqrt{s_1}) \{ i \cos\alpha [-2|\vec{p}_1| \delta_{\lambda_1\lambda_2} + 4\lambda_a \lambda_1 (\lambda_1 + \lambda_2) |\vec{p}_1| x \\
 & x (-2\lambda_2 \cos\theta \delta_{\lambda_1\lambda_2} + \sin\theta e^{-i2\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1})] + 4\lambda_1 (\lambda_1 + \lambda_2) |\vec{p}_1| \sin\alpha x \\
 & x [\sin\theta \sin(2\lambda_2\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + 2i\lambda_2 (\sin^2(\theta/2) + \cos^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1} + \\
 & + i\lambda_a (-2\lambda_2 \sin\theta \cos(2\lambda_2\phi) \delta_{\lambda_1\lambda_2} + (\sin^2(\theta/2) - \cos^2(\theta/2)) e^{-i4\lambda_2\phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}) \} \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +i[-4\lambda_a \lambda_2 E_1 \delta_{\lambda_1 \lambda_2} + 2\lambda_1 [(E_1+m) + 4\lambda_1 \lambda_2 (E_1-m)] (-2\lambda_2 \cos\theta \delta_{\lambda_1 \lambda_2} + \\
 & + \sin\theta e^{-i2\lambda_2 \phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1})] + (|\vec{p}_1|/2m) \sin\theta e^{i\lambda_a \phi} \times \\
 & \times \{2i\lambda_1 [(E_1+m) - 4\lambda_1 \lambda_2 (E_1-m)] \{ \sin\alpha (2\lambda_2 \cos\theta \delta_{\lambda_1 \lambda_2} - \\
 & - \sin\theta e^{-i2\lambda_2 \phi} \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}) + \cos\alpha [-2\lambda_2 \sin\theta \cos(2\lambda_2 \phi) \delta_{\lambda_1 \lambda_2} + \\
 & + (\sin^2(\theta/2) - \cos^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_2 \phi}) \delta_{\lambda_2, -\lambda_1} ] \} + \\
 & + 4\lambda_1 (\lambda_1 - \lambda_2) |\vec{p}_1| [ \sin\theta \sin(2\lambda_2 \phi) \delta_{\lambda_1 \lambda_2} + 2i\lambda_2 (\sin^2(\theta/2) + \\
 & + \cos^2(\theta/2) e^{-i4\lambda_2 \phi}) \delta_{\lambda_2, -\lambda_1} ] \} \}
 \end{aligned}$$

(7-22)

A subreação  $\mathbb{P} d \rightarrow p n$ , que aparece na fig. (6), está sujeita a algumas restrições devidas a conservação de isospin.

Como o pomeron tem números quânticos do vácuo e o deuteron é um isosinglete, o estado inicial  $|\mathbb{P}, d\rangle$  é um estado de isospin  $|I=0, I_3=0\rangle$ . Portanto, pela conservação de isospin respeitada nas interações fortes, o estado final  $|p, n\rangle$  também deve ser um isossinglete  $|I=0, I_3=0\rangle$ .

Como a função de onda completa, espacial, de spin e isospin, deve ser antissimétrica sob troca de partículas, e o isosinglete é antissimétrico, a parte espacial e de spin deve ser simétrica. Portanto, as amplitudes de helicidade acima obtidas devem ser simetrizadas. Para isto definimos

$$\tilde{A}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \{ A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}(\theta, \phi) + A_{\lambda_2 \lambda_1 \lambda_a}(\pi - \theta, \phi + \pi) \} ,$$

(7-23)

o que nos dá as amplitudes de helicidade com a simetria correta.

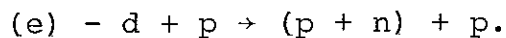
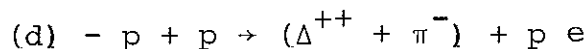
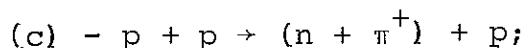
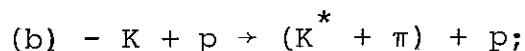
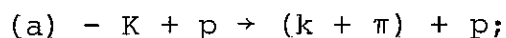
### VIII. RESULTADOS E CONCLUSÕES

Neste trabalho analisamos aplicações do MDTC a vários tipos de reações de dissociação difrativa.

O MDTC é um modelo desenvolvido para descrever as correlações da inclinação difrativa ( $B$ ) com a massa efetiva ( $M_{12}$ ) e o ângulo ( $\theta$ ) (ou as ondas parciais), no sistema de Gottfried-Jackson, Fig. (3), observadas nas RDD.

A aplicação do MDTC a diferentes tipos de reações permite testar o modelo nas reações para as quais existem resultados experimentais, e dar uma previsão teórica para as demais.

As RDD estudadas aqui tem as seguintes estruturas de spin e paridade no vértice dissociativo ( $a \rightarrow 1 + 2$ ) Fig. (1): (a) - ( $0^- \rightarrow 0^+, 0^-$ ), (b) ( $0^- \rightarrow 1^-, 0^-$ ), (c) - ( $1/2^+ \rightarrow 1/2^+, 0^-$ ), (d) - ( $1/2^+ \rightarrow 3/2^+, 0^-$ ) e (e) - ( $1^+ \rightarrow 1/2^+, 1/2^+$ ). Escolhemos somente uma reação de cada tipo para aplicar o MDTC. As reações escolhidas são:



Consideremos agora os resultados obtidos para cada reação. As reações do tipo (a) tem a mais simples amplitude de espalhamento. O MDTC para essas reações pode ser reggeizado, o que estende a validade do modelo para além do limiar de formação

das ressonâncias no sistema dissociado (1 + 2).

As amplitudes de ondas parciais para a reação  $K + p \rightarrow (k + \pi) + p$  são dadas pela eq. (5-8). Uma correlação inclinação (B) - massa efetiva ( $M_{k\pi}$ ) pode ser observada na onda S. As figs. (7-a,b) mostram as distribuições teóricas para a onda S nos intervalos de massa efetiva  $1.25 \leq M_{k\pi} \leq 1.35$  GeV e  $1.35 \leq M_{k\pi} \leq 1.50$  GeV respectivamente.

As inclinações dos picos difrativos nessas distribuições são respectivamente  $B = 14.6 \text{ GeV}^{-2}$  e  $B = 11.8 \text{ GeV}^{-2}$ .

Os parâmetros do MDTC usados para obter os resultados das figs. (7-a,b) são:  $\sigma_{\text{tot}}^{\pi N} = 23 \text{ mb}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{KN}} = 20 \text{ mb}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{kN}} = 24 \text{ mb}$ ,  $B_{\pi N} = 7 \text{ GeV}^{-2}$ ,  $B_{\text{KN}} = 6.5 \text{ GeV}^{-2}$  e  $B_{\text{kN}} = 6.5 \text{ GeV}^{-2}$ .

Esses resultados podem ser comparados com os obtidos experimentalmente (22) mostrados na Fig. (8).

Observa-se uma excelente concordância dos resultados teóricos, obtidos com o MDTC, com os resultados experimentais para essa reação. O modelo descreve corretamente a correlação da inclinação difrativa (B) com a massa efetiva ( $M_{k\pi}$ ) na onda S.

A reação do tipo (b) - ( $0^- \rightarrow 1^-, 0^-$ ) estudada aqui é  $K + p \rightarrow (K^* + \pi) + p$ . As amplitudes de helicidade e de ondas parciais são dadas pelas eqs. (3-11,12) e (5-14) respectivamente.

Uma correlação inclinação (B) - massa ( $M_{K^*\pi}$ ) pode

ser observada nas ondas S e P. Nas Figs. (9-a,b,c) temos as distribuições para as ondas  $1^+S$  e  $0^-P$ , restritas a  $M = 0$ , nos intervalos de massa efetiva  $1.04 \leq M_{K^*\pi} \leq 1.20$  GeV,  $1.20 \leq M_{K^*\pi} \leq 1.35$  GeV,  $1.35 \leq M_{K^*\pi} \leq 1.50$  GeV respectivamente. As inclinações (B) dessas distribuições calculadas no intervalo  $0 \leq |t_2| \leq 0.02$  GeV<sup>2</sup>, são dadas nas figuras. Os resultados para os dois intervalos de massa mais altos podem ser comparados com as distribuições experimentais (22) e com as inclinações difrativas mostradas na Fig. (8).

Os parâmetros do MDTC usados nos cálculos das distribuições são  $\sigma_{\text{tot}}^{\pi N} = 22\text{mb}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}^{K^*N} = 18\text{mb}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}^{KN} = 21\text{mb}$ ,  $B_{\pi N} = 9.0\text{GeV}^{-2}$ ,  $B_{K^*N} = 4.5\text{GeV}^{-2}$  e  $B_{KN} = 3.0\text{GeV}^{-2}$ .

Como podemos observar na Fig. (9) existe uma forte interferência na onda  $0^-P$ , cuja inclinação difrativa é muito maior do que a da onda  $1^+S$ . Como consequência dessa interferência aparece um mínimo, logo após o pico difrativo, na onda  $0^-P$ . Esse mínimo desloca-se lentamente para maiores valores de  $|t_2|$  a medida que a massa efetiva ( $M_{K^*\pi}$ ) aumenta, conforme vemos nas Figs. (9-a,b,c).

Esse comportamento do mínimo, cuja presença próxima  $t_2 = 0$  aumenta a inclinação do pico difrativo, é responsável pela correlação inclinação (B) - massa efetiva ( $M_{K^*\pi}$ ) na onda  $0^-P$ .

É importante observar entretanto que nos intervalos de massa ( $M_{K^*\pi}$ ) em que o MDTC é confrontado com resultados experimentais, principalmente no intervalo mais alto, existem ressonâncias no sistema  $K^*\pi$ .



O mínimo na onda  $0^{\bar{P}}$ , predito pelo modelo, não é visto na Fig. (8). Possivelmente ele é encoberto por efeitos das ressonâncias.

Apesar de que nos intervalos de massa efetiva ( $M_{K^*\pi}$ ) em que os resultados teóricos e experimentais são comparados, outros efeitos que não apenas as três componentes do MDTC possam estar contribuindo, o modelo ainda descreve satisfatoriamente a correlação entre a inclinação difrativa (B), a massa efetiva ( $M_{K^*\pi}$ ) e as ondas parciais ( $J^P_L$ ).

A reação do tipo (c),  $p + p \rightarrow (n + \pi^+) + p$ , permite um excelente teste para o MDTC. Para esta reação existem os melhores resultados experimentais, entre as RDD, para observar a correlação inclinação (B) - massa ( $M_{n\pi}$ ) - ângulo ( $\theta$ ) no SGJ (7).

Apesar das complicações de spin no vértice dissociativo, o MDTC pode ser reggeizado e dualizado.

Outra reação do mesmo tipo que pode ser descrita pelo MDTC dualizado é  $p + p \rightarrow (\Lambda + K^+) + p$ , (23).

Embora não haja resultados experimentais, para reações do tipo (c), em ondas parciais, é interessante observar como a correlação (B) - ( $M_{n\pi}$ ) aparece nas distribuições de ondas parciais. As Figs. (10, 11, 12) mostram as distribuições das ondas S, P e D, restritas a  $M = \lambda_a$ . Os parâmetros do MDTC usados para obter esses resultados são:  $\sigma_{tot}^{\pi p} = 25\text{mb}$ ,  $\sigma_{tot}^{np} = 30\text{mb}$ ,  $\sigma_{tot}^{pp} = 40\text{mb}$ ,  $B_{\pi p} = 10 \text{ GeV}^{-2}$  e  $B_{np} = B_{pp} = 9 \text{ GeV}^{-2}$ , os mesmos

da referência (7).

Na Fig. (10) vemos as ondas S, P e D com as contribuições dos respectivos J somadas. Podemos verificar que as mais fortes interferências ocorrem nas ondas P e D, nas quais aparecem mínimos. Na onda D particularmente o mínimo ocorre em  $t_2=0$ . Podemos observar também que as interferências são mais fortes no intervalo da massa efetiva ( $M_{N\pi}$ ) mais próximo do limiar, e diminuem a medida que a massa efetiva aumenta.

Nas Figs. (11) e (12) aparecem separadamente as contribuições de  $J = 1/2$  e  $J = 3/2$  da onda P e  $J = 3/2$  e  $J = S/2$  da onda D, respectivamente, nos mesmos intervalos de massa efetiva da Fig. (10). A onda P ( $J = 3/2$ ) apresenta um mínimo entre  $|t_2| = 0.1 \text{ GeV}^2$  e  $|t_2| = 0.2 \text{ GeV}^2$ . Esse mínimo se torna mais pronunciado e desloca-se no sentido em que  $|t_2|$  cresce com o aumento da massa efetiva, na região estudada.

Também a onda D ( $J = 3/2$ ) apresenta um mínimo, entre  $|t_2| = 0.0$  e  $|t_2| = 0.1 \text{ GeV}^2$ , com um comportamento análogo. Esses mínimos não aparecem na Fig. (10) porque as contribuições de  $J = 1/2$  e  $J = 3/2$  da onda P e  $J = 3/2$  e  $J = S/2$  da onda D, respectivamente, estão somadas.

A reação do tipo (d),  $(1/2^+ \rightarrow 3/2^+, 0^-)$ , analisada aqui,  $p + p \rightarrow (\Delta^{++} + \pi^-) + p$ , tem amplitudes de helicidade e de ondas parciais dadas pelas eqs. (4-21) a (4-24) e (6-34) a (6-41) respectivamente. A complexidade dessas amplitudes não permite obter equações simples para determinar a posição dos possíveis

zeros. Uma análise numérica mostra que existe uma correlação inclinação (B) - massa ( $M_{\Delta\pi}$ ) - ângulo ( $\theta$ ) (ou ondas parciais) no SGJ, nas distribuições dessa reação (18).

As distribuições em  $\cos \theta$ , para dois intervalos de  $t_2$  e dois intervalos da massa efetiva, podem ser vistas nas Figs. (13) e (14). Estas distribuições mostram que a pequenos momenta transferidos,  $0 < |t_2| < 0.1$ , a maior parte dos eventos devem ocorrer predominantemente com  $\Delta^{++}$  para frente no SGJ.

Na Fig. (15) vemos que a inclinação difrativa (B) de cresce a medida que a massa efetiva ( $M_{\Delta\pi}$ ) aumenta.

A Fig. (16) mostra que essa inclinação (B) depende não somente da massa ( $M_{\Delta\pi}$ ) como também do intervalo de  $\cos \theta$ .

O conjunto de parâmetros do MDTC usados nos cálculos dessas distribuições é :  $\sigma_{\text{tot}}^{\pi N} = 25\text{mb}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}^{NN} = 40\text{mb}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}^{N\Delta} = 50\text{mb}$ ,  $B_{N\pi} = 10 \text{ GeV}^{-2}$ ,  $B_{NN} = 9 \text{ GeV}^{-2}$  e  $B_{N\Delta} = 8 \text{ GeV}^{-2}$ , e as inclinações dos picos difrativos (B) das distribuições foram calculadas no intervalo  $0 \leq |t_2| \leq 0.02 \text{ GeV}^2$ .

Os resultados descritos acima podem ser confrontados com uma análise dos dados experimentais dessa reação apresentada na ref. (24). Os histogramas da Fig. (17) confirmam a previsão, sobre a predominância dos eventos com  $\Delta^{++}$  para frente, para pequenos  $|t_2|$ , apresentada nas Figs. (13) e (14). Os resultados da Fig. (15) concordam com a correlação a duas variáveis (B) e ( $M_{\Delta\pi}$ ) observada na Fig. (18), onde se vê que a inclinação difrativa di

minui a medida que a massa efetiva aumenta. Os resultados da Fig. (16) mostram que a inclinação difrativa (B) é maior nos eventos com  $\Delta^{++}$  para frente no SGJ. Essa tendência pode ser observada nos histogramas da Fig. (19).

Devemos esclarecer que os valores dos parâmetros do MDTC usados nos cálculos dessa reação não foram ajustados com os resultados da referencia (24). Os parâmetros relativos às seções de choque ( $\pi N$ ) e ( $NN$ ) são experimentais e os relativos à ( $N\Delta$ ) são estimados com base no modelo de quarks e na tendência com a variação da massa.

O ajustamento desses parâmetros para levar em conta efeitos de extrapolação da camada de massa possivelmente melhoraria os resultados, porém exigiria uma análise mais detalhada e com maior número de eventos na região de validade do modelo.

Entretanto os resultados obtidos com os parâmetros usados aqui, mostram uma boa concordância com as distribuições experimentais.

As correlações nessa reação são melhor observadas em ondas parciais. Devemos lembrar que as distribuições em ondas parciais, para essa reação, analisadas aqui estão restritas à condição  $M = \lambda_a$ . Esta condição seleciona as amplitudes de ondas parciais nas quais se espera que ocorram as mais fortes interferências (19).

Na Fig. (20) vemos as distribuições para as ondas

S, P e D em dois intervalos da massa efetiva ( $M_{\Delta\pi}$ ). A onda S mostra uma forte interferência, com um mínimo em  $t_2 \approx -0.35 \text{ GeV}^2$ .

O exame de cada amplitude  $A(L_J^P)_{1/2}$  das ondas P e D permitem observar estruturas de interferências não vistas na Fig. (20).

Na Fig. (21) temos as distribuições correspondentes às amplitudes  $A(P_{1/2}^+)_{1/2}$ ,  $A(P_{3/2}^+)_{1/2}$  e  $A(P_{5/2}^+)_{1/2}$ . Entre estas é na  $A(P_{3/2}^+)_{1/2}$  que aparece a mais forte interferência, com um mínimo em  $t_2 \approx -0.1 \text{ GeV}^2$ .

A normalização relativa na Fig. (21) mostra que a onda parcial  $A(P_{1/2}^+)_{1/2}$  é duas ordens de grandeza maior do que  $A(P_{3/2}^+)_{1/2}$  onde aparece o mínimo.

Por essa razão a distribuição da onda P total, que aparece na Fig. (20), onde as contribuições de  $A(P_{1/2}^+)_{1/2}$ ,  $A(P_{3/2}^+)_{1/2}$  e  $A(P_{5/2}^+)_{1/2}$  aparecem somadas, não apresenta mínimos.

O espectro da onda D para cada J, isto é, as distribuições correspondentes às amplitudes  $A(D_{1/2}^-)_{1/2}$ ,  $A(D_{3/2}^-)_{1/2}$ ,  $A(D_{5/2}^-)_{1/2}$  e  $A(D_{7/2}^-)_{1/2}$  são mostradas na Fig. (22). Podemos observar que somente as ondas  $A(D_{1/2}^-)_{1/2}$  e  $A(D_{7/2}^-)_{1/2}$  apresentam mínimos, em  $t_2 \approx -0.6 \text{ GeV}^2$  e  $t_2 \approx -0.4 \text{ GeV}^2$  respectivamente. A distribuição para a onda D, vista na Fig. (20), não apresenta mínimos porque as contribuições para os diferentes valores de J estão somadas.

As inclinações difrativas (B) para cada onda parcial, calculadas no intervalo  $0 \leq |t_2| \leq 0.02 \text{ GeV}^2$ , são mostradas nas Tabelas (1) e (2).

Na Tabela (2) observamos que todas as ondas, exceto  $A(P_{3/2}^+)_{1/2}$ , apresentam o padrão normal de correlação, isto é, a inclinação difrativa (B) decresce a medida que a massa efetiva ( $M_{\Delta\pi}$ ) aumenta. O comportamento singular em  $A(P_{3/2}^+)_{1/2}$ , é porque o mínimo nessa onda desloca-se para pequenos valores de  $|t_2|$  quando ( $M_{\Delta\pi}$ ) aumenta.

A última reação estudada aqui,  $d + p \rightarrow (p + n) + p$ , com estrutura de spin e paridade  $(1^+ \rightarrow 1/2^+, 1/2^+)$  no vértice dissociativo ( $d \rightarrow p + n$ ), é um caso especial, e se distingue das demais por envolver a dissociação de um núcleo leve, no caso o deuteron (20).

A aplicação do MDTC à dissociação difrativa do deuteron supõe que este possa ser tratado, de acordo com o princípio da democracia nuclear, como uma partícula elementar no que concerne ao acoplamento com o pomeron.

As Figs. (23) e (24) mostram que a maior parte dos eventos ocorre para valores da massa efetiva  $M_{pn}$  muito próximos do limiar, e para pequenos ângulos simetricamente para frente e para trás no sistema de Gottfried-Jackson. A primeira distribuição mostra um máximo, a pequenas massas ( $M_{pn}$ ) que é uma consequência do pólo do deuteron, muito próximo ao limiar, na região não física.

As Figs. (25) a (28) mostram a forte correlação da inclinação difrativa (B) com a massa efetiva ( $M_{pn}$ ) e o ângulo polar ( $\theta$ ) no SGJ, que ocorre nesta reação.

As distribuições apresentadas correspondem a dois intervalos da massa efetiva,  $1.92 \leq M_{pn} \leq 2.22$  (GeV) e  $2.22 \leq M_{pn} \leq 2.52$  (GeV), e a três intervalos de  $\cos \theta$  :  $-1 \leq \cos \theta \leq -0.9$ ,  $-0.3 \leq \cos \theta \leq 0.3$  e  $0.9 \leq \cos \theta \leq 1$ .

As Figs. (26) e (28) mostram picos difrativos cujas inclinações decrescem com o aumento da massa efetiva. Por outro lado as Figs. (25) e (27) mostram estruturas típicas de interferências, com um mínimo em  $t_2 = 0$ , que se tornam menos pronunciadas a medida que a massa aumenta.

O intervalo de massa efetiva das Figs. (25) e (26) está subdividido nas Figs. (29) a (34). As Figs. (29), (31) e (33) mostram separadamente as contribuições para as estruturas que aparecem na Fig. (25). Estas Figs. (29 a 34) mostram também a correlação inclinação (B) - massa efetiva ( $M_{pn}$ ) - ângulo ( $\cos \theta$ ) num intervalo de massa mais próximo do limiar.

Estes resultados foram calculados para proton com energia de 24 GeV no sistema laboratório. Esta é uma energia típica para assegurar a validade do modelo. Entretanto as amplitudes dadas aqui podem ser usadas para calcular seções de choque a outras energias caso haja resultados experimentais disponíveis.

A dissociação difrativa do deuteron  $pd \rightarrow (pn) p$ , é o

mais simples exemplo de dissociação difrativa em núcleos leves. Na aplicação do MDTC a essa reação o deuteron é tratado como uma partícula elementar. Se as predições do modelo, apresentadas aqui, forem confirmadas, ficaria demonstrada a pequena contribuição da estrutura do deuteron para a dissociação difrativa, conforme su puzemos. Este estudo poderia também esclarecer a aplicabilidade do princípio da democracia nuclear às dissociações difrativas de núcleos leves. Enfatizamos também que esta é a primeira aplicação do MDTC a este tipo de reações, e que, se confirmada, alarga a aplicabilidade do modelo.

Os parâmetros do MDTC usados nesta reação são:  
 $\sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}} = 40\text{mb}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{Nd}} = 75\text{mb}$ ,  $B_{\text{NN}} = 9\text{GeV}^{-2}$  e  $B_{\text{Nd}} = 8\text{GeV}^{-2}$ .

Devemos observar que devido à propriedade de fatorização do pomeron, as correlações inclinação (B) - massa efetiva ( $M_{12}$ ), são independentes do hadron (b) no vértice difrativo elástico (b  $\mathbb{P}$  3).

Tabela 1 - Valores das inclinações difrativas (B) (em  $\text{GeV}^{-2}$ ) correspondentes às curvas mostradas na Fig. (17).

L	$1.37 \leq M_{\Delta\pi} \leq 1.40 \text{ GeV}$	$1.40 \leq M_{\Delta\pi} \leq 1.45 \text{ GeV}$
S	B = 19.5	B = 17.4
P	B = 9.7	B = 7.3
D	B = 16.7	B = 16.1



Tabela 2 - Valores de B (em  $\text{GeV}^{-2}$ ) para cada distribuição mostrada nas Figs. (18) e (19).

L	J	$1.37 \leq M_{\Delta\pi} \leq 1.40 \text{ GeV}$	$1.40 \leq M_{\Delta\pi} \leq 1.45 \text{ GeV}$
P	$1/2$	B = 7.1	B = 4.5
	$3/2$	B = 24.2	B = 33.2
	$5/2$	B = 22.8	B = 18.1
D	$1/2$	B = 17.2	B = 16.4
	$3/2$	B = 13.4	B = 13.0
	$5/2$	B = 18.9	B = 13.2
	$7/2$	B = 43.2	B = 34.7

A P Ê N D I C E A

CINEMÁTICA DAS REAÇÕES  $a + b \rightarrow (1 + 2) + 3$

Neste apêndice apresentamos as principais expressões cinemáticas utilizadas na descrição das reações de dissociação difrativa do tipo



estudadas neste trabalho (25).

Na figura (2) mostramos os três gráficos correspondentes ao modelo Deck a três componentes descrito na seção 2. Os quadrivetores  $p_i$  ( $i=a,b,1,2,3$ ) relacionados pela conservação de energia e momentum ( $p_a+p_b = p_1+p_2+p_3$ ) na reação (A-1), são representados pelas linhas externas na figura (2). Para as linhas internas definimos

$$q = p_a - p_1, \quad k = p_a - p_2 \quad \text{and} \quad p = p_1 + p_2 \quad (\text{A-2})$$

Nos vértices difrativos utilizamos os quadrimomenta

$$P = \frac{1}{2}(p_1+k); \quad Q = \frac{1}{2}(q+p_2); \quad R = \frac{1}{2}(p_b+p_3) \quad \text{and} \quad K = \frac{1}{2}(p_a+p) \quad (\text{A-3})$$

Com os quadrimomenta  $p_i$  ( $i=a,b,1,2,3$ ) definimos o conjunto de invariantes

$$\left. \begin{aligned} s &= (p_a + p_b)^2 \\ s_1 &= (p_1 + p_2)^2 \\ s_2 &= (p_2 + p_3)^2 \\ s_3 &= (p_1 + p_3)^2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-4})$$

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= (p_a - p_1)^2 \\ u_1 &= (p_a - p_2)^2 \\ t_2 &= (p_b - p_3)^2 \\ u_2 &= (p_b - p_2)^2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-5})$$

### Aproximações a Altas Energias

Na região física de altas energias, correspondente as reações de dissociação difrativa, temos as relações

$$s, s_2, s_3 \gg s_1, (\text{massas})^2, t_1, t_2, u_1 \quad (\text{A-6})$$

Usando (A-6) na equação

$$s_2 + t_2 + u_2 = m_b^2 + m_2^2 + m_3^2 + t_1 \quad (\text{A-7})$$

obtemos

$$s_2 = -u_2 \quad (\text{A-8})$$

Consideremos os produtos escalares

---

$$4Q \cdot R = s_2 - u_2 \quad (A-9)$$

$$2K \cdot R = s - \frac{1}{2}(s_1 + m_a^2 + m_b^2 + m_3^2 - t_2) \quad (A-10)$$

$$2k \cdot R = 2P \cdot R = s_3 - \frac{1}{2}(m_b^2 + m_1^2 + m_3^2 + u_1 - t_2) \quad (A-11)$$

$$2k \cdot p_2 = m_a^2 - m_2^2 - u_1 \quad (A-12)$$

$$4P \cdot p_2 = s_1 - u_1 + m_a^2 - m_1^2 - 2m_2^2 \quad (A-13)$$

$$4P \cdot k = 3u_1 + m_1^2 - t_2 \quad (A-14)$$

$$4R \cdot p_2 = s - s_3 + s_2 + u_1 - m_a^2 - m_2^2 - m_3^2 \quad (A-15)$$

e

$$(p_1 + k)^2 = 2u_1 + 2m_1^2 - t_2 \quad (A-16)$$

Com as relações (A-6) algumas dessas expressões podem ser aproximadas para:

---

$$2Q \cdot R \approx s_2 \quad (A-17)$$

---

$$2K \cdot R \approx s \quad (A-18)$$

$$2k \cdot R \approx 2P \cdot R \approx s_3 \quad (A-19)$$

$$4R \cdot p_2 \approx s - s_3 + s_2 \approx 2(s - s_3) \quad (A-20)$$

e as demais não mudam.

As energias e momenta no sistema de repouso das partículas (1) e (2), (R12 :  $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ ), como funções dos invariantes são

$$E_a = \frac{s_1 + m_a^2 - t_2}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-21})$$

$$E_b = \frac{s - m_a^2 - m_3^2 + t_2}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-22})$$

$$E_1 = \frac{s_1 + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-23})$$

$$E_2 = \frac{s_1 + m_2^2 - m_1^2}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-24})$$

$$E_3 = \frac{s - s_1 - m_3^2}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-25})$$

$$|\vec{p}_a| = \frac{\lambda^{1/2}(s_1, m_a^2, t_2)}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-26})$$

$$|\vec{p}_b| = \frac{\lambda^{1/2}(s_1, m_b^2, t_{a3})}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-27})$$

$$|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| = \frac{\lambda^{1/2}(s_1, m_1^2, m_2^2)}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-28})$$

$$|\vec{p}_3| = \frac{\lambda^{1/2}(s_1, m_3^2, s)}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-29})$$

onde

$$t_{a3} + s + t_2 = s_1 + m_a^2 + m_b^2 + m_3^2 \quad (\text{A-30})$$

Na aproximação de altas energias (A-6)

$$t_{a3} = -s \quad (\text{A-31})$$

e para energias e momenta,

$$E_b = E_3 = |\vec{p}_b| = |\vec{p}_3| = \frac{s}{2\sqrt{s_1}} \quad (\text{A-32})$$

e as demais não se alteram. A função  $\lambda(x,y,z)$  é definida por

$$\lambda(x,y,z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy+xz+yz) \quad (\text{A-33})$$

Na figura (3) mostramos o sistema de coordenadas de Gottfried Jackson para  $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ . O eixo z é definido por  $\vec{p}_a$  e o eixo y por  $\vec{p}_3 \times \vec{p}_b$ . As orientações dos demais vetores são

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_1(\theta, \phi) ; \quad \vec{p}_b = \vec{p}_b(\chi, 0) \quad \text{and} \quad \vec{p}_3 = \vec{p}_3(\alpha, 0) \quad (\text{A-34})$$

O ângulo  $\beta$  entre  $\vec{p}_3$  e  $\vec{p}_1$  satisfaz a relação

$$\cos\beta = \cos\alpha \cos\theta + \sin\alpha \sin\theta \cos\phi \quad (\text{A-35})$$

O ângulo  $\alpha$  é dado por

$$\cos\alpha = \frac{1}{2|\vec{p}_a||\vec{p}_3|} (2E_a E_3 - 2\sqrt{s_1} E_b + s_1 + m_b^2 - m_a^2 - m_3^2) \quad (\text{A-36})$$

e nas condições (A-6) tem-se

$$\cos\alpha = - \frac{(s_1 - m_a^2 + t_2)}{\lambda^{1/2}(s_1, m_a^2, t_2)} \quad (\text{A-37})$$

e

$$\sin\alpha = \frac{2\sqrt{s_1} \sqrt{-t_2}}{\lambda^{1/2}(s_1, m_a^2, t_2)}$$

Expandindo em série de potências de  $t_2$ , para  $|t_2| \ll (s_1 - m_a^2)^2/2s_1$ , temos

$$\cos\alpha = -1 + O(t_2); \quad \sin\alpha = \frac{2\sqrt{s_1} \sqrt{-t_2}}{(s_1 - m_a^2)} \quad (\text{A-38})$$

e a relação (A-35) fica

$$\cos\hat{\epsilon} = -\cos\theta + \frac{2\sqrt{s_1} \sqrt{-t_2}}{s_1 - m_a^2} \sin\theta \cos\phi. \quad (\text{A-39})$$

Usando (A-5) obtemos também

$$s_2 = \frac{s}{\sqrt{s_1}} (E_2 + |\vec{p}_1| \cos\beta) \quad (\text{A-40})$$

e

$$s_3 = \frac{s}{\sqrt{s_1}} (E_1 - |\vec{p}_1| \cos\beta)$$

e substituindo (A-39):

$$\begin{aligned}
 s_2 &= \frac{s}{\sqrt{s_1}} (E_2 - |\vec{p}_1| \cos\theta) + \frac{2s |\vec{p}_1| \sqrt{-t_2}}{s_1 - m_a^2} \sin\theta \cos\phi \\
 s_3 &= \frac{s}{\sqrt{s_1}} (E_1 + |\vec{p}_1| \cos\theta) - \frac{2s |\vec{p}_1| \sqrt{-t_2}}{s_1 - m_a^2} \sin\theta \cos\phi
 \end{aligned}
 \tag{A-41}$$

Na mesma aproximação deduzimos

$$\begin{aligned}
 (t_1 - m_2^2) &= - \frac{(s_1 - m_a^2)}{\sqrt{s_1}} (E_2 - |\vec{p}_1| \cos\theta) \\
 (u_1 - m_1^2) &= - \frac{(s_1 - m_a^2)}{\sqrt{s_1}} (E_1 + |\vec{p}_1| \cos\theta)
 \end{aligned}
 \tag{A-42}$$

De (A-41) e (A-42) vem

$$\begin{aligned}
 \frac{s_3}{u_1 - m_1^2} &= - \frac{s}{s_1 - m_a^2} \left[ 1 - \frac{2 |\vec{p}_1| \sqrt{s_1} \sqrt{-t_2} \sin\theta \cos\phi}{(s_1 - m_a^2) (E_1 + |\vec{p}_1| \cos\theta)} \right] \\
 \frac{s_2}{(t_1 - m_2^2)} &= - \frac{s}{s_1 - m_a^2} \left[ 1 + \frac{2 |\vec{p}_1| \sqrt{s_1} \sqrt{-t_2} \sin\theta \cos\phi}{(s_1 - m_a^2) (E_2 - |\vec{p}_1| \cos\theta)} \right]
 \end{aligned}
 \tag{A-43}$$

No limite  $t_2 = 0$  temos a relação

$$\frac{s_2}{t_1 - m_2^2} = \frac{s_3}{u_1 - m_1^2} = - \frac{s}{s_1 - m_a^2}
 \tag{A-44}$$

As expressões das seções de choque usadas nos cálculos são definidas a seguir.

Para uma reação  $a(p, \lambda_a) + b(q, \lambda_b) \rightarrow a(p', \lambda'_a) +$



$b(q', \lambda'_b)$  a seção de choque diferencial para feixes e alvos não polarizados é dada por

$$\frac{d\sigma}{dt}(s, t) = \frac{1}{16\pi\lambda(s, m_a^2, m_b^2)} \frac{1}{(2s_a+1)(2s_b+1)} \sum_{\lambda_a, \lambda_b, \lambda'_a, \lambda'_b} |A(s, t; \lambda_a, \lambda_b, \lambda'_a, \lambda'_b)|^2 \quad (\text{A-45})$$

onde  $s = (p+q)^2$ ,  $t = (p-p')^2$ ,  $s_a$  e  $s_b$  são os spins das partículas a e b, e  $\lambda_a, \lambda_b$  e  $\lambda'_a, \lambda'_b$  as respectivas helicidades nos estados inicial e final.

Para uma reação genérica  $a + b \rightarrow (1+2) + 3$  a seção de choque (no sistema de G.J.) é dada por

$$d\sigma = c \int \frac{\lambda^{1/2}(s_1, m_1^2, m_2^2)}{s_1} ds_1 dt_2 d\cos\theta^{G.J.} d\phi^{G.J.} |A|^2 \quad (\text{A-46})$$

onde

$$c = 1/(2^{10} \pi^4 \lambda(s, m_a^2, m_b^2)). \quad (\text{A-47})$$

A P Ê N D I C E B

A FUNÇÃO DE ONDA DE SPIN 3/2

As propriedades da função de onda de Rarita-Schwinger, para partículas de spin 3/2, utilizadas neste trabalho são revisitas (26). As convenções e normalizações são explicitadas neste apêndice para autoconsistência da exposição.

As funções de onda para partículas de spin 3/2, com energias positiva e negativa, na representação de momentum (p) e helicidade ( $\lambda$ ),  $\psi_{\mu}^{(\pm)}(p, \lambda)$  (onde  $\mu$  é um índice de Lorentz), satisfazem às equações de Rarita-Schwinger

$$(\not{p} + m) \psi_{\mu}^{(\pm)}(p, \lambda) = 0 \quad (\text{B-1})$$

onde m é a massa da partícula. Essas funções de onda estão sujeitas à condição subsidiária

$$p^{\mu} \psi_{\mu}^{(\pm)}(p, \lambda) = 0 \quad (\text{B-2})$$

Outra condição subsidiária pode ser obtida de (B-1) e (B-2):

$$\gamma^{\mu} \psi_{\mu}^{(\pm)}(p, \lambda) = 0 \quad (\text{B-3})$$

As funções de onda de spin 3/2 podem ser escritas como combinações lineares de produtos de um campo vetorial e um spinor de Dirac conforme

$$\psi_{\mu}^{(+)}(p, \lambda) = \sum_{\substack{\lambda_1, \lambda_2 \\ (\lambda_1 + \lambda_2 = \lambda)}} C(\lambda_1, \lambda_2, \lambda) \epsilon_{\mu}(p, \lambda_1) u(p_1, \lambda_2) \quad (B-4)$$

para energias positivas, e

$$\psi_{\mu}^{(-)}(p, \lambda) = \sum_{\substack{\lambda_1, \lambda_2 \\ (\lambda_1 + \lambda_2 = \lambda)}} C(\lambda_1, \lambda_2, \lambda) \epsilon_{\mu}^*(p, \lambda_1) v(p, \lambda_2) \quad (B-5)$$

para energias negativas, onde  $C(\lambda_1, \lambda_2, \lambda) = \langle 1, \lambda_1; 1/2, \lambda_2 | 3/2, \lambda; 1, 1/2 \rangle$  são os coeficientes de Clebsh-Gordan para o acoplamento  $1 \oplus 1/2 = 3/2$ .

O campo de spin 1, que aparece em (B-4) e (B-5), satisfaz a equação de Proca

$$(p^2 - m^2) \epsilon_{\mu}(p, \lambda_1) = 0 \quad (B-6)$$

com a condição subsidiária

$$p^{\mu} \epsilon_{\mu}(p, \lambda_1) = 0 \quad (B-7)$$

e o campo de spin 1/2 satisfaz a equação de Dirac

$$(\not{p} - m) u(p, \lambda_2) = 0 \quad (B-8)$$

para energias positivas e

$$(\not{p} + m) v(p, \lambda_2) = 0 \quad (B-9)$$

para energias negativas.

### Normalizações

As funções de onda de spin 1/2 e spin 1 são normalizadas conforme as relações

$$\bar{u}(p, \lambda') u(p, \lambda) = 2m \delta_{\lambda' \lambda} \quad (\text{B-10})$$

$$\bar{v}(p, \lambda') v(p, \lambda) = -2m \delta_{\lambda' \lambda} \quad (\text{B-11})$$

e

$$\epsilon_{\mu}^*(p, \lambda') \epsilon^{\mu}(p, \lambda) = -\delta_{\lambda' \lambda} \quad (\text{B-12})$$

de modo que para as funções de onda de spin 3/2 temos

$$\bar{\psi}_{\mu}^{(\pm)}(p, \lambda') \psi^{\mu(\pm)}(p, \lambda) = \mp 2m \delta_{\lambda' \lambda} \quad (\text{B-13})$$

Com essa normalização o projetor de spin 3/2 fica,

(26) (27),

$$P^{\mu\nu(\pm)}(p) = \frac{m \pm \not{p}}{2m} \left[ g^{\mu\nu} - \frac{2}{3m^2} p^{\mu} p^{\nu} - \frac{1}{3} \gamma^{\mu} \gamma^{\nu} \pm \frac{1}{3m} (p^{\mu} \gamma^{\nu} - p^{\nu} \gamma^{\mu}) \right] \quad (\text{B-14})$$

### Forma Explícita das Funções de Onda de Rarita-Schwinger na Representação de Momentum e Helicidade

As funções de onda conjugadas, para energias posi

tivas, são definidas por

$$\begin{aligned}\bar{\psi}_\mu(\mathbf{p}, \lambda) &\equiv \psi_\mu^+(\mathbf{p}, \lambda) \gamma^0 \\ \bar{u}(\mathbf{p}, \lambda) &\equiv u^+(\mathbf{p}, \lambda) \gamma^0\end{aligned}\tag{B-15}$$

Na representação de momentum e helicidade a função de onda de spin 1/2 pode ser escrita como

$$u(\vec{\mathbf{p}}, \lambda) = N(\mathbf{p}) \begin{bmatrix} (E+m) \mathbf{I} \\ \vec{\sigma} \cdot \vec{\mathbf{p}} \end{bmatrix} \chi_\lambda(\hat{\mathbf{p}})\tag{B-16}$$

onde o fator de normalização, de acordo com (B-10) é  $N(\mathbf{p}) = (E+m)^{-1/2}$ , e  $\mathbf{I}$  e  $\vec{\sigma}$  são as matrizes identidade e de Pauli respectivamente.  $\chi_\lambda(\hat{\mathbf{p}})$  são tais que (para  $\vec{\mathbf{p}} = p \hat{\mathbf{z}}$ )

$$\chi_{+1/2}(\hat{\mathbf{z}}) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad \chi_{-1/2}(\hat{\mathbf{z}}) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} .\tag{B-17}$$

Quando o momentum tem uma orientação arbitrária  $\vec{\mathbf{p}} = \vec{\mathbf{p}}(\theta, \phi)$  onde  $\theta$  e  $\phi$  são os ângulos polar e azimutal do vetor  $\vec{\mathbf{p}}$  no referencial considerado temos (28)

$$\chi_\lambda(\hat{\mathbf{p}}) = D^{(1/2)}(\phi, \theta, -\phi) \chi_\lambda(\hat{\mathbf{z}})\tag{B-18}$$

onde

$$D^{(1/2)}(\phi, \theta, -\phi) = e^{-i\sigma_z \phi/2} e^{-i\sigma_y \theta/2} e^{i\sigma_z \phi/2} .\tag{B-19}$$

A função de onda de spin 1, com momentum orientado numa direção arbitrária  $\vec{p}(\theta, \phi)$ , é dada por

$$\varepsilon^\mu(\vec{p}, 0) = \frac{1}{m} \begin{pmatrix} p \\ E \sin\theta \cos\phi \\ E \sin\theta \sin\phi \\ E \cos\theta \end{pmatrix}$$

e

$$\varepsilon^\mu(\vec{p}, \pm 1) = \frac{e^{\pm i\phi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \mp \cos\theta \cos\phi + i \sin\phi \\ \mp \cos\theta \sin\phi - i \cos\phi \\ \pm \sin\theta \end{pmatrix} \quad (\text{B-20})$$

A função de onda de spin 3/2, para os vários estados de helicidade, obtida de (B-4), substituindo explicitamente os coeficientes de Clebsh-Gordan fica

$$\psi_\mu(p, \pm 3/2) = \varepsilon_\mu(p, \pm 1) u(p, \pm 1/2)$$

$$\psi_\mu(p, \pm 1/2) = \sqrt{\frac{2}{3}} \varepsilon_\mu(p, 0) u(p, \pm 1/2) + \sqrt{\frac{1}{3}} \varepsilon_\mu(p, \pm 1) u(p, \mp 1/2) \quad (\text{B-21})$$

Com as funções de onda de spin 1/2 (B-16) obtemos as seguintes relações uteis

$$\bar{u}(p', \lambda') u(p, \lambda) = (\alpha_1 - 4\lambda\lambda' \alpha_2) \chi_{\lambda'}^\dagger(\vec{p}') \chi_\lambda(\vec{p}) \quad (\text{B-22})$$

$$\bar{u}(p', \lambda') \gamma^0 u(p, \lambda) = (\alpha_1 + 4\lambda\lambda' \alpha_2) \chi_{\lambda'}^\dagger(\vec{p}') \chi_\lambda(\vec{p}) \quad (\text{B-23})$$

$$\bar{u}(p', \lambda') \vec{\gamma} u(p, \lambda) = (2\alpha_3 \lambda + 2\lambda' \alpha_4) \chi_{\lambda'}^\dagger(\vec{p}') \vec{\sigma} \chi_\lambda(\vec{p}) \quad (\text{B-24})$$

onde

$$\alpha_1 = \sqrt{E'+m'}\sqrt{E+m} \quad ; \quad \alpha_2 = \sqrt{E'-m'}\sqrt{E-m} \quad ;$$

$$\alpha_3 = \sqrt{E'+m'}\sqrt{E-m} \quad \text{and} \quad \alpha_4 = \sqrt{E'-m'}\sqrt{E+m} .$$

Usando as matrizes

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu] \quad (B-25)$$

obtemos

$$\bar{u}(p', \lambda') \sigma^{0j} u(p, \lambda) = 2i(\lambda\alpha_3 - \lambda'\alpha_4) \chi_{\lambda'}^+(\vec{p}') \sigma_j \chi_\lambda(\vec{p}) \quad (B-26)$$

e

$$\bar{u}(p', \lambda') \sigma^{ij} u(p, \lambda) = (\alpha_1 - 4\lambda'\lambda\alpha_2) \chi_{\lambda'}^+(\vec{p}') \sigma_k \chi_\lambda(\vec{p}) \quad (B-27)$$

com permutações cíclicas de  $i, j, k = 1, 2, 3$ .

Escolhendo-se  $\vec{p} = \vec{p}(0, 0)$  e  $\vec{p}' = \vec{p}'(\theta, \phi)$  temos

$$\chi_\lambda(\vec{p}) = \chi_\lambda(\vec{z}) \quad (B-28)$$

e

$$\chi_{\lambda'}^+(\vec{p}') = \chi_{\lambda'}^+(\vec{z}) D^{(1/2)+}(\phi, \theta, -\phi)$$

Logo

$$\chi_{\lambda'}^+(\vec{p}') \chi_\lambda(\vec{p}) = e^{-i(\lambda' - \lambda)\phi} \left[ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda'\lambda} - 2\lambda \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} \right] \quad (B-29)$$

$$\begin{aligned} \chi_{\lambda'}^+(\hat{p}') \sigma_x \chi_{\lambda}(\hat{p}) &= e^{-i(\lambda'-\lambda)\phi} \left[ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} + 2\lambda \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} \right] - \\ &- 2i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) e^{-i\lambda'\phi} \left[ 2\lambda \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} \right] \end{aligned} \quad (\text{B-30})$$

$$\begin{aligned} \chi_{\lambda'}^+(\hat{p}') \sigma_y \chi_{\lambda}(\hat{p}) &= i e^{-i(\lambda'-\lambda)\phi} \left[ 2\lambda \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} \right] + \\ &+ 2\sin\left(\frac{\phi}{2}\right) e^{-i\lambda'\phi} \left[ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} + 2\lambda \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} \right] \end{aligned} \quad (\text{B-31})$$

$$\chi_{\lambda'}^+(\hat{p}') \sigma_z \chi_{\lambda}(\hat{p}) = e^{-i(\lambda'-\lambda)\phi} \left[ 2\lambda \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} \right] \quad (\text{B-32})$$

Podemos agora escrever explicitamente os produtos de spinores de Dirac

$$\bar{u}(p', \lambda') u(p, \lambda) = e^{-i(\lambda'-\lambda)\phi} (\alpha_1 - 4\lambda' \lambda \alpha_2) \left[ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} - 2\lambda \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} \right] \quad (\text{B-33})$$

$$\bar{u}(p', \lambda') \gamma^0 u(p, \lambda) = e^{-i(\lambda'-\lambda)\phi} (\alpha_1 + 4\lambda' \lambda \alpha_2) \left[ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} - 2\lambda \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} \right] \quad (\text{B-34})$$

$$\begin{aligned} \bar{u}(p', \lambda') \gamma^1 u(p, \lambda) &= 2(\lambda \alpha_3 + \lambda' \alpha_4) \left\{ e^{-i(\lambda'-\lambda)\phi} \left[ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} + 2\lambda \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} \right] - \right. \\ &\left. - 2i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) e^{-i\lambda'\phi} \left[ 2\lambda \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{B-35})$$

$$\bar{u}(p', \lambda') \gamma^3 u(p, \lambda) = e^{-i(\lambda'-\lambda)\phi} 2(\lambda \alpha_3 + \lambda' \alpha_4) \left[ 2\lambda \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', \lambda} - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta_{\lambda', -\lambda} \right] \quad (\text{B-36})$$



$$\bar{u}(p', \lambda') i\sigma^{03} u(p, \lambda) = -2e^{-i(\lambda' - \lambda)\phi} (\lambda\alpha_3 - \lambda'\alpha_4) [2\lambda\cos(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda'\lambda} - \sin(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda', -\lambda}] \quad (B-37)$$

$$\begin{aligned} \bar{u}(p', \lambda') i\sigma^{01} u(p, \lambda) = & -2(\lambda\alpha_3 - \lambda'\alpha_4) \{e^{-i(\lambda' - \lambda)\phi} [\cos(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda', -\lambda} + \\ & + 2\lambda\sin(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda', \lambda}] - 2i\sin(\frac{\phi}{2}) e^{-i\lambda'\phi} [2\lambda\cos(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda', -\lambda} + \sin(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda'\lambda}] \} \quad (B-38) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{u}(p', \lambda') i\sigma^{31} u(p, \lambda) = & (\alpha_1 - 4\lambda'\lambda\alpha_2) \{-e^{-i(\lambda' - \lambda)\phi} [2\lambda\cos(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda', -\lambda} + \\ & + \sin(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda'\lambda}] + 2i\sin(\frac{\phi}{2}) e^{-i\lambda'\phi} [\cos(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda', -\lambda} + 2\lambda\sin(\frac{\theta}{2}) \delta_{\lambda'\lambda}] \} \quad (B-39) \end{aligned}$$

Com a função de onda de spin 1, para  $\vec{p}' = \vec{p}'(\theta, \phi)$  (B-20), e com  $p_\mu = (E, 0, 0, -p)$ , temos

$$\varepsilon_\mu^*(p', 0) p^\mu = \frac{1}{m'} (p'E - E'p \cos\theta)$$

e

$$\varepsilon_\mu^*(p', \pm 1) p^\mu = \mp \frac{e^{\mp i\phi}}{\sqrt{2}} p \sin\theta \quad (B-40)$$

Na situação particular em que  $\vec{p}'$  está no plano xz, isto é  $\phi = 0$ , temos, de B-24

$$\begin{aligned} \bar{u}(p', \lambda') \vec{\gamma} u(p, \lambda) = & 2(\lambda\alpha_3 + \lambda'\alpha_4) \{ [(2\lambda\bar{x} + i\bar{y}) \sin(\frac{\theta}{2}) + \\ & + 2\lambda\bar{z}\cos(\frac{\theta}{2})] \delta_{\lambda'\lambda} + [(\bar{x} + 2i\lambda\bar{y}) \cos(\frac{\theta}{2}) - \bar{z}\sin(\frac{\theta}{2})] \delta_{\lambda', -\lambda} \} \quad (B-41) \end{aligned}$$

e para a função de onda de spin 1

$$\epsilon_{\mu}^*(p', 0) p^{\mu} = \frac{1}{m'} (p'E - pE' \cos \theta) \quad (\text{B-42})$$

$$\epsilon_{\mu}^*(p', \pm 1) p^{\mu} = \mp \frac{p}{\sqrt{2}} \sin \theta$$

$$p'^{\mu} \epsilon_{\mu}(p, 0) = \frac{1}{m} (pE' - p'E \cos \theta) \quad (\text{B-43})$$

$$p'^{\mu} \epsilon_{\mu}(p, \pm 1) = \pm \frac{p'}{\sqrt{2}} \sin \theta$$

e

$$\epsilon_{\mu}^*(p', 0) \epsilon^{\mu}(p, 0) = \frac{1}{mm'} (pp' - EE' \cos \theta)$$

$$\epsilon_{\mu}^*(p', 0) \epsilon^{\mu}(p, \pm 1) = \frac{\pm E'}{m' \sqrt{2}} \sin \theta$$

$$\epsilon_{\mu}^*(p', \pm 1) \epsilon^{\mu}(p, 0) = \mp \frac{E}{m \sqrt{2}} \sin \theta \quad (\text{B-44})$$

$$\epsilon_{\mu}^*(p', \pm 1) \epsilon^{\mu}(p, \pm 1) = -\frac{1}{2} (1 + \cos \theta)$$

$$\epsilon_{\mu}^*(p', \mp 1) \epsilon^{\mu}(p, \pm 1) = -\frac{1}{2} (1 - \cos \theta)$$

A P Ê N D I C E C

CORRENTES E ACOPLAMENTOS

Nos diagramas da fig. (2), correspondentes às três componentes do modelo estudado neste trabalho, aparecem vários tipos de vértices, conforme a reação considerada. Neste apêndice analisamos alguns desses vértices utilizados nos cálculos

Vértice ( $p\pi^- \Delta^{++}$ )

Este vértice tem estrutura de spin e paridade ( $J^P$ ) =  $(1/2^+, 0^-, 3/2^+)$ . A forma mais simples de corrente associada com ele, compatível com as invariâncias sob reflexão espacial, inversão temporal e conjugação de carga (26-c) é

$$J(p', p) = g_{N\pi\Delta} \bar{\psi}_\mu(p') q^\mu u(p) \quad (C-1)$$

onde  $g_{N\pi\Delta}$  é a constante de acoplamento e  $q = p' - p$ , fig. (35). A condição subsidiária (B-2) permite reescrever (C-1) como

$$J(p', p) = -g_{N\pi\Delta} \bar{\psi}_\mu(p') p^\mu u(p) \quad (C-2)$$

Acoplamento  $\mathbb{P}$  - hadrons

Nos três diagramas da fig. (2) aparecem vértices difrativos, os quais são descritos através do acoplamento pomeron ( $\mathbb{P}$ ) - hadrons. Para construir esses acoplamentos devemos levar em conta duas condições restritivas:

1) A hipótese de acoplamento vetorial do pomeron aos hadrons (13).

2) A conservação da helicidade no canal  $s$  (CHCS) nas reações difrativas elásticas (12).

Neste apêndice consideraremos somente a primeira dessas condições para obter a forma geral das correntes nesses vértices difrativos. No próximo apêndice impomos a CHCS, que permite escrever a corrente com uma única constante de acoplamento.

Num vértice difrativo ( $a \mathbb{P} a'$ ), fig. (36), onde os momenta são  $p$ ,  $q$  e  $p'$  respectivamente, definimos por conveniência o quadrivetor  $P = (p + p')/2$ .

O vértice  $(J^P) = (0^-, 1^-, 0^-)$

Com os momenta  $q$  e  $p$  definidos acima podemos construir a corrente vetorial (29)

$$J^\beta(p', p) = 2g_1 P^\beta + g_2 q^\beta$$

mas, da conservação da corrente temos

$$q_\beta J^\beta(p', p) = 2g_1 P \cdot q + g_2 q^2 = 0 .$$

como  $P \cdot q = 0$  temos  $g_2 = 0$ , e a corrente fica

$$J^\beta(p', p) = 2gP^\beta \tag{C-3}$$

O vértice  $(J^P) = (1/2^+, 1^-, 1/2^+)$

Neste vértice podemos construir uma corrente vetorial com  $P, q$  e as matrizes de Dirac  $\gamma^\beta$ , na forma (29)

$$J^\beta(p', p) = \bar{u}(p') (g_1 \gamma^\beta + g_2 P^\beta + g_3 q^\beta) u(p) \quad (C-4)$$

Outros termos podem ser formados com  $\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$  e o tensor antissimétrico  $\epsilon_{\mu\nu\sigma\rho}$  ( $\epsilon_{0123} = +1$ ), mas esses termos podem ser eliminados usando-se as identidades de Gordon, válidas para spinores de Dirac e de Rarita-Schwinger

$$i \sigma_{\mu\nu} q^\nu = 2(m\gamma_\mu - P_\mu) \quad (C-5)$$

$$i \sigma_{\mu\nu} P^\nu = -\frac{1}{2} q_\mu \quad (C-6)$$

$$r_\mu = -q^2 \gamma_\mu + 2mi \sigma_{\mu\nu} q^\nu \quad (C-7)$$

onde  $r_\mu = -2i \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} P^\nu q^\lambda \gamma^\sigma \gamma_5 = (\gamma_\mu \not{P} \not{q} - \not{q} \not{P} \gamma_\mu)$ . Como neste vértice as massas dos hadrons são iguais ( $m_a = m_a$ ) temos  $\bar{u}(p') \not{q} u(p) = 0$  e  $P \cdot q = 0$ , portanto a conservação da corrente  $q_\beta J^\beta(p', p) = 0$  será satisfeita se  $g_3 = 0$ . Portanto a corrente vetorial nucleon- $\mathbb{P}$ -nucleon é da forma

$$J^\beta(p', p) = \bar{u}(p') (g_1 \gamma^\beta + g_2 P^\beta) u(p) \quad (C-8)$$

O vértice  $(J^P) = (3/2^+, 1^-, 3/2^+)$

Para este vértice a forma mais geral da corrente

(29), levando em conta as condições subsidiárias (B-2,3) as identidades de Gordon (C-5,6,7), é formada usando-se  $p, q, \gamma^\beta, g^{\mu\nu}$

$$\begin{aligned}
 J^\beta(p', p) = & \bar{\psi}_\mu(p') \{ g_1 g^{\mu\nu} \gamma^\beta + g_2 g^{\mu\nu} q^\beta + g_3 g^{\mu\nu} p^\beta + \\
 & + g_4 p^\mu g^{\beta\nu} + g_5 g^{\mu\beta} p^\nu + g_6 p^\mu \gamma^\beta p^\nu + g_7 p^\mu q^\beta p^\nu + \\
 & + g_8 p^\mu p^\beta p^\nu \} \psi_\nu(p)
 \end{aligned}
 \tag{C-9}$$

Para massas iguais ( $m_a = m_a'$ ) temos  $\bar{\psi}_\mu(p') \not{q} \psi_\nu(p) = 0$  e  $p \cdot q = 0$ , logo da conservação da corrente  $q_\beta J^\beta(p', p) = 0$  obtemos

$$\bar{\psi}_\mu(p') \{ g_2 g^{\mu\nu} q^2 + \frac{1}{2} g_4 p^\mu p'^\nu - \frac{1}{2} g_5 p^\mu p'^\nu + g_7 p^\mu p^\nu q^2 \} \psi_\nu(p) = 0$$

Esta condição é satisfeita se  $g_2 = g_7 = 0$  e  $g_4 = g_5$ , de modo que a corrente (C-9) se reduz a

$$\begin{aligned}
 J^\beta(p', p) = & \bar{\psi}_\mu(p') \{ g_1 g^{\mu\nu} \gamma^\beta + g_3 g^{\mu\nu} p^\beta + g_4 (p^\mu g^{\beta\nu} + \\
 & + g^{\mu\beta} p^\nu) + g_6 p^\mu \gamma^\beta p^\nu + g_8 p^\mu p^\beta p^\nu \} \psi_\nu(p)
 \end{aligned}
 \tag{C-10}$$

Se o campo vetorial (no caso o pomeron), é não massivo, temos a seguinte identidade válida para spinores de Rarita-Schwinger

$$\begin{aligned}
 p^\mu \gamma^\beta p^\nu = & \frac{m}{2} (p^\mu g^{\beta\nu} + g^{\mu\beta} p^\nu) + \frac{1}{2} p^2 g^{\mu\nu} \gamma^\beta - \\
 & - \frac{m}{2} g^{\mu\nu} p^\beta
 \end{aligned}
 \tag{C-11}$$

Neste caso a corrente tem apenas quatro termos in dependentes

$$\begin{aligned}
 J^\beta(p', p) = \bar{\psi}_\mu(p') \{ & g'_1 g^{\mu\nu} \gamma^\beta + g'_2 g^{\mu\nu} P^\beta + g'_3 (P^\mu g^{\beta\nu} + \\
 & + g^{\mu\beta} P^\nu) + g'_4 P^\mu P^\beta P^\nu \} \psi_\nu(p)
 \end{aligned}
 \tag{C-12}$$

onde  $g_{1,2,3,4}$  são constantes reais.

O Vértice  $(J^P) = (1^-, 1^-, 1^-)$

A forma mais geral de corrente vetorial neste vértice, levando-se em conta a condição subsidiária (B-7) e a conservação da corrente  $q_\beta J^\beta(p', p)$ , é

$$\begin{aligned}
 J_\beta(p', p) = \varepsilon^{\mu*}(p') \{ & g_1 g_{\mu\nu} P_\beta + g_2 (g_{\mu\beta} P_\mu + \\
 & + P_\mu g_{\beta\nu}) \} \varepsilon^\nu(p)
 \end{aligned}
 \tag{C-13}$$

onde  $g_{1,2}$  são constantes reais.

Num vértice  $(J^P) = (1^+, 1^-, 1^+)$  a corrente tem es sa mesma forma (C-13).

As correntes acima são as formas mais gerais com patíveis com as invariâncias sob reflexão espacial, inversão tem poral e conjugação de carga.

A P Ê N D I C E D

CORRENTES HADRÔNICAS NO LIMITE DIFRATIVO

Para obter as formas das correntes, de cada vértice hadrônico considerado no apêndice anterior, no limite difrativo, devemos impor a Conservação da Helicidade no Canal S. Por isto, calculamos aquelas correntes no limite de altas energias e pequenos momenta transferidos. Inicialmente calculamos o limite difrativo de algumas expressões que aparecem naquelas correntes. Na aproximação de altas energias, para uma reação  $a(p) + b(q) \rightarrow c(p') + d(q')$ , no sistema de repouso do centro de massas, temos  $E \approx E' \approx \sqrt{s}/2$  e  $|\vec{p}| \approx |\vec{p}'| \approx \sqrt{s}/2$ .

Escolhendo-se  $\vec{p} = \vec{p}(0,0)$  e  $\vec{p}' = \vec{p}'(\theta, \phi=0)$ , isto é,  $\vec{p}$  e  $\vec{p}'$  no plano xz, o quadrimomentum  $P = (p+p')/2$  fica, nessa aproximação

$$P^0 = \frac{\sqrt{s}}{2} (1 + O(1/s))$$
$$\vec{P} = \left[ \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\hat{x} + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\hat{z} \right] \frac{\sqrt{s}}{2} \left[ 1 + \frac{t}{2s} + O\left(\frac{1}{s^2}\right) \right] \quad (D-1)$$

e para o quadrimomentum transferido  $q = (p' - p)$  temos

$$\vec{q} = \left[ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\hat{x} - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\hat{z} \right] \sqrt{-t} \quad (D-2)$$

Para obter as expressões (B-33 a 41) no limite difrativo, calculamos as aproximações



$$\alpha_1 + \alpha_2 = \sqrt{s} [1 + O(1/s)]$$

$$\alpha_1 - \alpha_2 = (m' + m) [1 + O(1/s)]$$

(D-3)

$$\alpha_3 + \alpha_4 = \sqrt{s} [1 + O(1/s)]$$

$$\alpha_3 - \alpha_4 = (m' - m) [1 + O(1/s)]$$

Do quadrado do momentum transferido

$$t = (p' - p)^2 = m^2 + m'^2 - 2(E E' - |\vec{p}| |\vec{p}'| \cos\theta) \quad (D-4)$$

obtemos, na aproximação de altas energias,

$$\cos\theta = 1 + \frac{2t}{s} + O(1/s^2)$$

$$\sin\theta = 2\sqrt{\frac{-t}{s}} + O(1/s)$$

(D-5)

$$\cos(\theta/2) = 1 + \frac{t}{2s} + O(1/s^2)$$

$$\sin(\theta/2) = \sqrt{\frac{-t}{s}} + O(1/s)$$

Com isso os produtos de spinores de Dirac, (B-33, 34 e 41), com  $\phi = 0$  e  $m' = m$ , no limite difrativo, ficam

$$\bar{u}(p', \pm 1/2) u(p, \pm 1/2) = 2m$$

$$\bar{u}(p', \mp 1/2) u(p, \pm 1/2) = \mp \sqrt{-t}$$

(D-6)

$$\bar{u}(p', \pm 1/2) \gamma^\beta u(p, \pm 1/2) = 2P^\beta$$

$$\bar{u}(p', \mp 1/2) \gamma^\beta u(p, \pm 1/2) = 0$$

As funções de onda de spin 1 (B-20), com  $\vec{p} = \vec{p}'(0,0)$ ,  $\vec{p}' = \vec{p}'(\theta,0)$  e  $m' = m$ , no limite difrativo podem ser escritos na forma

$$\begin{aligned} \epsilon^\beta(p,0) &= \frac{1}{m} p^\beta \left[ 1 + O\left(\sqrt{\frac{-t}{s}}\right) \right] \\ \epsilon^\beta(p,\pm 1) &= \frac{1}{\sqrt{2}} p^\beta \left[ \mp \delta_{\beta 1} - i\delta_{\beta 2} \right] \\ \epsilon^{\beta*}(p',0) &= \frac{1}{m} p'^\beta \left[ 1 + O\left(\sqrt{\frac{-t}{s}}\right) \right] \\ \epsilon^{\beta*}(p',\pm 1) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \mp \delta_{\beta 1} + i\delta_{\beta 2} \pm 2\sqrt{\frac{-t}{s}} \delta_{\beta 3} \right] \end{aligned} \quad (D-7)$$

e as expressões (B-42, 43 e 44) podem ser aproximadas para

$$\epsilon_\mu^*(p',0) p^\mu = \frac{-t}{2m} [1 + O(1/s)] \quad (D-8a)$$

$$\epsilon_\mu^*(p',\pm 1) p^\mu = \mp \sqrt{\frac{-t}{2}} [1 + O(1/s)] \quad (D-8b)$$

$$p'^\mu \epsilon_\mu(p,0) = \frac{-t}{2m} [1 + O(1/s)] \quad (D-8c)$$

$$p'^\mu \epsilon_\mu(p,\pm 1) = \pm \sqrt{\frac{-t}{2}} [1 + O(1/s)] \quad (D-8d)$$

$$\epsilon_\mu^*(p',0) \epsilon^\mu(p,0) = -\left(1 + \frac{t}{2m^2}\right) + O(1/s^2) \quad (D-8e)$$

$$\epsilon_\mu^*(p',0) \epsilon^\mu(p,\pm 1) = \pm \frac{1}{m} \sqrt{\frac{-t}{2}} [1 + O(1/s)] \quad (D-8f)$$

$$\epsilon_\mu^*(p',\pm 1) \epsilon^\mu(p,0) = \mp \frac{1}{m} \sqrt{\frac{-t}{2}} [1 + O(1/s)] \quad (D-8g)$$

$$\varepsilon_{\mu}^*(p', \pm 1) \varepsilon^{\mu}(p, \pm 1) = -1 + O(1/s) \quad (D-8h)$$

$$\varepsilon_{\mu}^*(p', \bar{\pm} 1) \varepsilon^{\mu}(p, \pm 1) = O(1/s) \quad (D-8i)$$

Conservação da helicidade no vértice  $(1/2^+, 1^-, 1/2^+)$

É um resultado bem conhecido que a corrente que conserva a helicidade no canal  $s$  no vértice  $(NPN)$  é

$$J_{\beta}^{(NN)}(\lambda', \lambda) = g_1 \bar{u}(p', \lambda') \gamma_{\beta} u(p, \lambda) \quad (D-9)$$

como pode ser visto levando (D-6) em (C-8), de modo que obtemos

$$J_{\beta}^{(NN)}(\lambda', \lambda) = 2g_1 P_{\beta} \delta_{\lambda', \lambda} \quad (D-10)$$

Conservação da helicidade no vértice  $(1^-, 1^-, 1^-)$

Para os vários estados de helicidade da corrente  $J_{\beta}(\lambda', \lambda)$  neste vértice, (C-13), temos, usando as expressões aproximadas (D-7) e (D-8),

$$J_{\beta}(\pm 1, \pm 1) = -g_1 P_{\beta}$$

$$J_{\beta}(\pm 1, 0) = \mp \frac{1}{m} (-t/2)^{1/2} (g_1 + g_2/2) P_{\beta}$$

$$J_{\beta}(\pm 1, \bar{\pm} 1) = 0 \quad (1/s)$$

$$J_{\beta}(0, \pm 1) = \pm \frac{1}{m} (-t/2)^{1/2} (g_1 + g_2/2) P_{\beta}$$

$$J_{\beta}(0,0) \approx [-g_1 + (-t/2m^2)(g_1 + g_2)] P_{\beta} \quad (D-11)$$

A conservação de helicidade no canal s será satisfeita se  $(g_1 + g_2/2) = 0$ . Portanto a corrente que conserva a helicidade nesse vértice, no limite difrativo e para  $|t| \ll m^2$ , tem a mesma forma de (C-3) e (D-10).

Fazendo-se  $g = -g_1/2$ , as expressões (D-11) podem ser escritas compactamente como

$$J_{\beta}(\lambda', \lambda) \approx 2g P_{\beta} \delta_{\lambda', \lambda} \quad (D-12)$$

A conservação da helicidade no canal s, nesse vértice, fica portanto assegurada pela corrente

$$J_{\beta}(\lambda', \lambda) = -2g \varepsilon^{\mu*}(p', \lambda') \{g_{\mu\nu} P_{\beta} - 2(g_{\mu\beta} P_{\nu} + P_{\mu} g_{\beta\nu})\} \varepsilon^{\nu}(p, \lambda) \quad (D-13)$$

Conservação da helicidade no vértice  $(3/2^+, 1^-, 3/2^+)$

Consideremos a reação difrativa  $\Delta(p) + \pi(q) \rightarrow \Delta(p') + \pi(q')$ . No vértice  $(\pi P \pi)$  temos a corrente (C-3),  $J_{\pi\pi}^{\beta}(q', q) = 2g Q^{\beta}$ , onde  $Q = (q + q')/2$ . No vértice  $(\Delta P \Delta)$  a corrente  $J_{\Delta\Delta}^{\beta}(p', \lambda'; p, \lambda)$  é dada por (C-12)

Nas amplitudes de helicidade para a reação acima  $A_{(\Delta\pi)}(\lambda', \lambda) \propto J_{\Delta\Delta}^{\beta}(\lambda', \lambda) J_{\pi\pi}^{\beta}$ , aparecem expressões da forma  $\varepsilon_{\rho}^*(p', \lambda'_1) Q^{\beta}$  e  $\varepsilon_{\beta}(p_1, \lambda_1) Q^{\beta}$ . Usando (D-7), onde  $\vec{p} = \vec{p}(0,0)$  e  $\vec{p}' = \vec{p}'(\theta, 0)$ , temos

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\beta}(p, 0) Q^{\beta} &= \frac{1}{m} P \cdot Q \\ \varepsilon_{\beta}(p, \pm 1) Q^{\beta} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\pm Q^1 + i Q^2) \\ \varepsilon_{\beta}^*(p', 0) Q^{\beta} &= \frac{1}{m} P \cdot Q \\ \varepsilon_{\beta}^*(p', \pm 1) Q^{\beta} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \pm Q^1 - i Q^2 \mp 2 \sqrt{\frac{-t}{s}} Q^3 \right) \end{aligned} \tag{D-14}$$

onde  $P \cdot Q \approx s/2$ . No sistema de repouso do centro de massas, temos  $\vec{q} = -\vec{p}$  e  $\vec{q}' = -\vec{p}'$ , então

$$\begin{aligned} Q^1 &= -\frac{1}{2} p' \sin \theta = -\frac{1}{2} \sqrt{-t} (1 + O(1/s)) \\ Q^2 &= 0 \end{aligned} \tag{D-15}$$

$$Q^3 = -\frac{1}{2} (p' \cos \theta + p) = -\frac{\sqrt{s}}{2} (1 + O(1/s)).$$

E as expressões acima ficam

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\beta}(p, 0) Q^{\beta} &= \frac{s}{2m} \\ \varepsilon_{\beta}(p, \pm 1) Q^{\beta} &= \mp \frac{\sqrt{-t}}{2\sqrt{2}} \\ \varepsilon_{\beta}^*(p', 0) Q^{\beta} &= \frac{s}{2m} \\ \varepsilon_{\beta}^*(p', \pm 1) Q^{\beta} &= \pm \frac{\sqrt{-t}}{2\sqrt{2}} \end{aligned} \tag{D-16}$$

Como as amplitudes de helicidade  $A_{\Delta\pi}(\lambda', \lambda)$  são invariantes sob reflexão espacial e inversão temporal, usamos essas simetrias a fim de determinar os elementos independentes entre essas amplitudes, e conseqüentemente entre os elementos de

corrente  $J_{\Delta\Delta}^{\beta}(\lambda', \lambda)$ . Com as simetrias acima obtemos as relações

$$A_{\Delta h}(-\lambda', -\lambda) = (-1)^{(\lambda' - \lambda)} A_{\Delta h}(\lambda', \lambda) \quad (D-17)$$

$$A_{\Delta h}(\lambda, \lambda') = (-1)^{(\lambda' - \lambda)} A_{\Delta h}(\lambda', \lambda)$$

Com essas relações, e levando em conta que  $A_{\Delta\pi}(\lambda', \lambda) \propto J_{\Delta\Delta}^{\beta}(\lambda', \lambda) J_{\beta}^{\pi\pi}$ , temos uma redução do número de elementos de corrente  $J_{\Delta\Delta}^{\beta}(\lambda', \lambda)$  de dezesseis para apenas seis independentes.

Usando a condição subsidiária (B-2) em (C-12), o acoplamento no vértice  $\Delta P \Delta$  pode ser escrito na forma

$$C^{\mu\beta\nu} = g_1 g^{\mu\nu} \gamma^{\beta} + G^{\mu\beta\nu} \quad (D-18)$$

onde

$$G^{\mu\beta\nu} = g_2 g^{\mu\nu} P^{\beta} + \frac{1}{2} g_3 (p^{\mu} g^{\beta\nu} + g^{\mu\beta} p'^{\nu}) + \frac{1}{4} g_4 p^{\mu} P^{\beta} p'^{\nu} \quad (D-19)$$

e  $P = (p + p') / 2$ .

Com as funções de onda Rarita-Schwinger na representação de momentum e helicidade (B-21), e o acoplamento (D-18), podemos escrever os elementos de corrente independentes,

$$J^{\beta}(3/2, 3/2) = \bar{\epsilon}_{\mu+} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_+ u_+ + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu+} \epsilon_{\mu+}^{\beta} \bar{u}_+ \gamma^{\beta} u_+$$

$$J^{\beta}(1/2, 3/2) = \sqrt{\frac{1}{3}} (\bar{\epsilon}_{\mu+} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_- u_+ + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu+} \epsilon_{\mu+}^{\beta} \bar{u}_- \gamma^{\beta} u_+) + \sqrt{\frac{2}{3}} (\bar{\epsilon}_{\mu 0} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_+ u_+ + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu 0} \epsilon_{\mu+}^{\beta} \bar{u}_+ \gamma^{\beta} u_+)$$

$$J^{\beta}(-1/2, 3/2) = \sqrt{\frac{1}{3}} (\bar{\epsilon}_{\mu-} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_+ u_+ + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu-} \epsilon_{\mu+}^{\beta} \bar{u}_+ \gamma^{\beta} u_+) +$$

$$+ \sqrt{\frac{2}{3}} (\bar{\epsilon}_{\mu 0} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_- u_+ + g_1 \epsilon_{\mu 0} \epsilon_+^\mu \bar{u}_- \gamma^\beta u_+)$$

$$J^{\beta'}(-3/2, 3/2) = \bar{\epsilon}_{\mu-} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_- u_+ + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu-} \epsilon_+^\mu \bar{u}_- \gamma^\beta u_+$$

$$J^\beta(1/2, 1/2) = \frac{1}{3} (\bar{\epsilon}_{\mu+} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_- u_- + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu+} \epsilon_+^\mu \bar{u}_- \gamma^\beta u_-) + \sqrt{\frac{2}{3}} (\bar{\epsilon}_{\mu+} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu 0} \bar{u}_- u_+ + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu+} \epsilon_0^\mu \bar{u}_- \gamma^\beta u_+) + \sqrt{\frac{2}{3}} (\bar{\epsilon}_{\mu 0} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_+ u_- + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu 0} \epsilon_+^\mu \bar{u}_+ \gamma^\beta u_-) + \frac{2}{3} (\bar{\epsilon}_{\mu 0} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu 0} \bar{u}_+ u_+ + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu 0} \epsilon_0^\mu \bar{u}_+ \gamma^\beta u_+)$$

$$J^{\hat{\epsilon}}(-1/2, 1/2) = \frac{1}{3} (\bar{\epsilon}_{\mu-} G^{\mu\hat{\epsilon}\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_+ u_- + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu-} \epsilon_+^\mu \bar{u}_+ \gamma^{\hat{\epsilon}} u_-) + \sqrt{\frac{2}{3}} (\bar{\epsilon}_{\mu-} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu 0} \bar{u}_+ u_+ + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu-} \epsilon_0^\mu \bar{u}_+ \gamma^\beta u_+) + \sqrt{\frac{2}{3}} (\bar{\epsilon}_{\mu 0} G^{\mu\beta\nu} \epsilon_{\nu+} \bar{u}_- u_- + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu 0} \epsilon_+^\mu \bar{u}_- \gamma^\beta u_-) + \frac{2}{3} (\bar{\epsilon}_{\mu 0} G^{\mu\hat{\epsilon}\nu} \epsilon_{\nu 0} \bar{u}_- u_+ + g_1 \bar{\epsilon}_{\mu 0} \epsilon_0^\mu \bar{u}_- \gamma^{\hat{\epsilon}} u_+) \tag{D-20}$$

onde, para encurtar, usamos a seguinte notação para as funções de onda:

$$u(p, \pm 1/2) = u^\pm, \bar{u}(p', \pm 1/2) = \bar{u}^\pm,$$

$$\epsilon(p, \pm 1) = \epsilon^\pm, \epsilon(p, 0) = \epsilon_0, \epsilon^*(p', \pm 1) =$$

$$= \bar{\epsilon}^\pm \text{ e } \epsilon^*(p', 0) = \bar{\epsilon}_0$$

Para obter as correntes (D-20) no limite difrativo, usamos as expressões aproximadas (D-6,7,8) e (D-16). Essas aproximações tornam possível desprezar termos contendo  $\epsilon_\pm^\beta$  ou  $\bar{\epsilon}_\pm^\beta$  em

face de  $P^\beta$ , uma vez que eles são contraídos com  $Q_\beta$ , e temos

$$\epsilon_{\pm}^{\beta} Q_{\beta} \approx \frac{-\beta}{\pm} Q_{\beta} \approx \frac{-}{\pm} (-t/2)^{1/2} / 2$$

enquanto que  $P^\beta Q_\beta \approx s/2$ . Com isso as correntes (D-20) podem ser escritas na forma (13)

$$J^\beta(\lambda', \lambda) = (-t)^{\frac{1}{2}} |\lambda' - \lambda| V(\lambda', \lambda) P^\beta \quad (D-21)$$

onde as  $V(\lambda', \lambda)$ , para cada par  $(\lambda', \lambda)$ , são

$$\begin{aligned} V(3/2, 3/2) &= -2g_1 - 2mg_2 + \frac{mt}{4} g_4 \\ V(1/2, 3/2) &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ \frac{2}{m} g_1 + 3g_2 + g_3 - \frac{3}{8} t g_4 \right\} \\ V(-1/2, 3/2) &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ -\frac{1}{m} g_2 - \frac{1}{2m} g_3 + \frac{1}{4} \left(m + \frac{t}{m}\right) g_4 \right\} \\ V(-3/2, 3/2) &= -\frac{g_4}{8} \\ V(1/2, 1/2) &= \frac{1}{3} \left\{ -\left(6 + \frac{t}{2m^2}\right) g_1 - 2\left(3m + \frac{2t}{m}\right) g_2 - \frac{3t}{m} g_3 + \frac{t}{4} \left(m + \frac{2t}{m}\right) g_4 \right\} \\ V(-1/2, 1/2) &= \frac{1}{3} \left\{ \frac{4}{m} g_1 + 2\left(3 + \frac{t}{2m^2}\right) g_2 + 2\left(1 + \frac{t}{2m^2}\right) g_3 - \frac{t}{8} \left(5 + \frac{t}{m^2}\right) g_4 \right\} \end{aligned} \quad (D-22)$$

onde  $m = m_\Delta$ .

Devemos agora impor a conservação da helicidade no canal  $s$  à corrente no vértice  $\Delta P \Delta$ . Com esse fim, igualamos a zero os elementos e corrente (D-21) que violam essa propriedade dos vértices difrativos elásticos. Na aproximação de altas ener-



gias e para  $|t| \ll m_{\Delta}^2$ , a condição de conservação da helicidade no canal s é satisfeita fazendo-se

$$g_4 = 0, \quad g_3 = \frac{4}{m} g_1 \quad \text{and} \quad g_2 = -\frac{2}{m} g_1 \quad (\text{D-23})$$

em (D-22).

Com a condição (D-23) a corrente (D-21) se reduz a

$$J^{\beta}(\lambda', \lambda) = 2g_1 P^{\beta} \delta_{\lambda', \lambda} \quad (\text{D-24})$$

Note que  $V(-1/2, 1/2)$  tem uma pequena contribuição à violação da conservação da helicidade,  $V(-1/2, 1/2) \approx (2t/3m^3) g_1$ . Mas, para pequenos momenta transferidos,  $|t| \ll m^2$ , essa violação é desprezível.

Substituindo as condições (D-23) em (D-18,19), o acoplamento que conserva a helicidade no canal s, na região difrativa, da reação  $\pi + \Delta \rightarrow \pi + \Delta$  é

$$C^{\mu\beta\nu} = g_1 \left\{ g^{\mu\nu} \gamma^{\beta} - \frac{2}{m} g^{\mu\nu} P^{\beta} + \frac{4}{m} (P^{\mu} g^{\beta\nu} + g^{\mu\beta} P^{\nu}) \right\} \quad (\text{D-25})$$

As constantes arbitrárias (g) que aparecem nas correntes (C-3), (D-9) e (D-13) e no acoplamento (D-25), podem ser relacionadas à seção de choque total da reação através do Teorema Ótico (8).

Para ver isso, consideremos a reação elástica genérica

$$a(p, \lambda_a) + b(q, \lambda_b) \rightarrow a(p', \lambda'_a) + b(q', \lambda'_b) \quad (D-26)$$

Do teorema ótico, para reações com feixe e alvo não polarizados, temos

$$\frac{1}{(2\delta_a + 1)(2\delta_b + 1)} \frac{1}{\lambda_a \lambda_b} \text{Im} A(s, t=0; (\lambda_a, \lambda_b)_i (\lambda_a, \lambda_b)_f) = \\ = \lambda^{1/2} (s, m_a^2, m_b^2) \sigma_{\text{Tot}}(s) \quad (D-27)$$

É sabido que a altas energias e particularmente na região difrativa, onde  $s \gg m_a^2, m_b^2, t$ , a seção de choque diferencial  $d\sigma/dt$  comporta-se como uma exponencial rapidamente de crescente.

Usando a parametrização habitual

$$\frac{d\sigma}{dt} = \text{cte.} e^{bt} \quad (D-28)$$

Na região difrativa a amplitude de espalhamento das reações hadronicas elásticas é predominantemente imaginária, e pode ser descrita pela troca de pomeron. Além disso devemos considerar que o pomeron se acopla aos hadrons como um objeto de spin 1, de modo que as correntes hadronicas, nestes acoplamentos, são vetoriais. Levando tudo isso em conta, podemos escrever as amplitudes de helicidade para reações do tipo (D-26), que devem ser da forma

$$A(s, t; \lambda_a, \lambda_b; \lambda'_a, \lambda'_b) = \frac{i}{2} f(t) J_\beta(\lambda'_a, \lambda_a) J^\beta(\lambda'_b, \lambda_b) \quad (D-29)$$

onde  $f(t)$  é uma função que contém toda informação sobre a troca de pomerom, e as duas correntes, na região difrativa, se reduzem

$$J_{\beta}(\lambda'_a, \lambda_a) = 2 g_{aaP} P_{\beta} \delta_{\lambda'_a \lambda_a} \quad (D-30)$$

$$J_{\beta}(\lambda'_b, \lambda_b) = 2 g_{bbP} Q_{\beta} \delta_{\lambda'_b \lambda_b}$$

onde  $g_{aaP}$  e  $g_{bbP}$  são as constantes de acoplamento do pomerom com os hadrons a e b, e  $P = (p' + p)/2$  e  $Q = (q' + q)/2$ .

Como na aproximação de altas energias,  $P \cdot Q \approx s/2$  e  $\lambda(s, m_a^2, m_b^2) \approx s^2$ , de (D-29) vem

$$A(s, t; \lambda_a, \lambda_b; \lambda'_a, \lambda'_b) = i g_{aaP} g_{bbP} f(t) s \delta_{\lambda'_a \lambda_a} \delta_{\lambda'_b \lambda_b} \quad (D-31)$$

e levando essa expressão em (D-27) obtemos

$$g_{aaP} g_{bbP} f(0) = c_{Tot}^{\infty} \quad (D-32)$$

Por outro lado, substituindo a amplitude (D-31) em (A-45) e comparando com (D-28), vemos que

$$f(t) = f(0) e^{\frac{bt}{2}} \quad (D-33)$$

Podemos fazer, arbitrariamente, em (D-32) e (D-33),  $f(0) = 1$ , de modo que as amplitudes de helicidade (D-29) ficam

$$A(s, t; \lambda_a, \lambda_b; \lambda'_a, \lambda'_b) = \frac{i}{2} e^{\frac{bt}{2}} J_{\beta}(\lambda'_a, \lambda_a) J_{\beta}^f(\lambda'_b, \lambda_b) \quad (D-34)$$

com

$$g_{aaP} g_{bbP} = \sigma_{Tot}^{\infty}. \quad (D-35)$$

Portanto, com as amplitudes de helicidade na forma (D-34), a relação entre as constantes de acoplamento pomerom-hadrons, nos vértices difrativos elásticos, com a seção de choque total a altas energias é dada por (D-35).

A P Ê N D I C E E

CÁLCULOS ACESSÓRIOS

Neste apêndice colecionamos alguns resultados parciais utilizados nos cálculos.

Na seção 4 aparece a expressão

$$(\not{p}_b + \not{p}_3)(\not{p}_b - \not{p}_3) = m_b^2 - m_3^2 + 2(\not{p}_3 \not{p}_b - p_b \cdot p_3) \quad (E-1)$$

com a matriz  $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu)$  podemos escrever

$$\not{p}_3 \not{p}_b = p_b \cdot p_3 - i p_{3\mu} p_{b\nu} \sigma^{\mu\nu} \quad (E-2)$$

No sistema de Gottfried Jackson, definido no apêndice A, temos

$$p_{3\mu} p_{b\nu} \sigma^{\mu\nu} = -|\vec{p}_3| \sin\alpha (E_3 - E_b) \sigma^{01} - [(E_3 - E_b) |\vec{p}_3| \cos\alpha - E_3 |\vec{p}_a|] \sigma^{03} + |\vec{p}_a| |\vec{p}_3| \sin\alpha \sigma^{31} \quad (E-3)$$

Usando (A-32) e  $E_b - E_3 = \sqrt{s_1} - E_a \approx -|\vec{p}_a| \cos\alpha$ , a expressão (E-1) fica

$$(\not{p}_b + \not{p}_3)(\not{p}_b - \not{p}_3) = -i s \frac{|\vec{p}_a|}{\sqrt{s_1}} \sin\alpha [-\cos\alpha \sigma^{01} + \sin\alpha \sigma^{03} + \sigma^{31}]. \quad (E-4)$$

Definamos os quadrivetores

$$E = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} ; \quad X = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad Z = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{E-5})$$

Usando (B-20), no sistema G.J. Temos

$$\begin{aligned} \varepsilon^*(p_1, 0) \cdot E &= \frac{|\vec{p}_1|}{m_1} \\ \varepsilon^*(p_1, \pm 1) \cdot E &= 0 \\ \varepsilon^*(p_1, 0) \cdot Z &= -\frac{E_1}{m_1} \cos\theta \\ \varepsilon^*(p_1, \pm 1) \cdot Z &= \mp \frac{e^{\mp i\phi}}{\sqrt{2}} \sin\theta \\ \varepsilon^*(p_1, 0) \cdot X &= \frac{E_1}{m_1} \sin\theta \cos\phi \\ \varepsilon^*(p_1, \pm 1) \cdot X &= \mp \frac{e^{\mp i\phi}}{\sqrt{2}} (\cos\theta \cos\phi \pm i \sin\phi) \end{aligned} \quad (\text{E-6})$$

No mesmo sistema de coordenadas os produtos de spinores de Dirac (B-33) a (B-39) ficam

$$\begin{aligned} \bar{u}(p_1, \pm 1/2) u(p_a, \pm 1/2) &= E_- \cos(\theta/2) \\ \bar{u}(p_1, \mp 1/2) u(p_a, \pm 1/2) &= \mp e^{\pm i\phi} E_+ \sin(\theta/2) \end{aligned} \quad (\text{E-7})$$

$$\bar{u}(p_1, \pm 1/2) \gamma^0 u(p_a, \pm 1/2) = E_+ \cos(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \mp 1/2) \gamma^0 u(p_a, \pm 1/2) = \mp e^{\pm i\phi} E_- \sin(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \pm 1/2) \gamma^1 u(p_a, \pm 1/2) = e^{\mp i\phi} G_+ \sin(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \mp 1/2) \gamma^1 u(p_a, \pm 1/2) = \pm G_- \cos(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \pm 1/2) \gamma^3 u(p_a, \pm 1/2) = G_+ \cos(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \mp 1/2) \gamma^3 u(p_a, \pm 1/2) = \mp e^{\pm i\phi} G_- \sin(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \pm 1/2) i\sigma^{03} u(p_a, \pm 1/2) = -G_- \cos(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \mp 1/2) i\sigma^{03} u(p_a, \pm 1/2) = \pm e^{\pm i\phi} G_+ \sin(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \pm 1/2) i\sigma^{01} u(p_a, \pm 1/2) = -e^{\mp i\phi} G_- \sin(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \mp 1/2) i\sigma^{01} u(p_a, \pm 1/2) = \mp G_+ \cos(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \pm 1/2) i\sigma^{31} u(p_a, \pm 1/2) = -e^{\mp i\phi} E_- \sin(\theta/2)$$

$$\bar{u}(p_1, \mp 1/2) i\sigma^{31} u(p_a, \pm 1/2) = \mp E_+ \cos(\theta/2)$$

onde

$$E_{\pm} = \sqrt{E_1 + m_1} \sqrt{E_a + m_a} \pm \sqrt{E_1 - m_1} \sqrt{E_a - m_a}$$

e

$$G_{\pm} = \sqrt{E_1 + m_1} \sqrt{E_a - m_a} \pm \sqrt{E_1 - m_1} \sqrt{E_a + m_a}$$

(E-8)

Com as definições (E-5) temos também, no mesmo sistema,

$$p^\mu = \sqrt{s_1} E^\mu$$

$$p_a^\mu = E_a E^\mu + |\vec{p}_a| Z^\mu \quad (\text{E-9})$$

e na aproximação de altas energias (A-6)

$$p_b^\mu = p_3^\mu = \frac{S}{2\sqrt{s_1}} (E^\mu + \sin\alpha X^\mu + \cos\alpha Z^\mu) \quad (\text{E-10})$$

No limite  $t_2 = 0$ ,  $\sin \alpha = 0$  e  $\cos \alpha = -1$ , então

$$p_b^\mu = p_3^\mu = \frac{S}{s_1 - m_a^2} (p^\mu - p_a^\mu). \quad (\text{E-11})$$



A P Ê N D I C E F

PROJEÇÃO EM ONDAS PARCIAIS DO SUBSISTEMA (1 + 2) DA

REAÇÃO a + b → 1 + 2 + 3

Numa Reação de Dissociação Difractiva a+b→1+2+3, devido à propriedade de fatorização do pomeron, as amplitudes de helicidade no vértice dissociativo (a→1+2), fig. (1), independem da estrutura de spin no vértice elástico (b P 3). No sistema de coordenadas de Gottfried-Jackson, definido no sistema R12 ( $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ ), essas amplitudes são definidas por

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a} (s, s_1, t_2, \theta, \phi) = \langle p \theta \phi, \lambda_1 \lambda_2; \vec{p}_3 | A | \vec{p}_a, \lambda_a, \vec{p}_b \rangle \quad (F-1)$$

onde  $p = |\vec{p}_1| = |\vec{p}_2|$ ,  $\vec{p}_a, \vec{p}_b, \vec{p}_3$ ,  $\theta$  e  $\phi$  são mostrados na fig.(A2).

Para projetar o subsistema dissociado (1+2) em ondas parciais, devemos considerar as seguintes etapas:

I - Primeiramente definimos o estado que tem o menor conjunto de números quânticos para o sistema (1+2), (28)

$$|p \theta \phi, \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \sum_{J, M} \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} D_{M\lambda}^J(\phi, \theta, -\phi) |p J M, \lambda_1 \lambda_2 \rangle \quad (F-2)$$

onde  $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  e  $D_{\mu\lambda}^J(\phi, \theta, -\phi)$  é a matriz de rotação. A fórmula

mula inversa é

$$|p JM, \lambda_1 \lambda_2\rangle = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \int d\Omega \mathcal{D}_{M\lambda}^{J*}(\phi, \theta, -\phi) |p \theta \phi, \lambda_1 \lambda_2\rangle \quad (F-3)$$

Com estes estados podemos escrever as amplitudes de momentum angular total (J, M) e helicidades,

$$A_{\lambda_1 \lambda_2, \lambda_a}^{JM}(s, s_1, t_2) = \langle p JM, \lambda_1 \lambda_2; \vec{p}_3 | A | \vec{p}_a, \lambda_a; \vec{p}_b \rangle \quad (F-4)$$

II - A expansão das amplitudes de helicidade (F-1) em termos de (F-4), usando (F-2), fica

$$A_{\lambda_1 \lambda_2, \lambda_a}(s, s_1, t_2, \theta, \phi) = \sum_{JM} \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \mathcal{D}_{M\lambda}^{J*}(\phi, \theta, -\phi) A_{\lambda_1 \lambda_2, \lambda_a}^{JM}(s, s_1, t_2) \quad (F-5)$$

e a relação inversa é dada por

$$A_{\lambda_1 \lambda_2, \lambda_a}^{JM}(s, s_1, t_2) = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \int d\Omega \mathcal{D}_{M\lambda}^{J*}(\phi, \theta, -\phi) A_{\lambda_1 \lambda_2, \lambda_a}(s, s_1, t_2, \theta, \phi). \quad (F-6)$$

Para definir amplitudes com paridade (P) e normalidade ( $\pm$ ) definidas introduzimos os estados correspondentes:

$$|p JM, \lambda_1 \lambda_2\rangle_{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |p JM, \lambda_1 \lambda_2\rangle \pm N_{12} |p JM, -\lambda_1, -\lambda_2\rangle \} \quad (F-7)$$

onde  $N_{12}$  é a normalidade do sistema (1+2) definida por, (8)  
(16),

$$N_{12} = \eta_1 \eta_2 (-1)^{\delta_1 + \delta_2 - \nu_{12}} \quad (F-8)$$

onde  $n_1, n_2, s_1$  e  $s_2$  são as paridades intrínsecas e os spins das partículas 1 e 2 respectivamente, e  $\nu_{12} = 0$  para  $J = \text{inteiro}$  e  $\nu_{12} = 1/2$  para  $J$  semi inteiro (ímpar). As paridades dos estados definidos acima são

$$P = \pm (-1)^{J - \nu_{12}} \quad (F-9)$$

As amplitudes de helicidade correspondentes aos estados (F-7) são

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM, \pm}(s, s_1, t_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM}(s, s_1, t_2) \pm N_{12} A_{-\lambda_1, -\lambda_2, \lambda_a}^{JM}(s, s_1, t_2) \} \quad (F-10)$$

Das equações (F-6) e (F-10) e usando

$$D_{M\lambda}^{*J}(\phi, \theta, -\phi) = e^{-i(M-\lambda)\phi} d_{M\lambda}^J(\theta)$$

obtemos

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM, \pm}(s, s_1, t_2) = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} \int d\Omega \{ e^{-i(M-\lambda)\phi} d_{M\lambda}^J(\theta) A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}(s, s_1, t_2, \theta, \phi) \pm N_{12} e^{-i(M+\lambda)\phi} d_{M-\lambda}^J(\theta) A_{-\lambda_1, -\lambda_2, \lambda_a}(s, s_1, t_2, \theta, \phi) \} \quad (F-11)$$

III - A conservação da paridade nas interações fortes permite-nos obter restrições sobre o número de elementos independentes nas amplitudes de helicidade. A fim de obter essas condições construímos as amplitudes de helicidade no sistema de repouso do centro de massas (SCM) ( $\vec{p}_a + \vec{p}_b = 0$ ). De acordo com a refs. (16) e (30), construímos primeiramente estados de duas partículas, com J e M definidos, no (SCM). Fazendo  $\vec{p}_{12} = |\vec{p}_{12}| \hat{z}$ , o operador  $H(p_{12}) = R_{0,0,0} Z_{p_{12}}$  representa uma transformação de Lorentz na direção z.

Os estados acima mencionados são

$$|p_{12}; JM; \lambda_1 \lambda_2\rangle = H(p_{12}) |p; JM, \lambda_1 \lambda_2\rangle \quad (F-12)$$

Notemos que M é a helicidade do subsistema (1,2) porque

$$J_z = \frac{\vec{J} \cdot \vec{p}_{12}}{p_{12}}$$

Como o operador paridade P e o operador de transformação de Lorentz  $H(p_{12})$  comutam, e

$$P |p; JM, \lambda_1 \lambda_2\rangle = \eta_1 \eta_2 (-1)^{J-\delta_1-\delta_2} |p; JM, -\lambda_1, -\lambda_2\rangle \quad (F-13)$$

temos para os estados de duas partículas definidos em (F-12)

$$P |p_{12}; JM, \lambda_1 \lambda_2\rangle = \eta_1 \eta_2 (-1)^{J-\delta_1-\delta_2} |p_{12}; JM, -\lambda_1, -\lambda_2\rangle \quad (F-14)$$

Podemos também construir os estados

$$|p_{12}; J M, \lambda_1 \lambda_2 \rangle_{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |p_{12}; J M, \lambda_1 \lambda_2 \rangle_{\pm} \pm N_{12} |p_{12}; J M, -\lambda_1, -\lambda_2 \rangle \} \quad (F-15)$$

Um sistema de coordenadas convenientes para os nossos propósitos imediatos é obtido escolhendo-se

$$\vec{p}_a = \vec{p}_a(\theta_0, \phi_0) \text{ e } \vec{p}_{12} = \vec{p}_{12} \hat{z}$$

no SCM, como se vê na fig. (37). Neste sistema de coordenadas particular podemos definir os estados de helicidade de três partículas, de acordo com as refs. (16) e (30),

$$|p_{12}, 00; J M(\lambda_1 \lambda_2), \lambda_3 \rangle_{(\pm)} = |p_{12}; J M, \lambda_1 \lambda_2 \rangle_{(\pm)} \otimes |-p_3, \lambda_3 \rangle \quad (F-16)$$

temos  $\vec{p}_{12}(\theta = 0, \phi = 0) = -\vec{p}_3$ , assim as helicidades desses estados são dadas por  $\Lambda = M - \lambda_3$ .

Como foi discutido no início deste apêndice, os spins das partículas (b) e (3) são irrelevantes no contexto das reações de dissociação difrativa, o que é equivalente, a fazer  $\lambda_b = \lambda_3 = 0$ .

Podemos agora escrever as amplitudes de helicidade, no sistema de referência mostrado na fig. (37), cuja expan-

são em ondas parciais  $\tilde{e}$  dada por

$$\begin{aligned} & \langle p_{12}, 00; J M(\lambda_1 \lambda_2) | A | p_a, \theta_0, \phi_0; \lambda_a \rangle_{(\pm)} = \\ & = \sum_j \left( \frac{2j+1}{4\pi} \right) \mathcal{D}_{M\lambda_a}^j(\phi_0, \theta_0, -\phi_0) \langle p_{12}, J M(\lambda_1 \lambda_2) | A^j | p_a, \lambda_a \rangle_{(\pm)} \end{aligned} \quad (F-17)$$

onde  $j$ , o momentum angular total, e  $j_z$  são quantidades conservadas.

Como a paridade  $\tilde{e}$  é conservada, analogamente às reações com duas partículas no estado final, e lembrando que  $M$  é a helicidade do subsistema (1, 2), temos

$$\langle p_{12}, J, -M(-\lambda_1, -\lambda_2) | A^j | p_a, -\lambda_a \rangle_{(\pm)} = \eta \langle p_{12}, J M(\lambda_1, \lambda_2) | A^j | p_a, \lambda_a \rangle_{(\pm)} \quad (F-18)$$

onde

$$\eta = \eta_a \eta_{12} (-1)^{J-\delta_a} \quad (F-19)$$

e

$$\eta_{12} = \eta_1 \eta_2 (-1)^{\delta_1 + \delta_2 - J} \quad (F-20)$$

De (F-17) e (F-18) obtemos a seguinte relação

$$\begin{aligned} & \langle p_{12}, 00, J, -M(-\lambda_1, -\lambda_2) | A | p_a, \theta_0, 0, -\lambda_a \rangle_{(\pm)} = \\ & = \eta(-1)^{M-\lambda_a} \langle p_{12}, 00, J M(\lambda_1, \lambda_2) | A | p_a, \theta_0, 0, \lambda_a \rangle_{(\pm)} \end{aligned} \quad (F-21)$$

onde o plano de produção (definido por  $\vec{p}_a, \vec{p}_b$  e  $\vec{p}_3$ ) fixa o plano xz, isto é,  $\phi_0 = 0$ .

Voltando ao sistema de Gottfried-Jackson no R12, as relações acima ficam

$$A_{-\lambda_1, -\lambda_2, -\lambda_a}^{J, -M, \pm}(s, s_1, t_2) = \eta(-1)^{M-\lambda_a} A_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_a}^{J, M, \pm}(s, s_1, t_2) \quad (F-22)$$

e levando (F-22) em (F-11)

$$A_{-\lambda_1, -\lambda_2, -\lambda_a}^{J, -M, \pm}(s, s_1, t_2; \theta, \phi) = \eta(-1)^{\lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_a} A_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_a}^{J, M, \pm}(s, s_1, t_2, \theta, -\phi) \quad (F-23)$$

IV - Outras relações podem ser obtidas devido à normalidade ( $\pm$ ) das amplitudes. De (F-7) temos

$$|p^{J M, -\lambda_1, -\lambda_2}\rangle_{(\pm)} = \pm N_{12} |p^{J M, \lambda_1, \lambda_2}\rangle_{(\pm)} \quad (F-24)$$

Logo as amplitudes (F-10) satisfazem a relação

$$A_{-\lambda_1, -\lambda_2, \lambda_a}^{J M, \pm}(s, s_1, t_2) = \pm N_{12} A_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_a}^{J M, \pm}(s, s_1, t_2), \quad (F-25)$$

V - As amplitudes de helicidade das Reações de Dissociação Difractiva, dadas pelo Modelo Deck a Três Componentes, no sistema de coordenadas de Gottfried-Jackson definido no  $R_{12}$ , devido à convenção de rotações de Jacob-Wick (28) usada neste trabalho, contem um fator de fase explícito:

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{J M, \pm}(s, s_1, t_2, \theta, \phi) = e^{-i(\lambda - \lambda_a)\phi} \bar{A}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{J M, \pm}(s, s_1, t_2, \theta, \phi) \quad (F-26)$$

onde  $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ . Com esta propriedade as amplitudes (F-11) podem ser reescritas na forma

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{J M, \pm}(s, s_1, t_2) = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} \int d\Omega e^{-i(M-\lambda_a)\phi} \{d_{M\lambda}^J(\theta) \bar{A}_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{J M, \pm}(\theta, \phi) \pm N_{12} d_{M, -\lambda}^J(\theta) \bar{A}_{-\lambda_1, -\lambda_2, \lambda_a}^{J M, \pm}(\theta)\} \quad (F-27)$$

VI - Amplitudes de espalhamento com momentum angular orbital  $L$ ,  $J$ ,  $N$  e  $P$  do sistema  $(1 + 2)$  definidos:

Com os estados

$$|J M; L, \delta\rangle (\pm) = \sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} C_{0\lambda}^{L\delta J} C_{\lambda_1 -\lambda_2}^{\delta_1 \delta_2 \delta} |J M; \lambda_1 \lambda_2\rangle (\pm) \quad (F-28)$$

onde  $\vec{\delta} = \vec{\delta}_1 + \vec{\delta}_2$  e  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{\delta}$ , definimos as amplitudes

$$A_{(L\delta)\lambda_a}^{J M, \pm}(s, s_1, t_2) = \sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} C_{0\lambda}^{L\delta J} C_{\lambda_1 -\lambda_2}^{\delta_1 \delta_2 \delta} A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{J M, \pm}(s, s_1, t_2). \quad (F-29)$$



Daqui em diante consideraremos somente os casos em que  $s_2 = 0$ . Nestes casos  $s = s_1$ ,  $\lambda_2 = 0$  e  $\lambda = \lambda_1$ . Usando

$$C_{\lambda_1 0 \lambda_1}^{s_1 0 s_1} = 0 \quad \text{e} \quad C_{0 -\lambda_1, -\lambda_1}^{L s_1 J} = (-1)^{J-L-s_1} C_{0 \lambda_1 \lambda_1}^{L s_1 J}$$

e a relação (F-25) obtemos de (F-29)

$$A_{(L)\lambda_a}^{JM, \pm} = \sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} [1 \pm N_{12}(-1)]^{J-L-s_1} \sum_{|\lambda_1|} C_{0|\lambda_1||\lambda_1|}^{L s_1 J} A_{|\lambda_1|, \lambda_a}^{JM, \pm} \quad (F-30)$$

Levando (F-22) em (F-30) obtemos a relação

$$A_{(L), -\lambda_a}^{J, -M, \pm} = \pm N_{12} \eta(-1)^{M-\lambda_a} A_{(L)\lambda_a}^{JM, \pm} \quad (F-31)$$

VII - Seções de Choque de Ondas Parciais. Invertendo-se as relações (F-11) e (F-29) obtemos

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM, \pm}(s, s_1, t_2; \theta, \phi) = \sum_{JM} \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} \mathcal{D}_{M\lambda}^{J*}(\phi, \theta, -\phi) \{ A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM+}(s, s_1, t_2) + A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM-}(s, s_1, t_2) \} \quad (F-32)$$

$$A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM, \pm}(s, s_1, t_2) = \sum_{L, s} \sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} C_{0\lambda\lambda}^{-L s J} C_{\lambda_1 -\lambda_2 \lambda}^{s_1 s_2 s} A_{(Ls)\lambda_a}^{JM, \pm}(s, s_1, t_2)$$

Da ortogonalidade das matrizes de rotação,

$$\int d\Omega \mathcal{D}_{M'\lambda}^{J'*}(\phi, \theta, -\phi) \mathcal{D}_{M\lambda}^J(\phi, \theta, -\phi) = \frac{4\pi}{2J+1} \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \quad (\text{F-34})$$

obtemos

$$\int d\Omega |A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM+}(\theta, \phi) + A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM-}|^2 = \frac{1}{2} \sum_{JM} |A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM+} + A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM-}|^2 \quad (\text{F-35})$$

Usando a relação de completicidade dos coeficientes de Clebsch-Gordan

$$\sqrt{\frac{2L'+1}{2J+1}} \sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} C_{0\lambda\lambda}^{L'\delta'J} C_{\lambda_1, -\lambda_2, \lambda}^{\delta_1 \delta_2 \delta'} C_{0\lambda\lambda}^{L\delta J} C_{\lambda_1, -\lambda_2, \lambda}^{\delta_1 \delta_2 \delta} = \delta_{LL'} \delta_{\delta\delta'} \quad (\text{F-36})$$

temos

$$\sum_{\lambda_1 \lambda_2} |A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM+} + A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM-}|^2 = \sum_{L, \delta} |A_{(L\delta)\lambda_a}^{JM+} + A_{(L\delta)\lambda_a}^{JM-}|^2. \quad (\text{F-37})$$

De (F-35) e (F-37) obtemos

$$\sum_{\lambda_1 \lambda_2} \int d\Omega |A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM+}(\theta, \phi) + A_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_a}^{JM-}|^2 = \frac{1}{2} \sum_{JM} \sum_{L\delta} |A_{(L\delta)\lambda_a}^{JM+} + A_{(L\delta)\lambda_a}^{JM-}|^2.$$

Com isso, a seção de choque (A-46) fica

$$\frac{d\sigma}{dt_2} = c \int ds_1 \frac{\lambda^{1/2}(s_1, m_1^2, m_2^2)}{s_1} \frac{1}{(2s_a + 1)} \sum_{\lambda_a} \frac{1}{2} \sum_{JM} \sum_{L\delta} |A_{(L\delta)\lambda_a}^{JM+} + A_{(L\delta)\lambda_a}^{JM-}|^2 .$$

(F-38)

B I B L I O G R A F I A

1. G. Alberi and G. Goggi, Phys. Reports 74, N° 1, (1981) 1.
2. S.D. Drell and K. Hiida, Phys. Rev. Lett. 7, (1961) 199.  
B.T. Deck, Phys. Rev. Lett. 13, (1964) 169.
3. E.L. Berger, Phys. Rev. Lett. 21, (1968) 701.
4. C. Broll, Tese, Université de Paris 7, (1976).
5. V.A. Tsarev, Phys. Rev. D11, (1975) 1864.  
E.L. Berger and P. Pirilä, Phys. Rev. D12, (1975) 3448.  
L.A. Panomarev, ITEP preprint - URSS, 18 (1977).
6. F. Hayot, A. Morel, A. Santoro and M. Souza, Lettere al Nuovo Cimento 18, (1977) 185.
7. G. Cohen - Tannoudji, A. Santoro and M. Souza, Nucl. Phys. 125B, (1977) 445.  
G. Cohen - Tannoudji, D. Levy and M. Souza, Nucl. Phys. B129 (1977) 286.
8. P.D.B. Collins, "An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics", Cambridge University Press (1977).
9. G.F. Chew, "S - Matrix Theory of Strong Interactions", W.A. Benjamin Inc. (N.Y.) (1961).  
B. de Witt and M. Jacob (eds), "High Energy Physics", Les Houches Lectures, Gordon and Breach, (1965).

10. A.F.S. Santoro, "Dualidade e Bolas de Grude", Monografia, CBPF-MO-002 (1983).  
F. Caruso, "Bolas de Gluons em  $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$ ", Tese de Mestrado - CBPF, (1983).  
F. Caruso, C.O. Escobar, A.F.S. Santoro and M.H.G. Souza, Phys. Rev. D30 (1984) 69.  
A.C. Antunes and F. Caruso, " $\gamma p \rightarrow F^+ F^- p$  Reactions as a Possible Test for  $0^{++}$  Glueball State", Notas de Física, CBPF-NF-037 (1984).
11. D.R.O. Morrison, Phys. Lett. 22 (1966) 528 and Phys. Rev. 165 (1968) 1699.
12. G. Oter, Acta Physica Pol. B3, (1972) 809.
13. F.D. Gault and H.F. Jones, Nucl. Phys. B30, (1971) 68.  
P.D.B. Collins and F.D. Gault, Nucl. Phys. B112 (1976) 483.
14. M.H.G. Souza, Thèse, Université Paris - Sud (1977).
15. A.C.B. Antunes, A.F.S. Santoro and M.H.G. Souza, "Systematic of Slopemass Correlations in Diffractive Dissociation Reactions", Notas de Física, CBPF-NF-059 (1984).
16. A.D. Martin and T.D. Spearman, "Elementary Particle Theory", North-Holland Publ. Co., (1970).
17. G. Veneziano, Nuovo Cimento 57A, (1968) 190.
18. A.C.B. Antunes, A.F.S. Santoro and M.H.G. Souza, Rev. Bras. Fis., Vol. 13, Nº 3, (1983) 415.

19. A.C.B. Antunes, A.F.S. Santoro and M.H.G. Souza, Rev. Bras. Fis., Vol. 13, Nº 4 (1983) 601.
20. A.C.B. Antunes and F. Caruso, "Deuteron Diffractive Dissociation", Rev. Bras. Fis. Vol. 14, Nº 2 (1984).
21. M. Gourdin et al., Nuovo Cimento 37 (1965) 3240.  
G.W. Barry, Ann. of Phys. 73 (1972) 482.
22. G. Oter et al., Nucl. Phys. B106 (1976) 77.
23. A.M. Endler, M.A.R. Monteiro, A.F.S. Santoro and M.H.G. Souza, Z. Physik C, 7 (1981) 137.
24. A.M. Endler, F. Marroquim, U. Idschok and B. Schröder, "Slope - Mass - Decay Angle Correlation in the Diffraction Dissociation Reaction  $pp \rightarrow (\Delta^{++} \pi^-)p$  at 24 GeV/c", (1979). (comunicação particular).
25. E. Byckling and K. Kajantie, "Particle Kinematics", John Wiley and Sons-London (1972).
26. W. Rarita and J. Schwinger, Phys. Rev. 60 (1941) 61.  
P.A. Carruthers, "Spin and Isospin in Particle Physics", Gordon and Breach Science Publishers, N.Y.-London-Paris (1971).  
P.R. Anvil and J.J. Brehm, Phys. Rev. 145 (1964) 1152.
27. R.E. Behrends and C. Fronsdal, Phys. Rev. 106, (1957) 345.
28. M. Jacob and G.C. Wick, Ann of Phys. 7 (1959) 404.

29. M.D. Scadron, Phys. Rev. 165 (1968) 1640.

30. G.C. Wick, Ann. of Phys. (N.Y.) 18 (1962) 65.

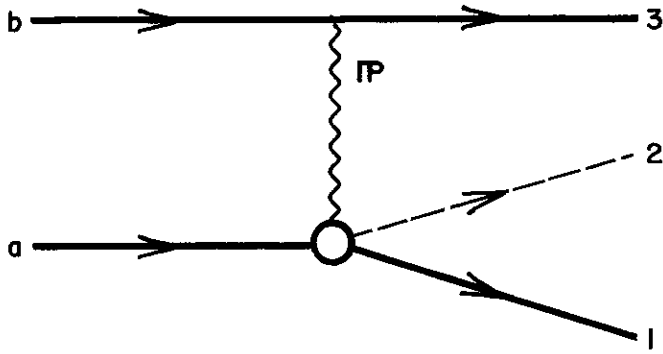


Fig. 1

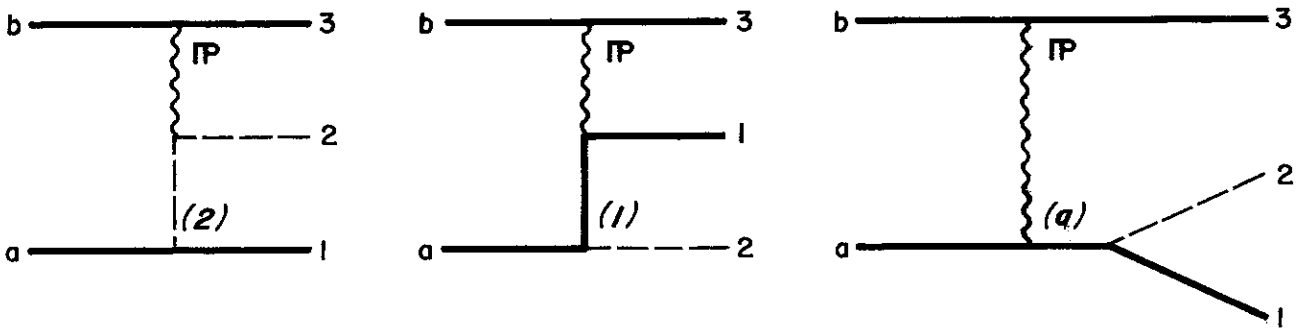


Fig. 2

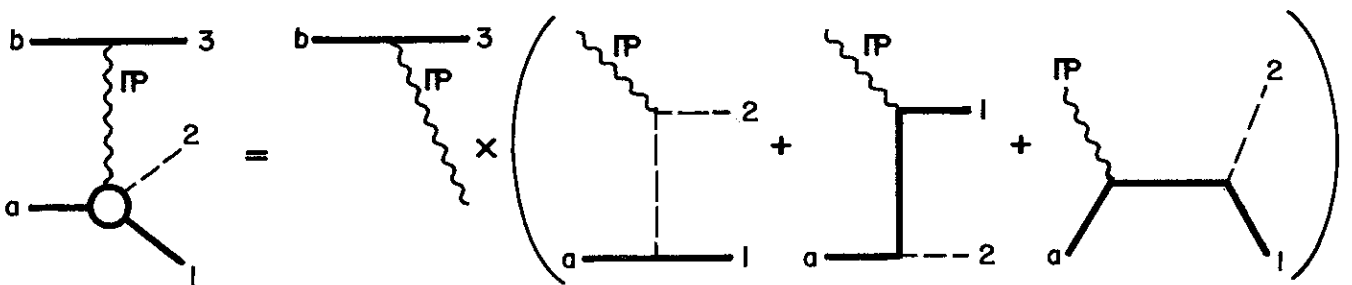


Fig. 4



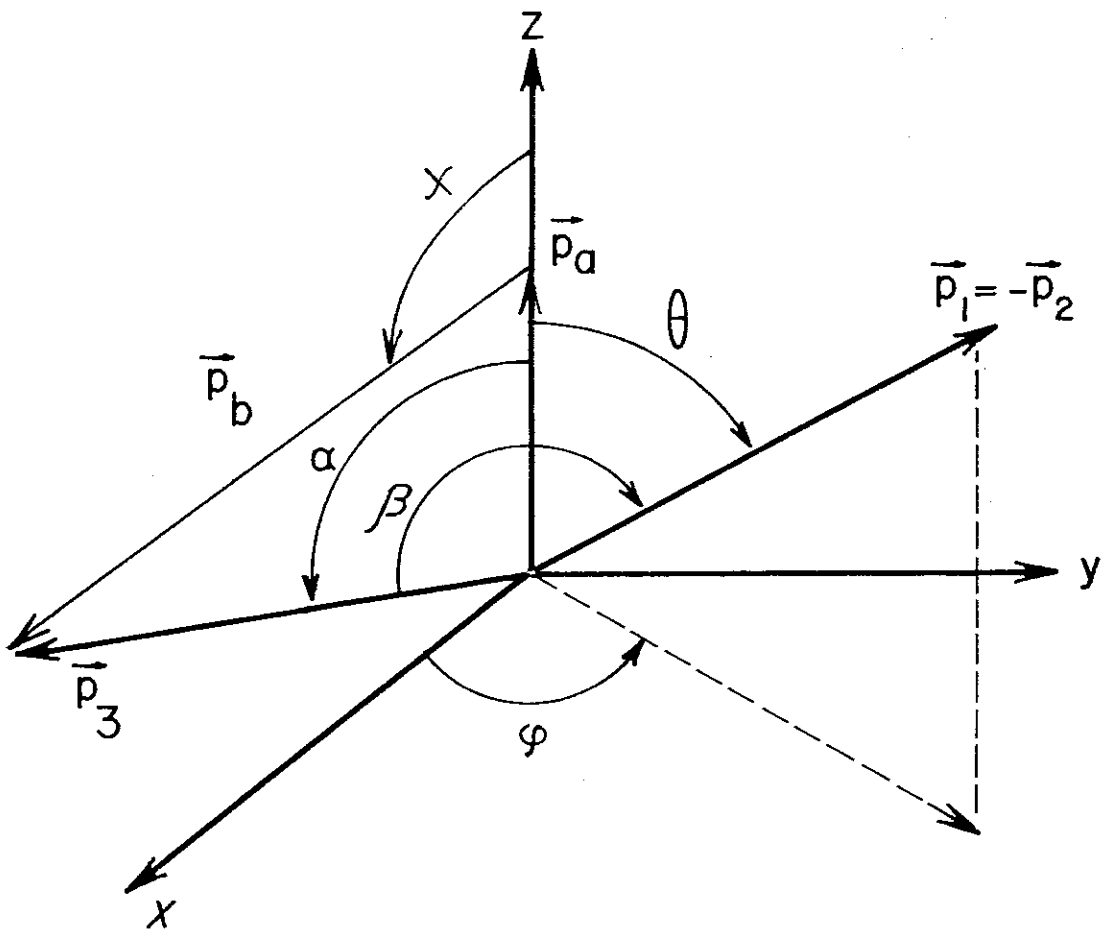


Fig. 3

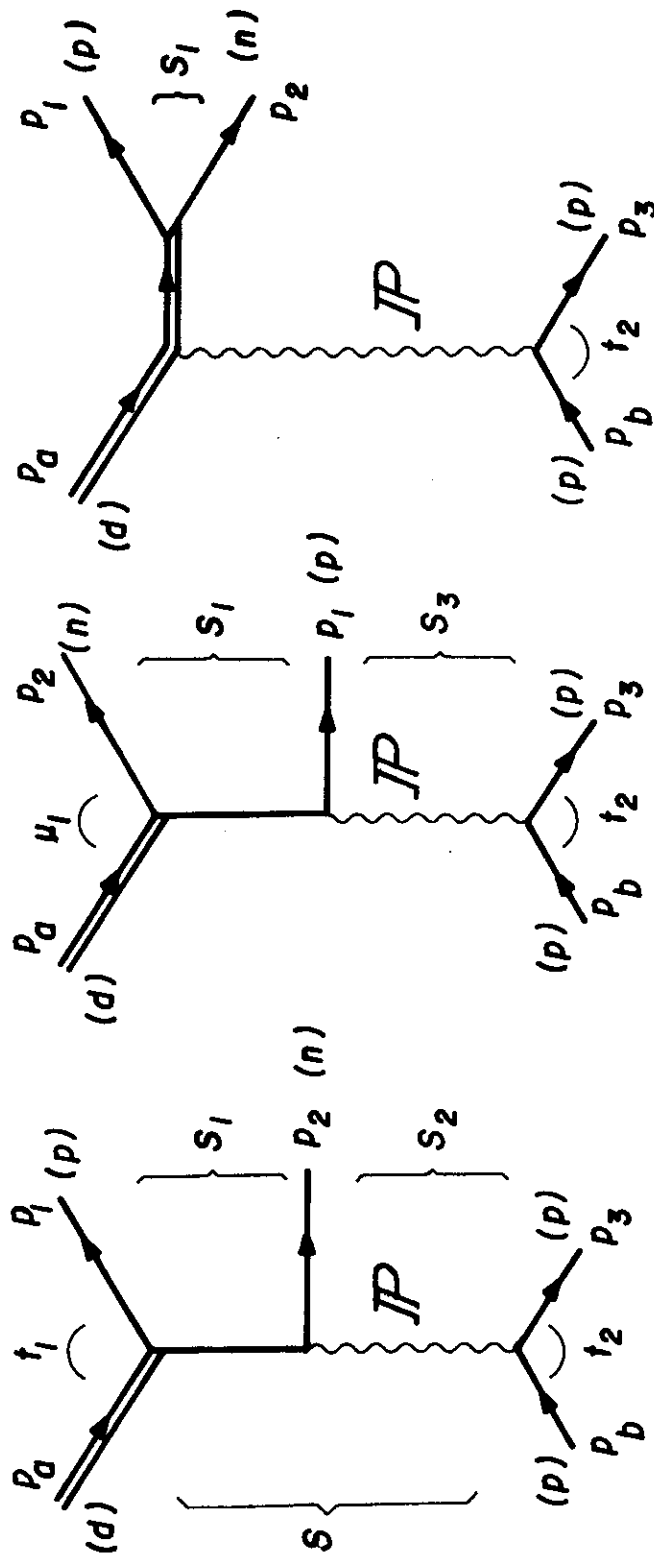


FIG. 5

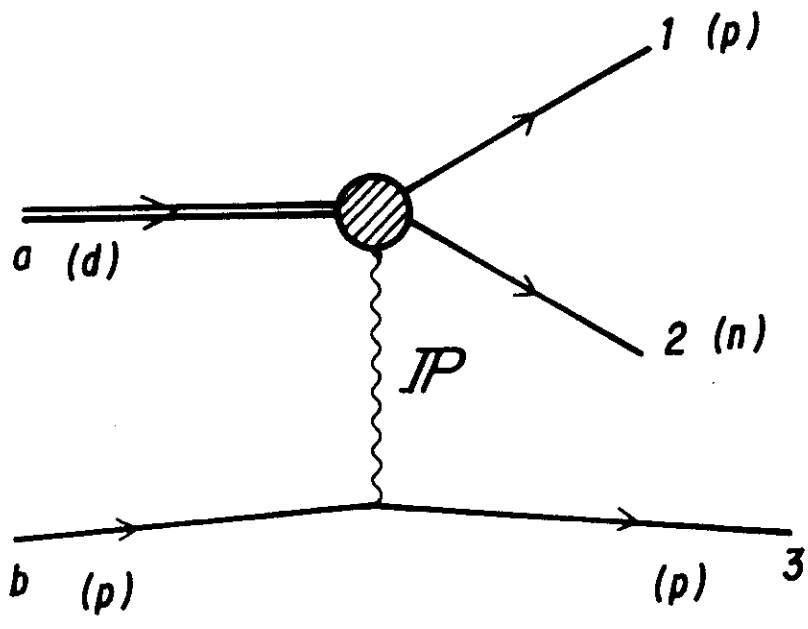


Fig. 6

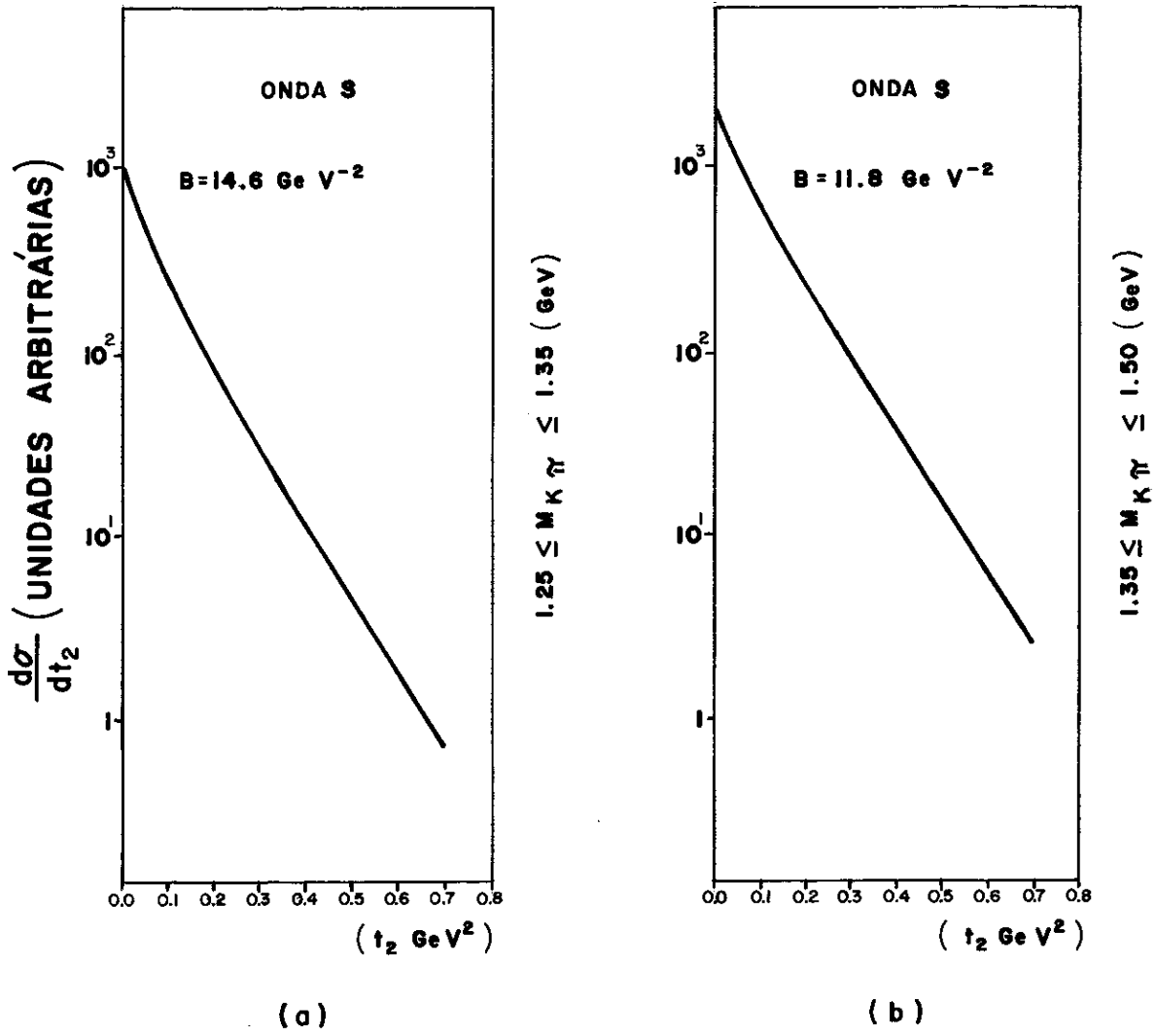


Fig. 7

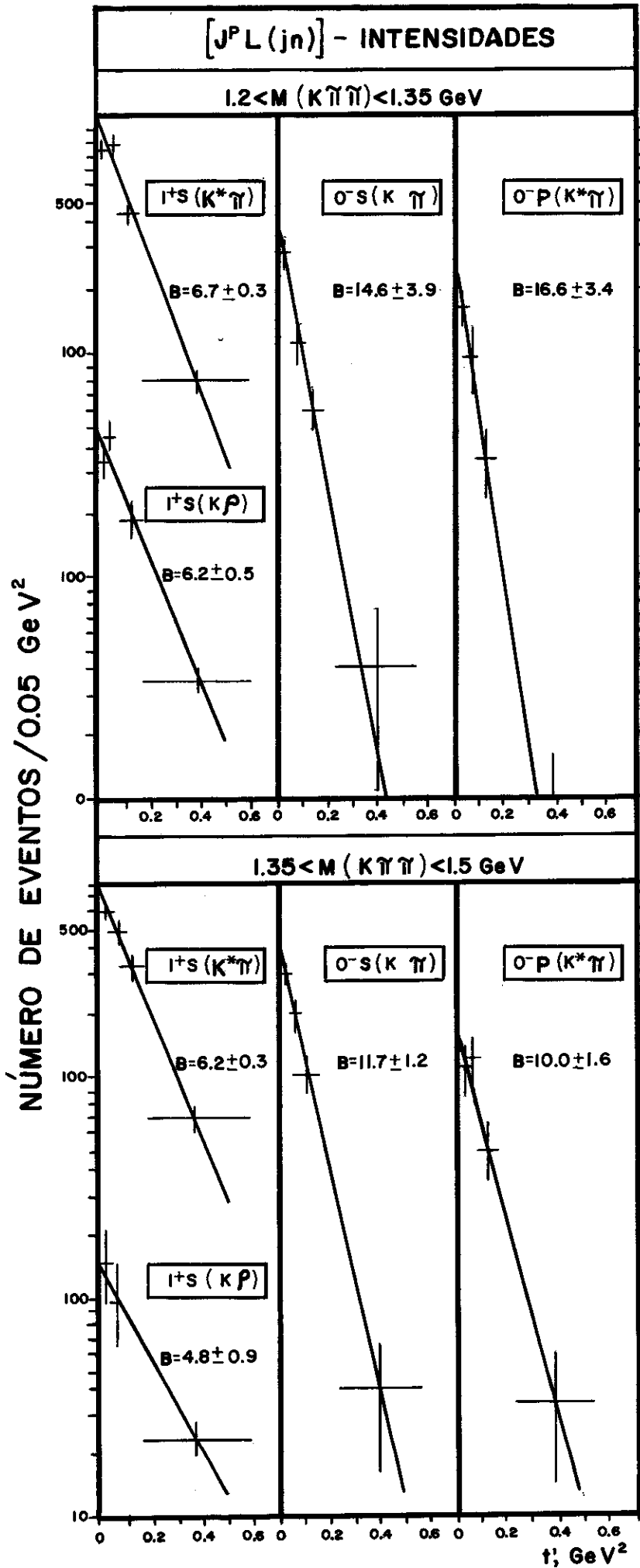
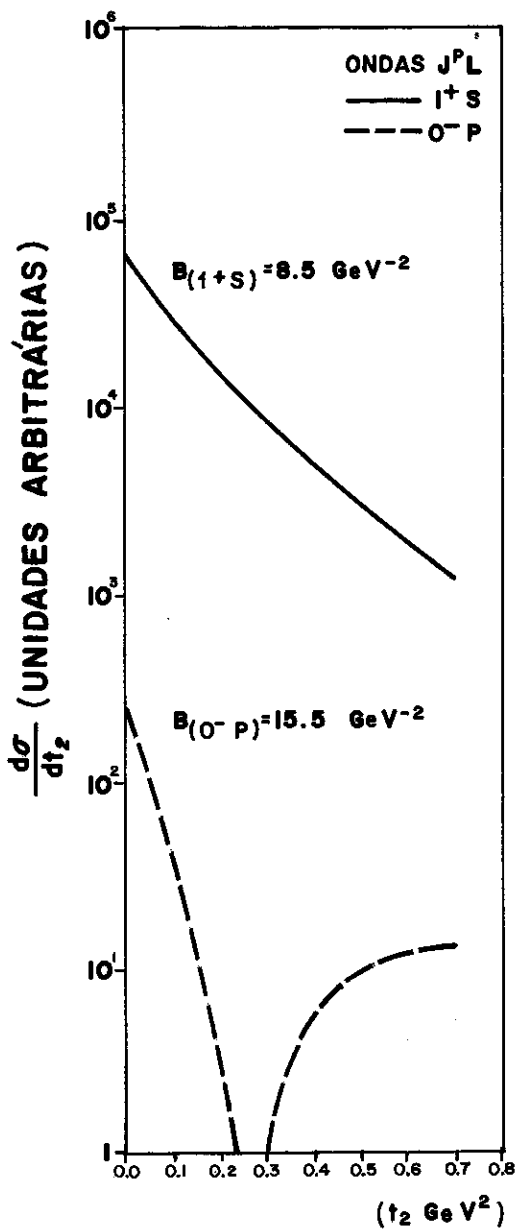
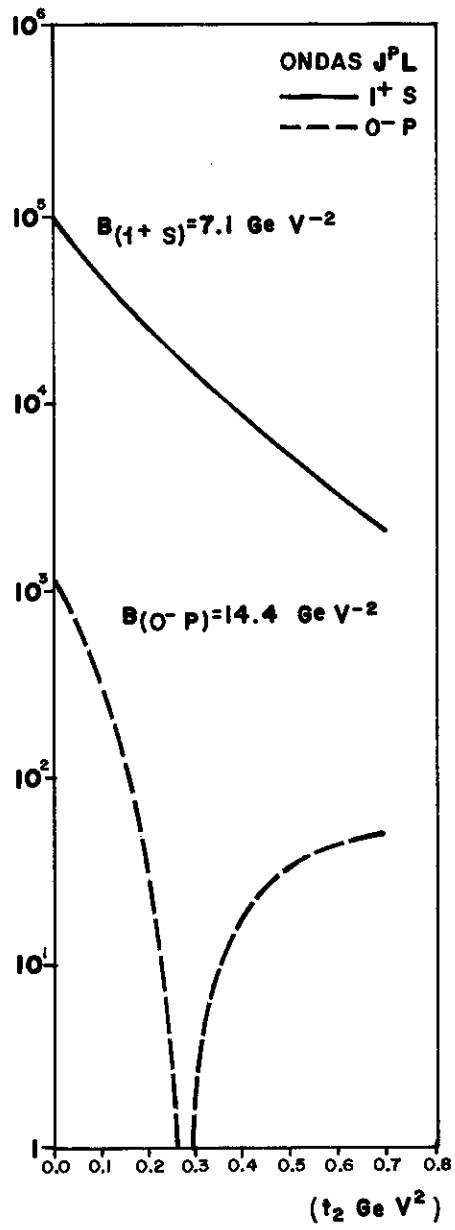


Fig. 8

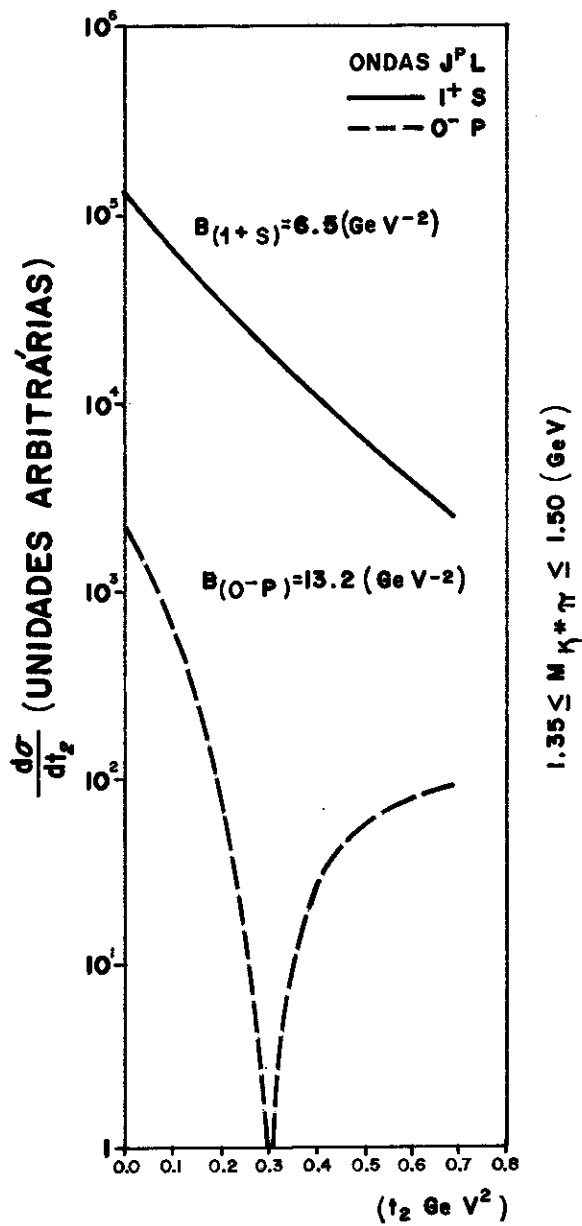


(a)



(b)

Fig. 9



(c)

Fig. 9

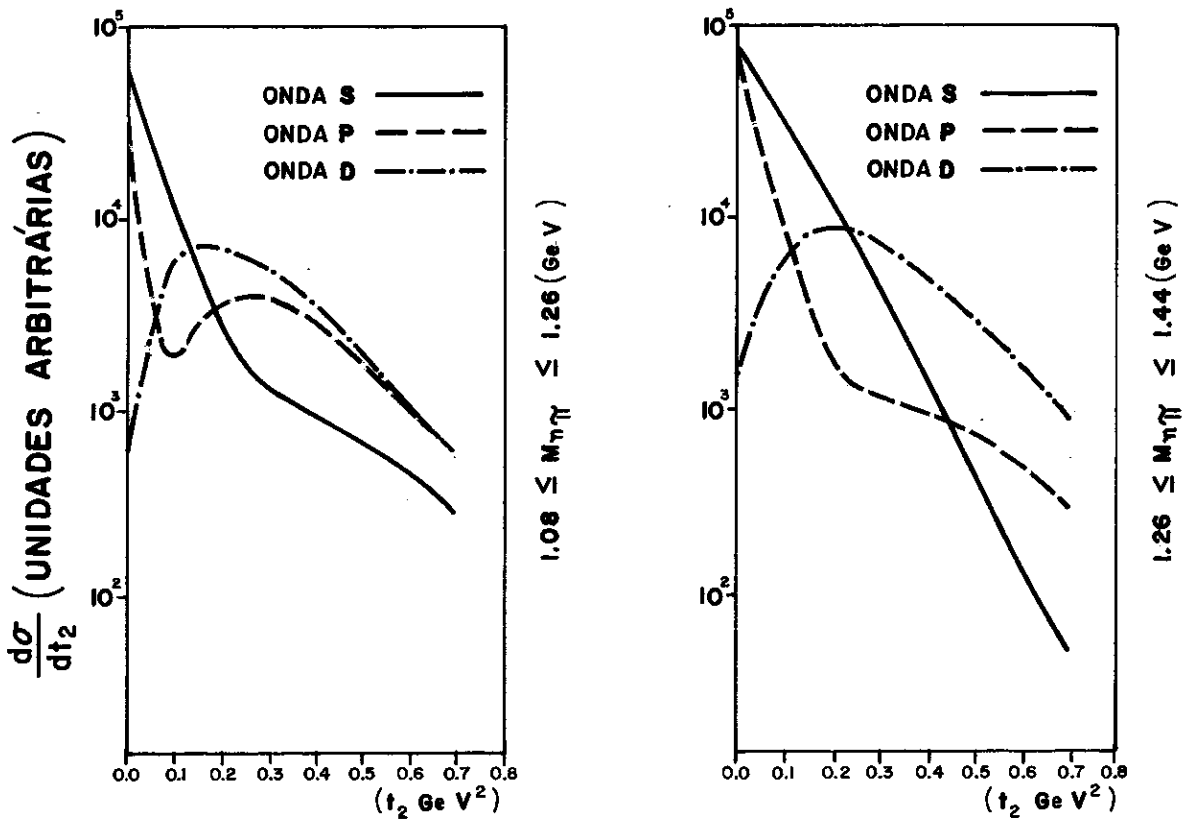


Fig. 10



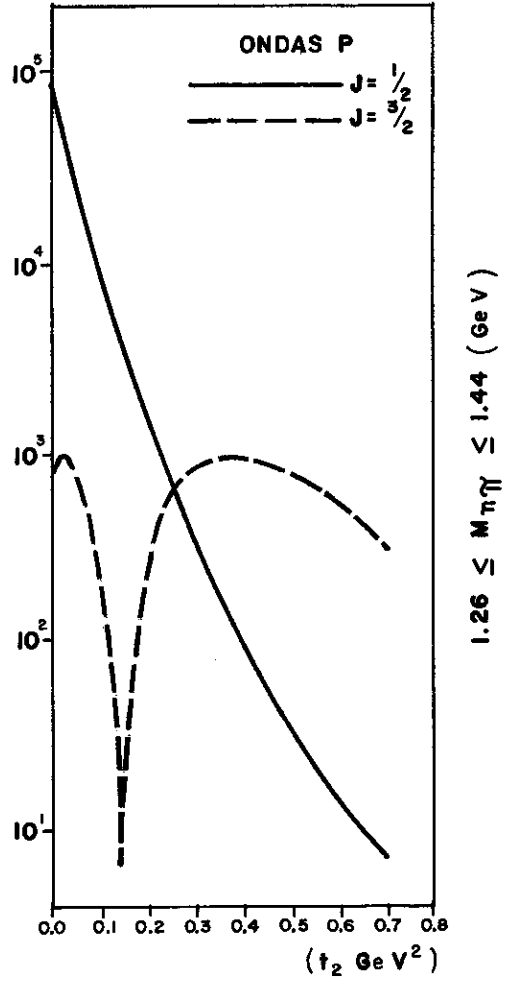
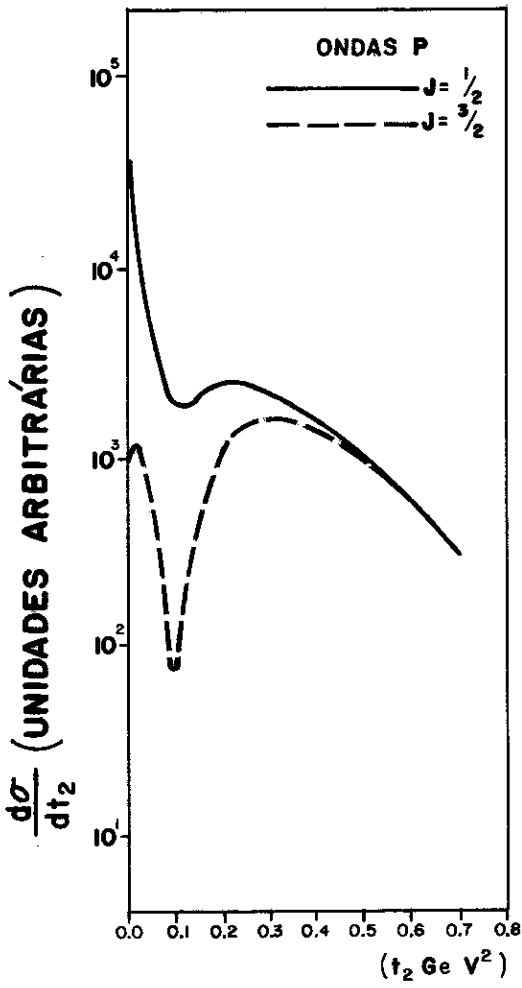


Fig. 11

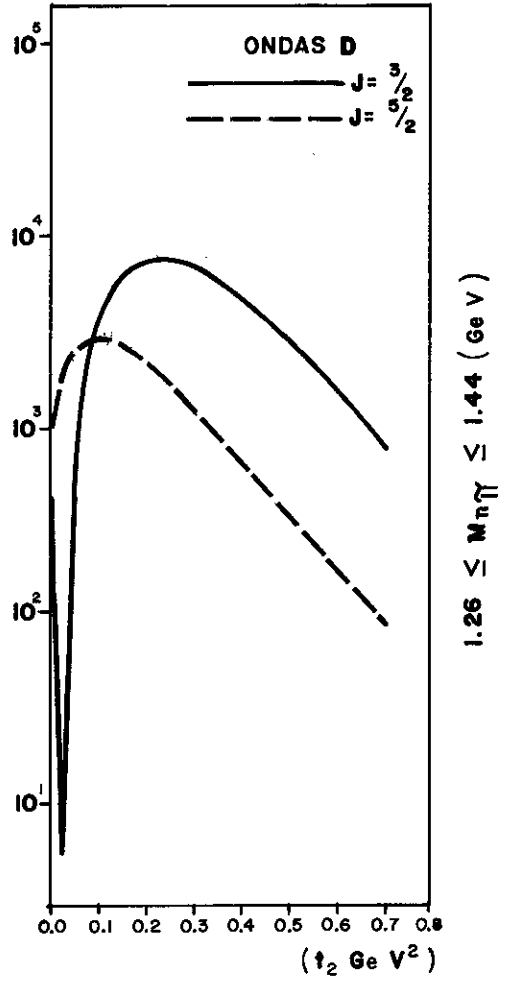
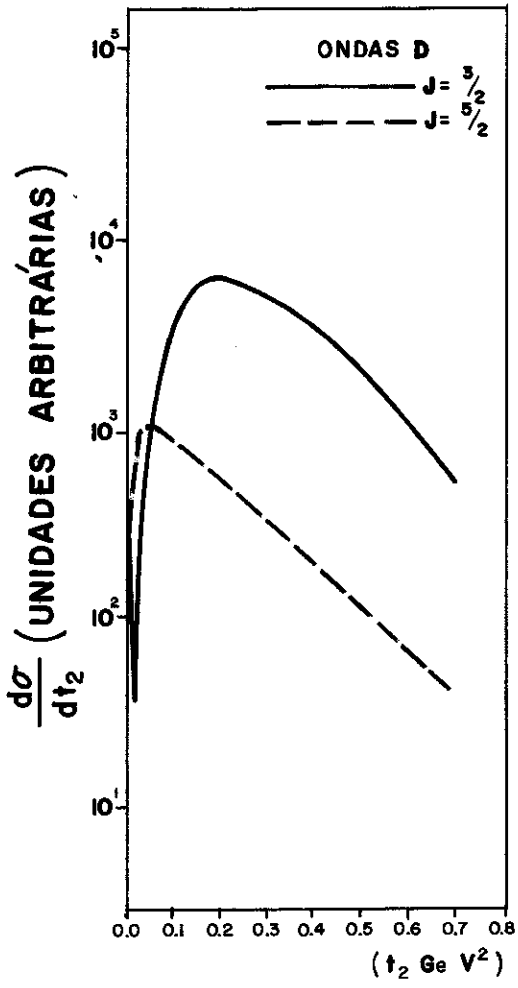


Fig. 12

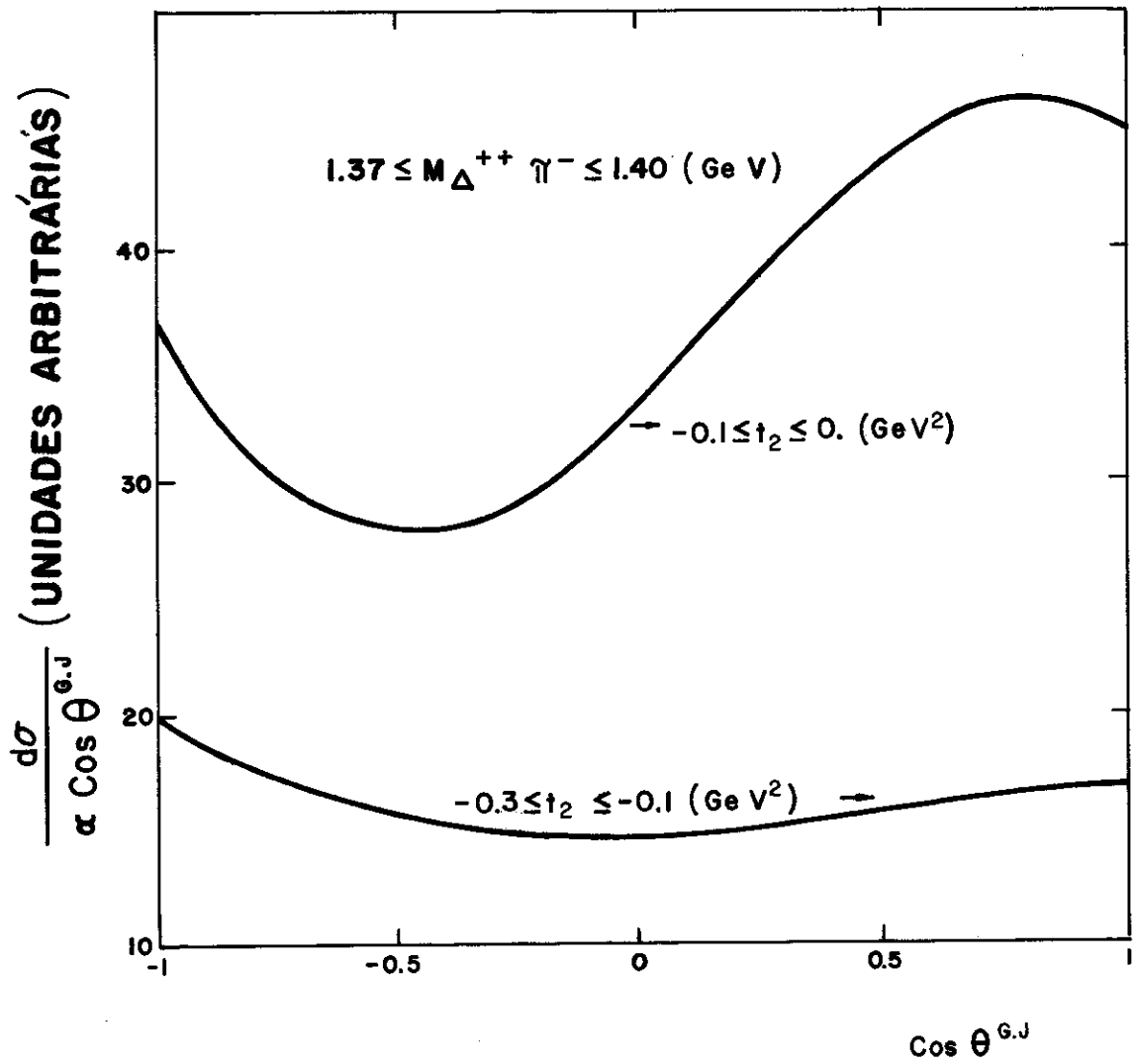


Fig. 13

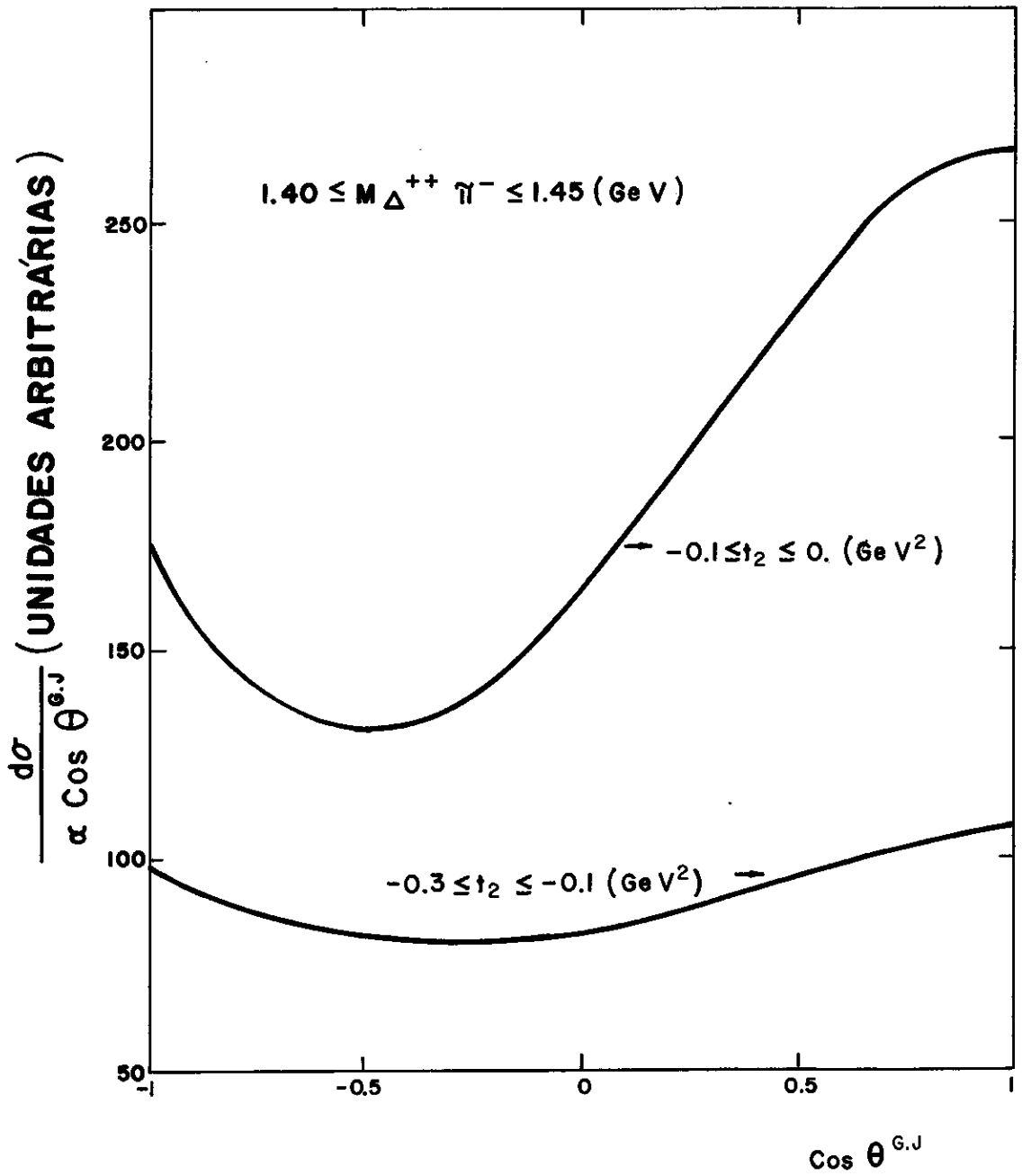


Fig. 14

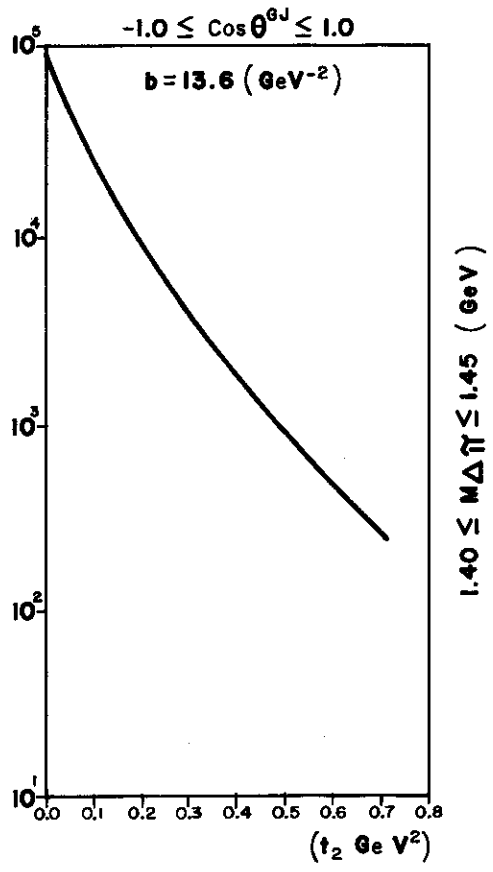
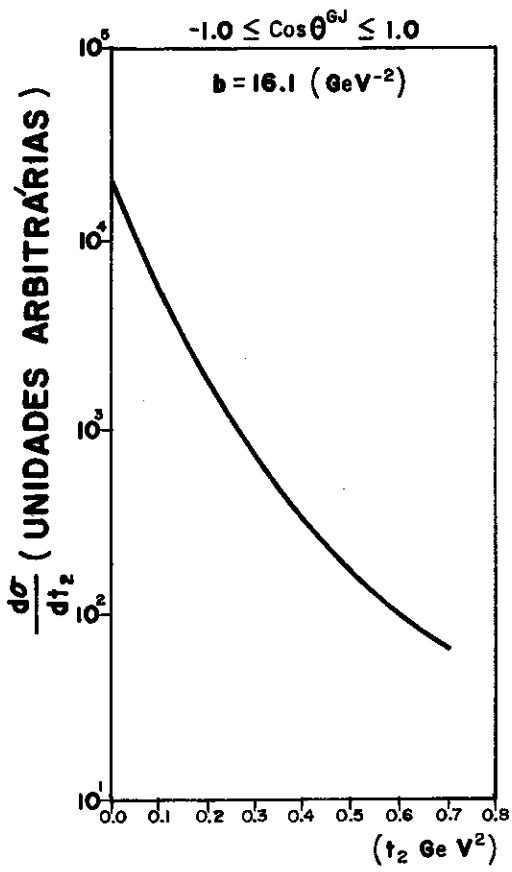


Fig. 15

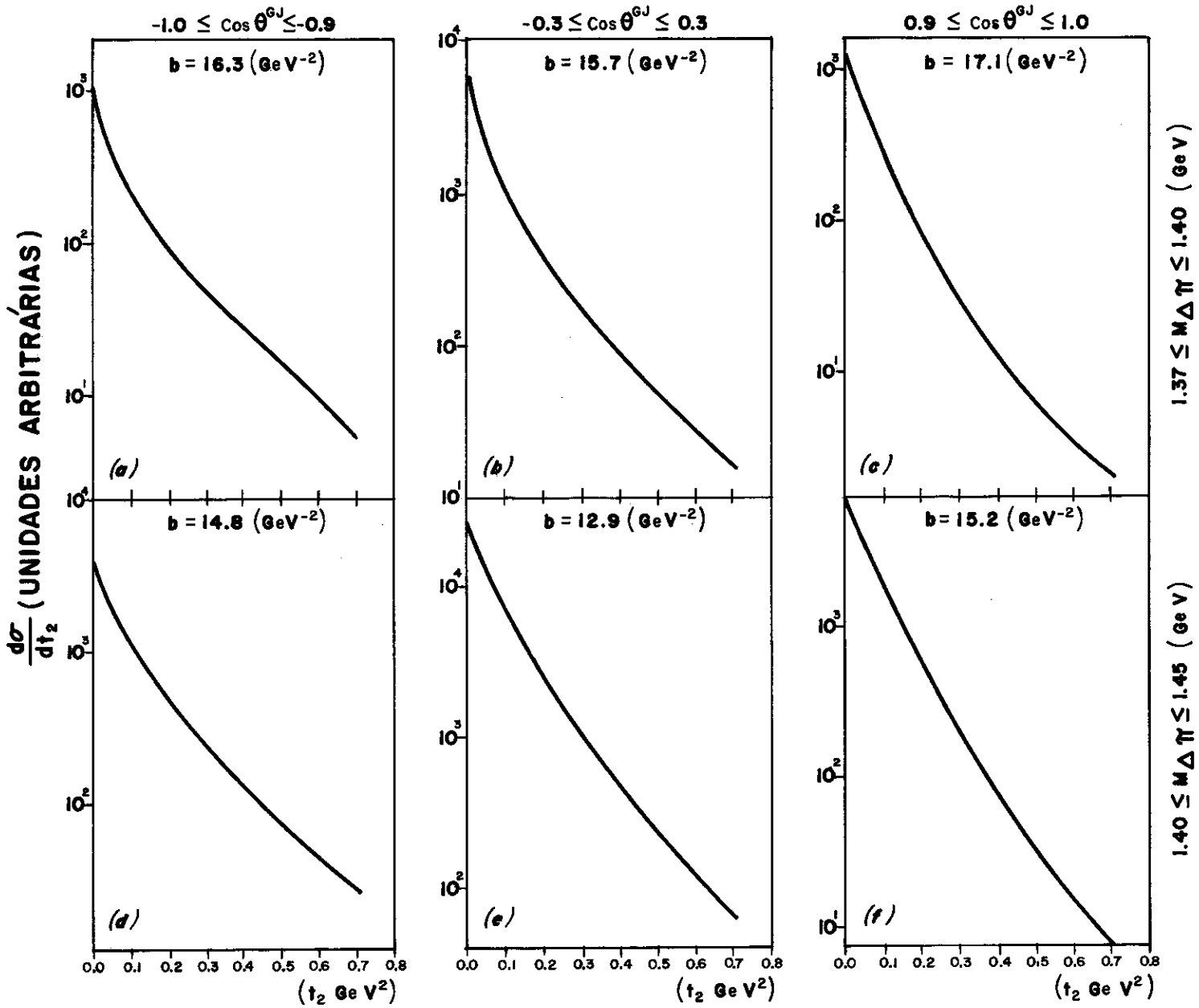


Fig. 16

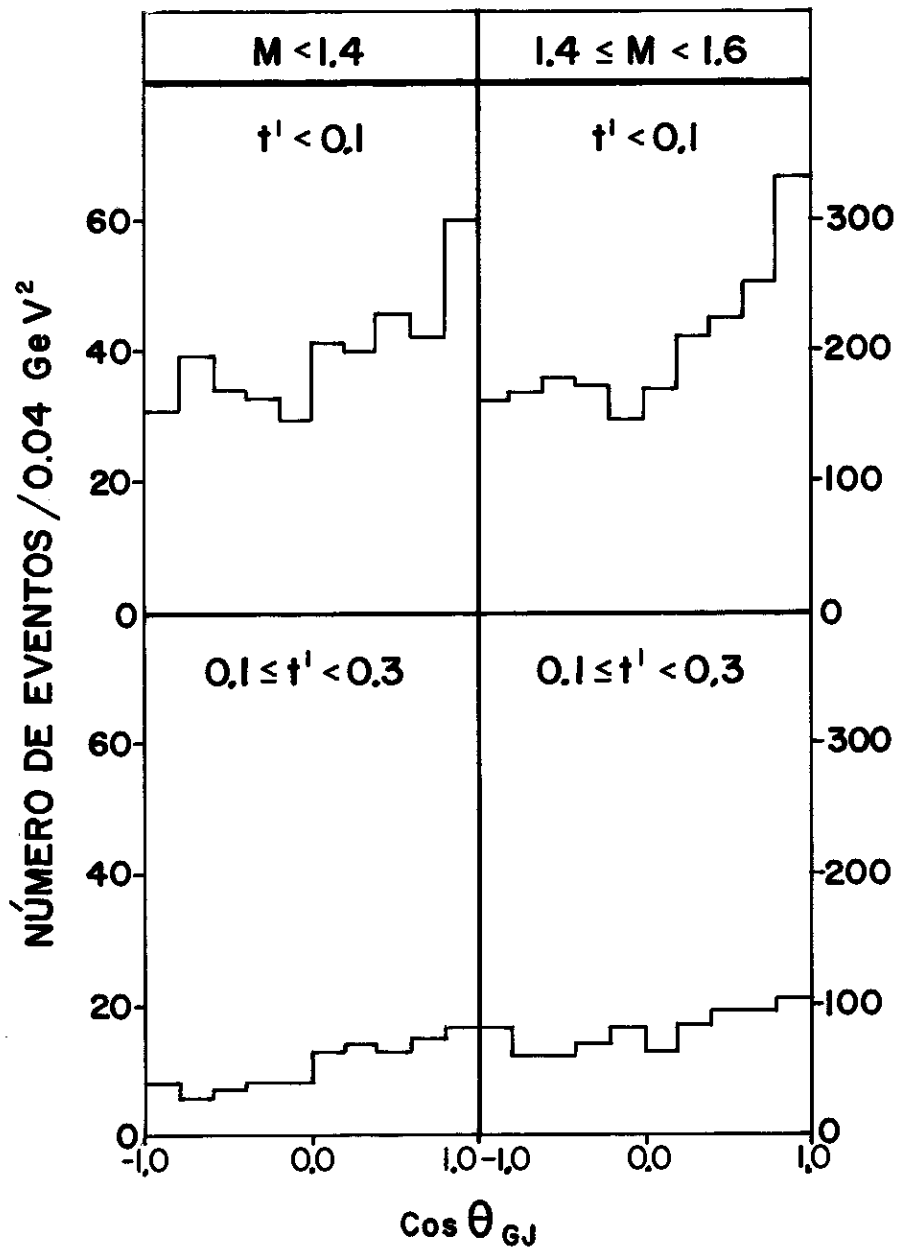


Fig. 17

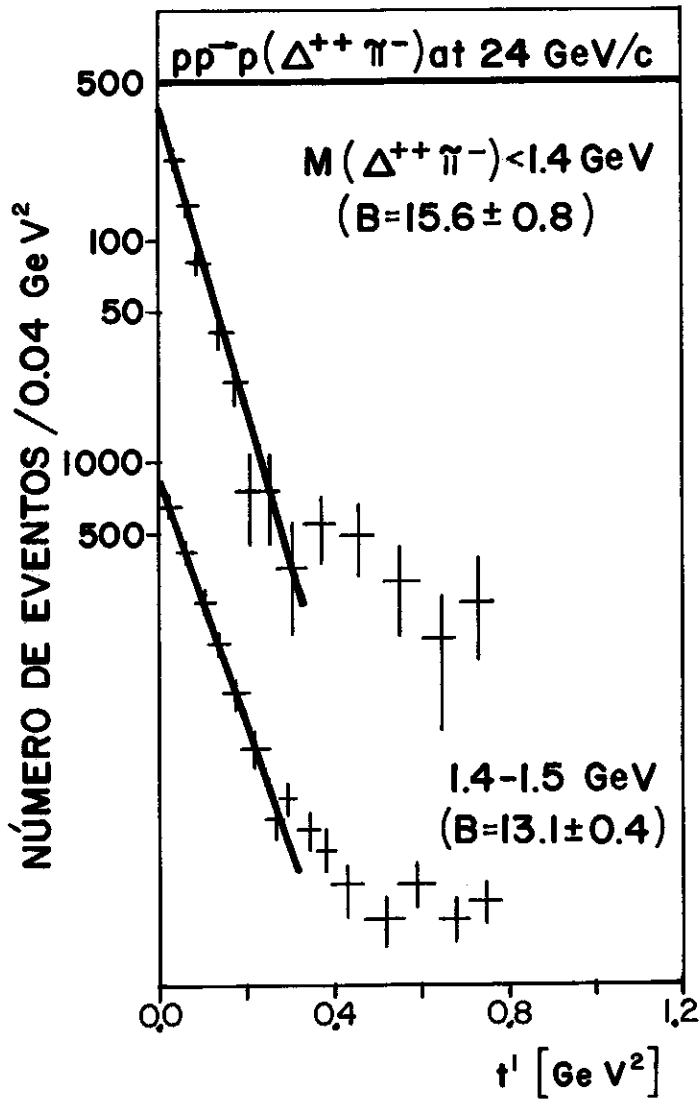


Fig. 18



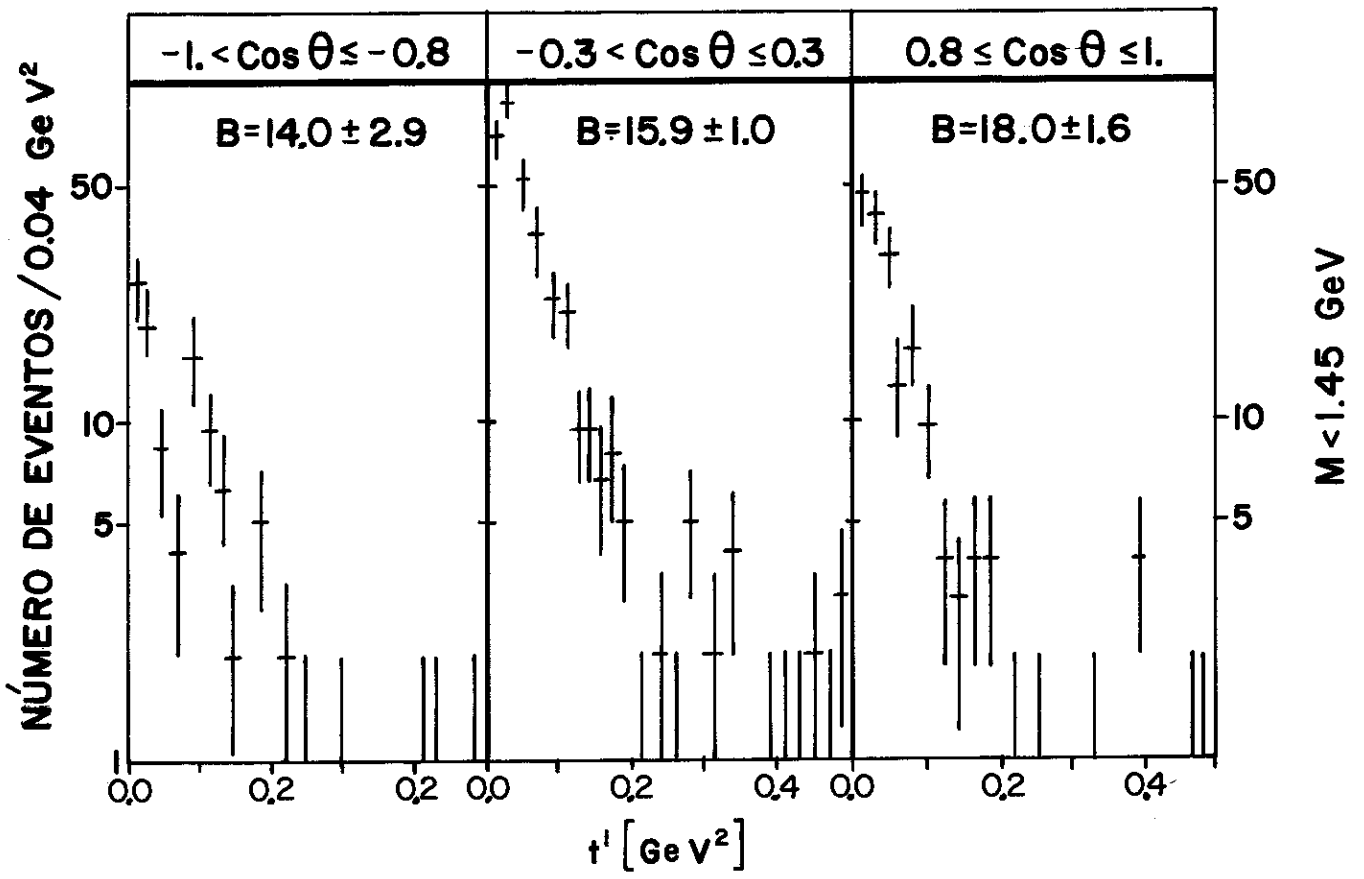
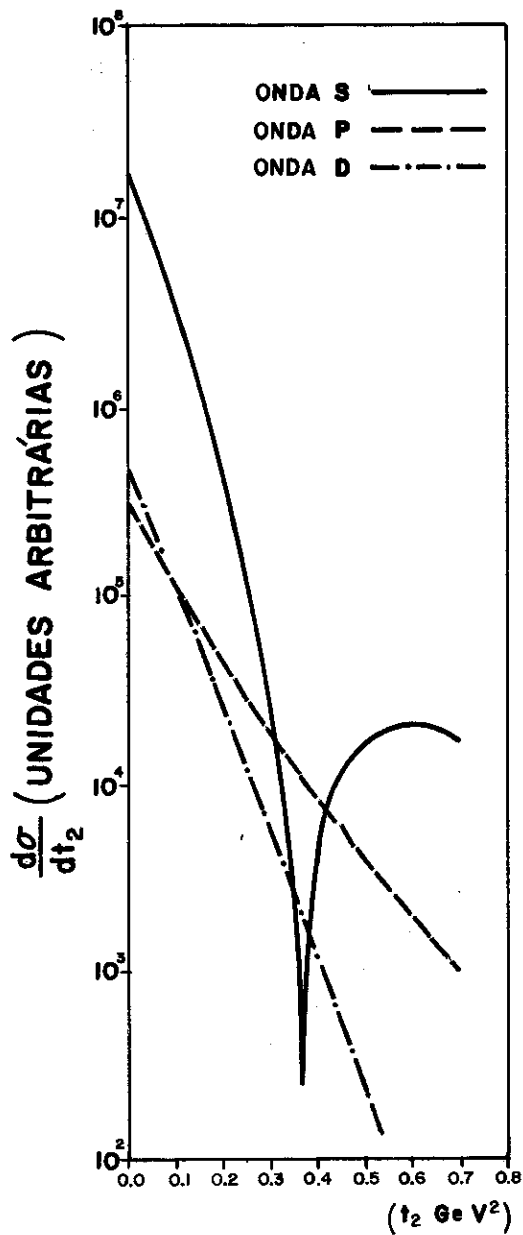
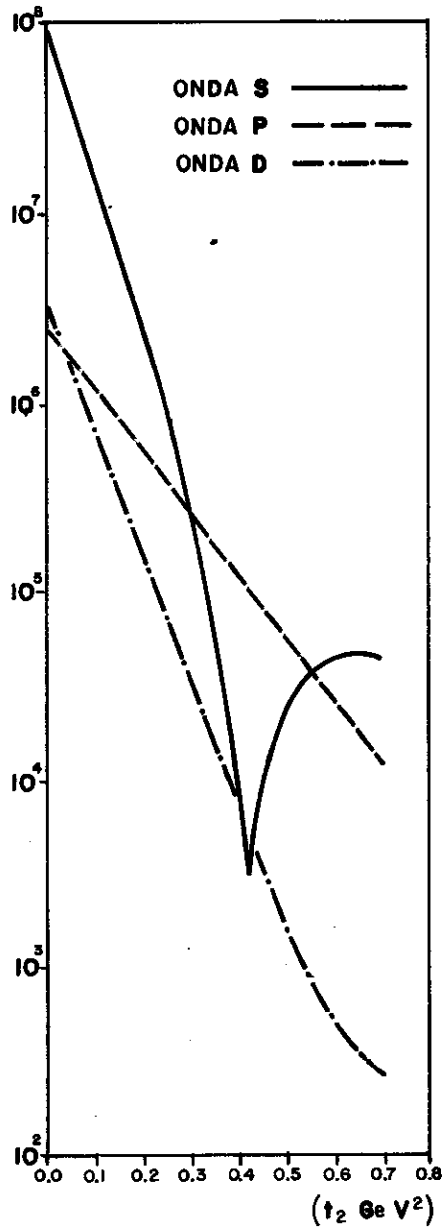


Fig. 19



$1.37 \leq M_{\Delta\pi} \leq 1.40$  (GeV)



$1.40 \leq M_{\Delta\pi} \leq 1.45$  (GeV)

Fig. 20

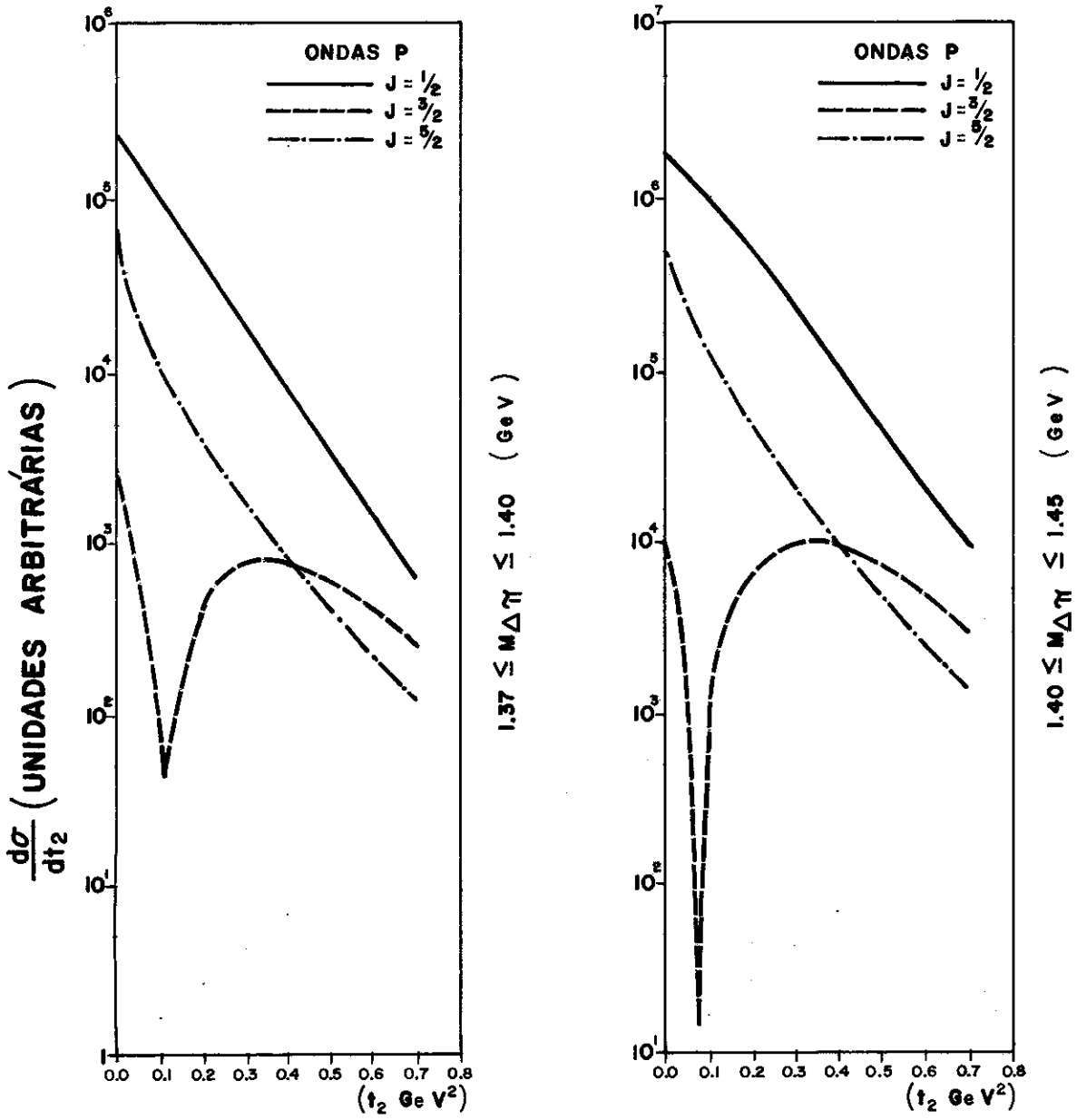


Fig. 21

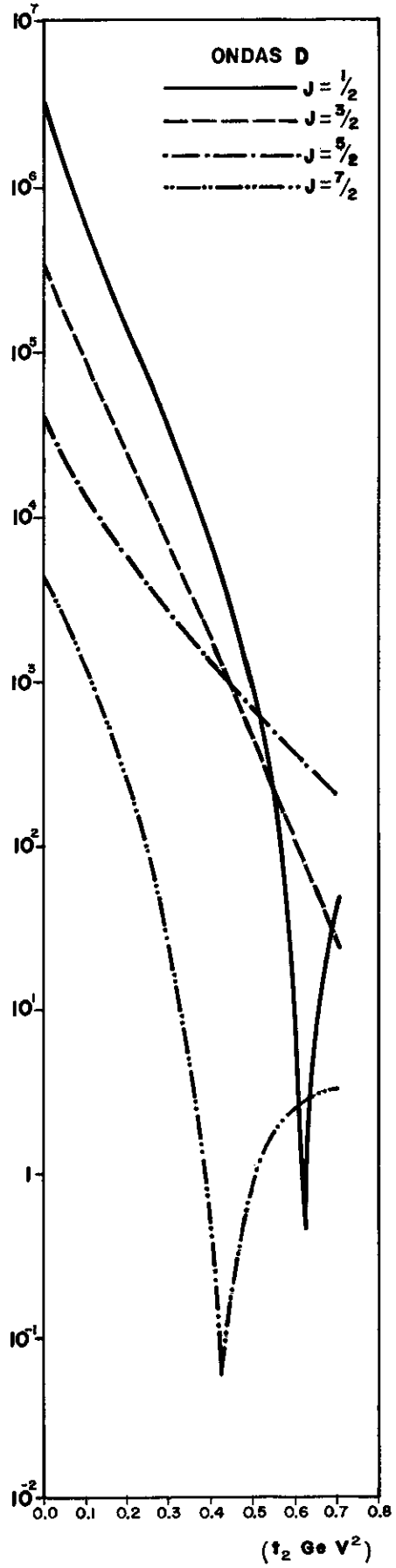
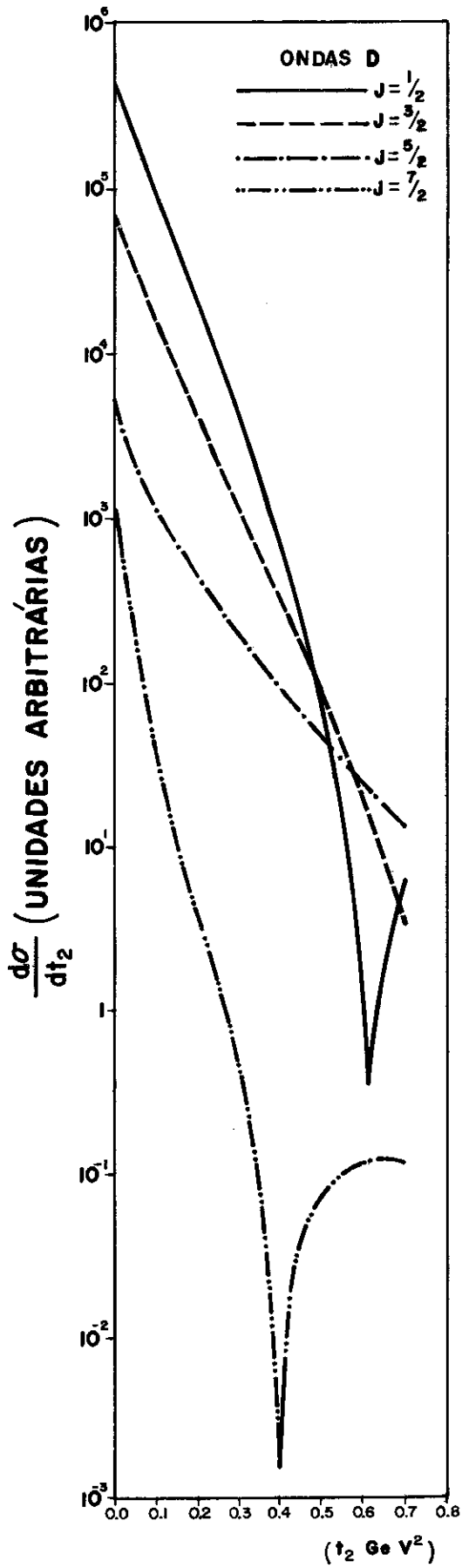


Fig. 22

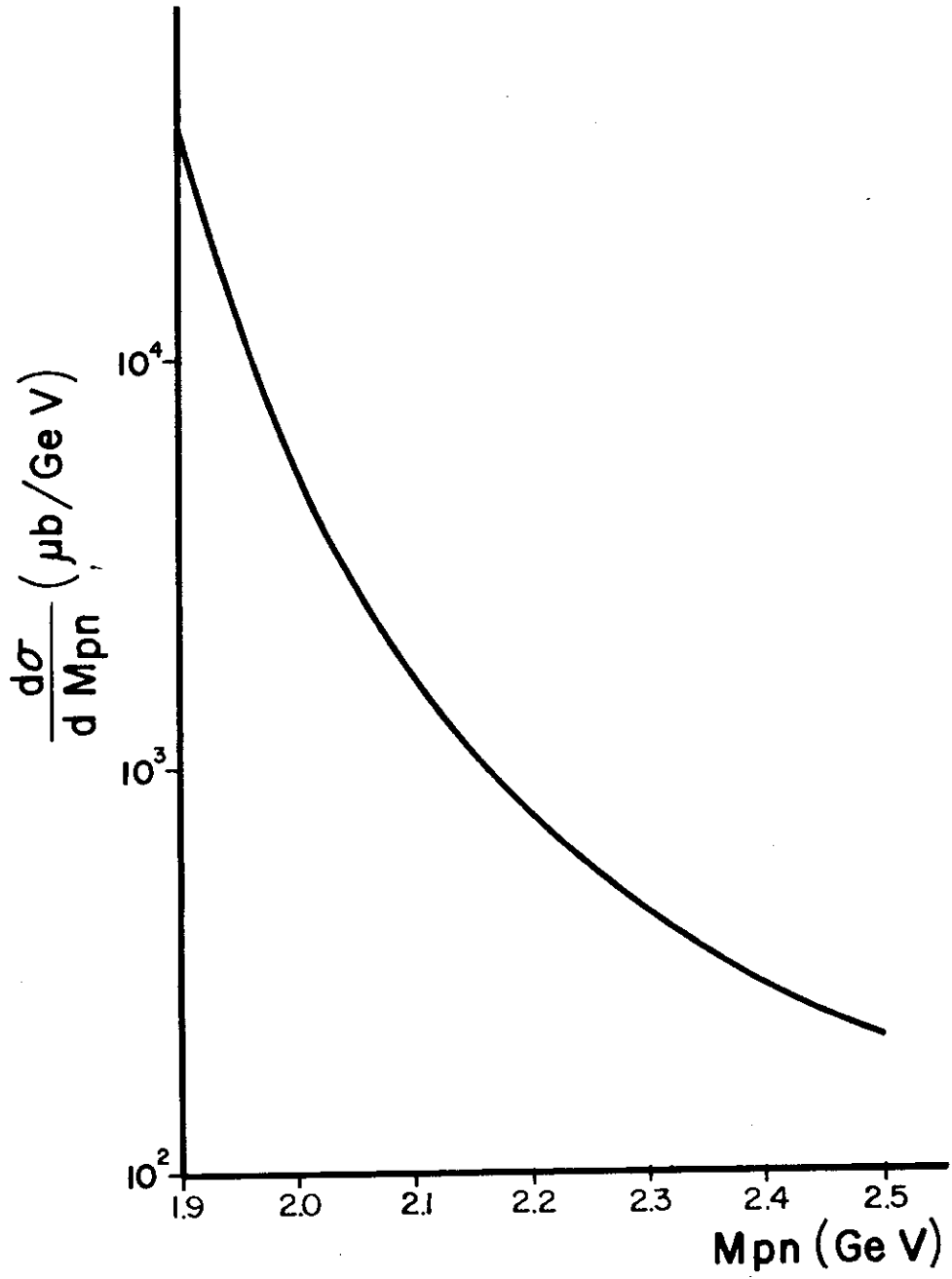


Fig.23

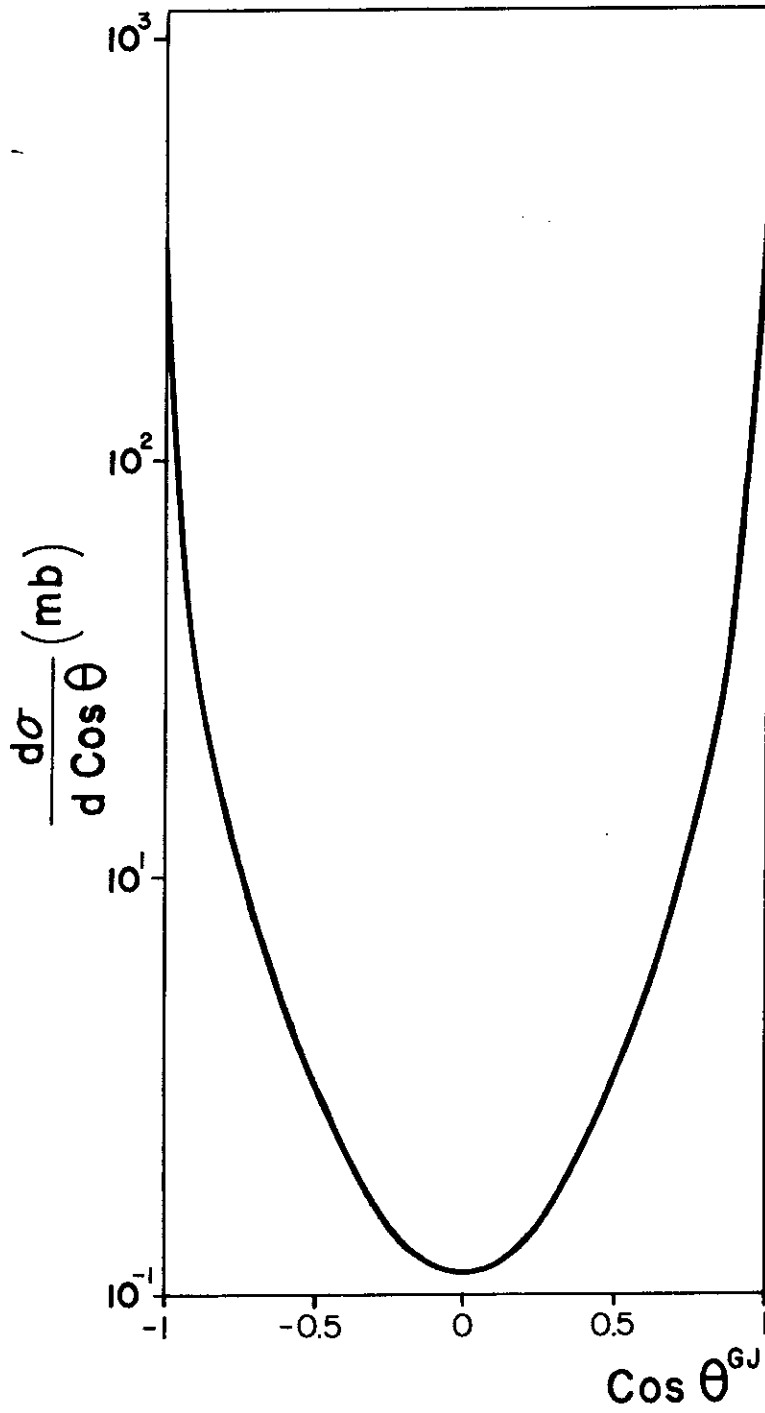


Fig.24

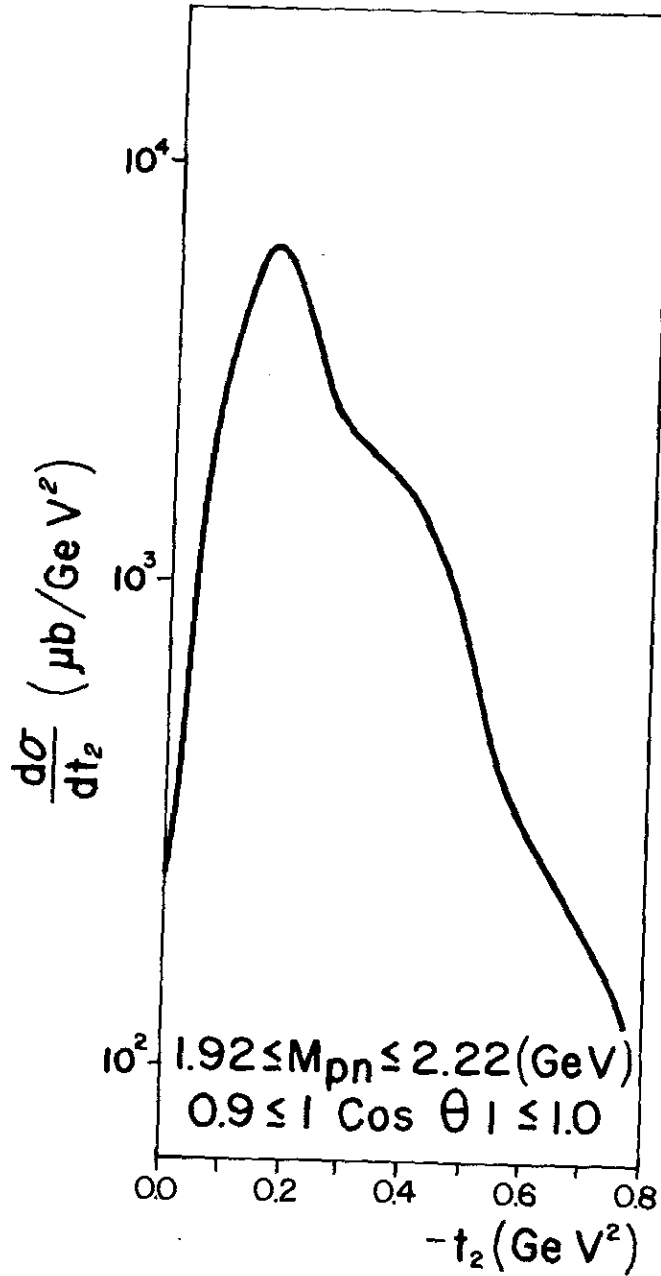


Fig.25

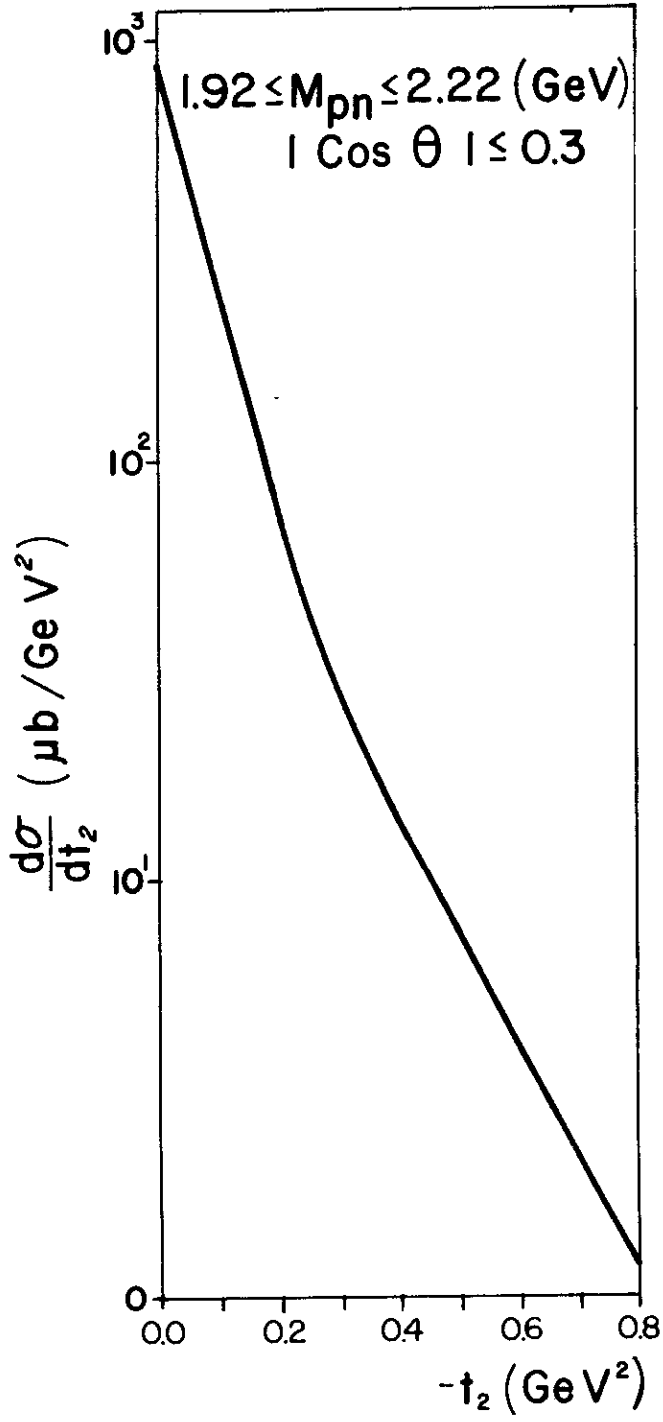


Fig.26



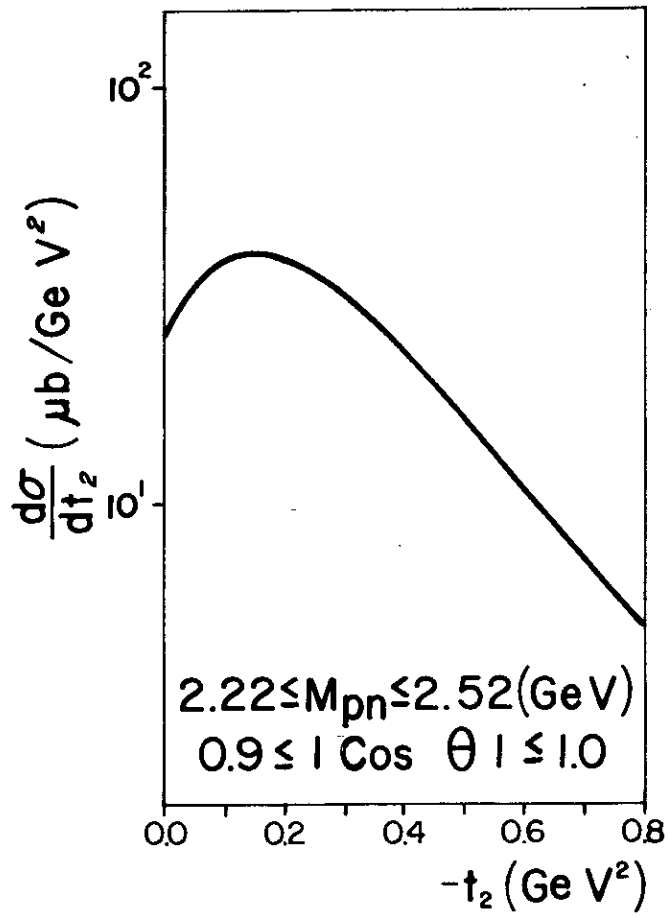


Fig.27

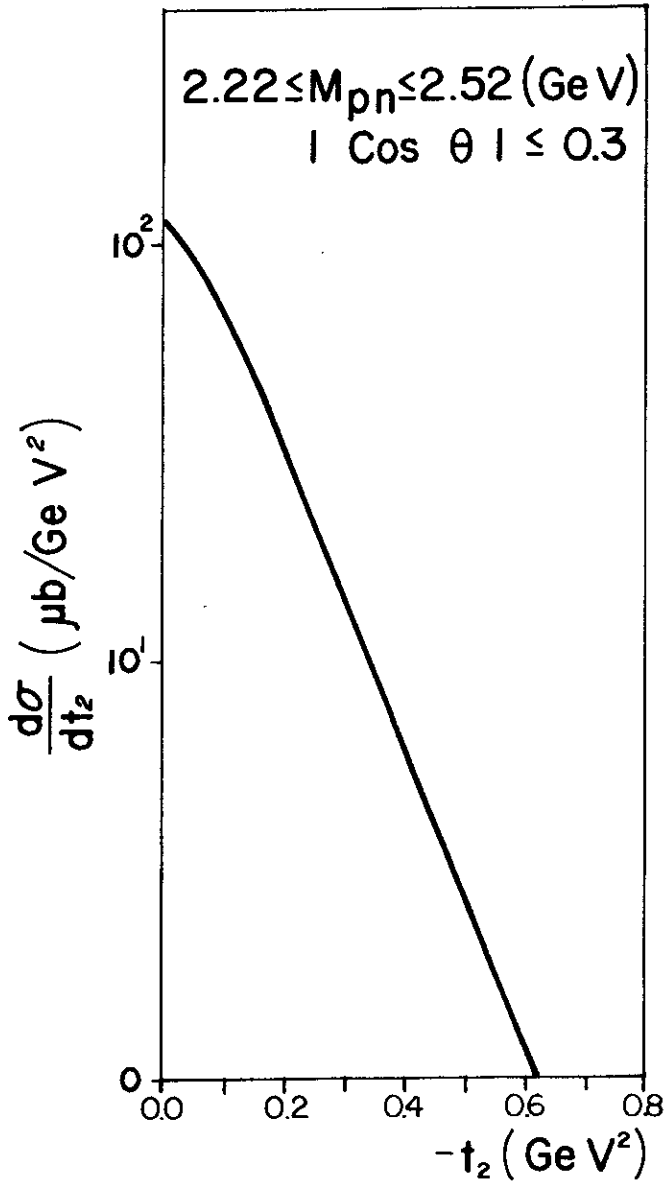


Fig.28

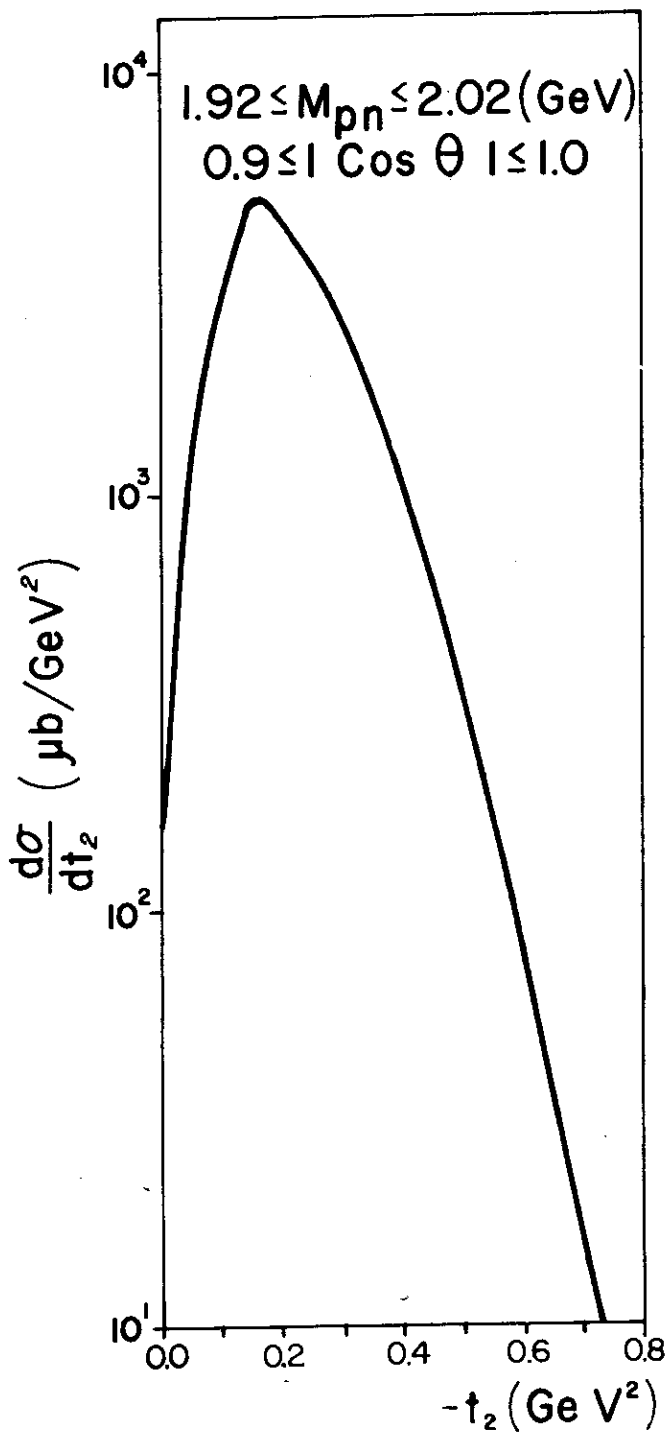


Fig.29

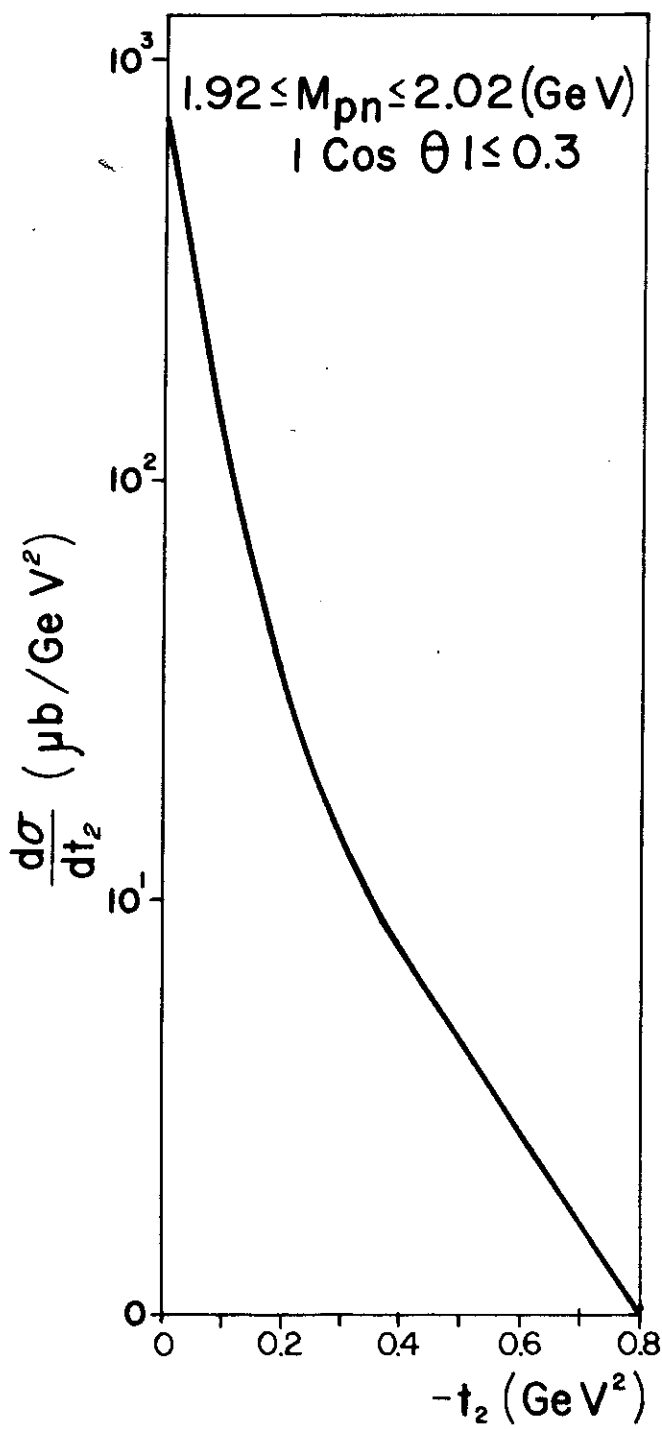


Fig.30

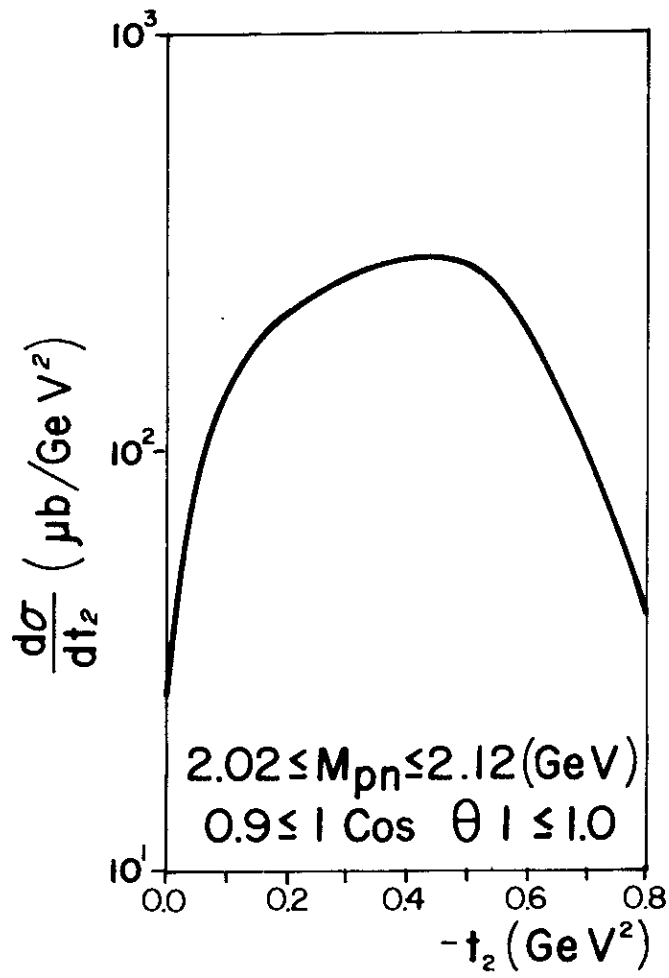


Fig. 31

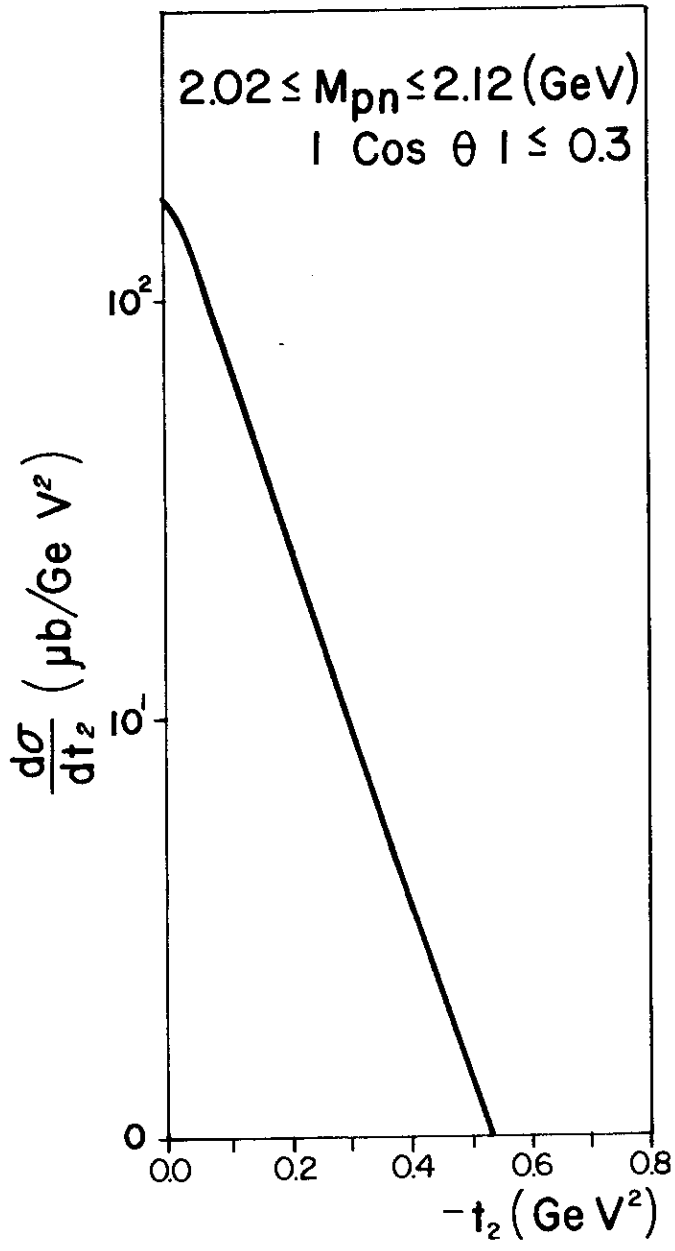


Fig.32

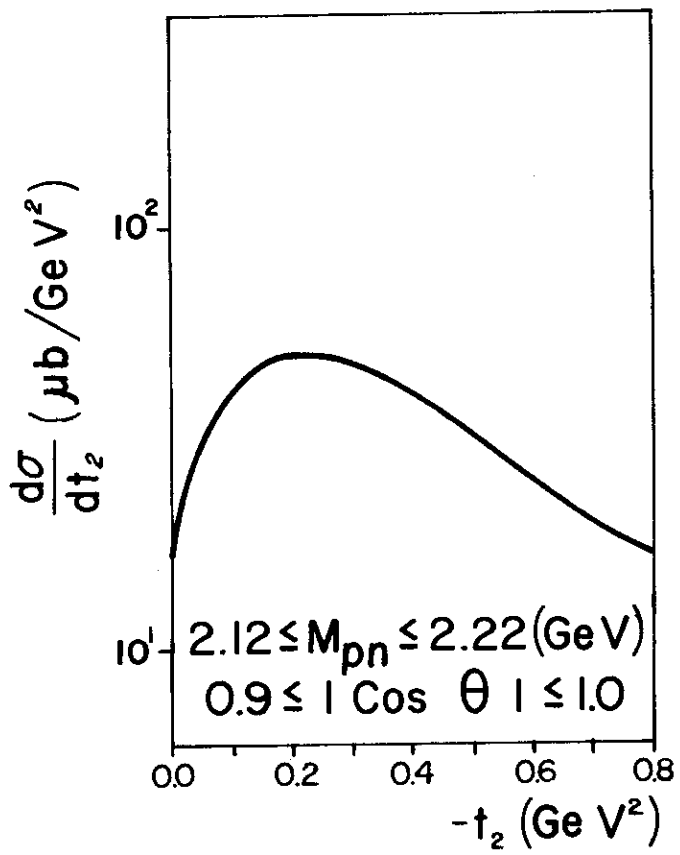


Fig. 33

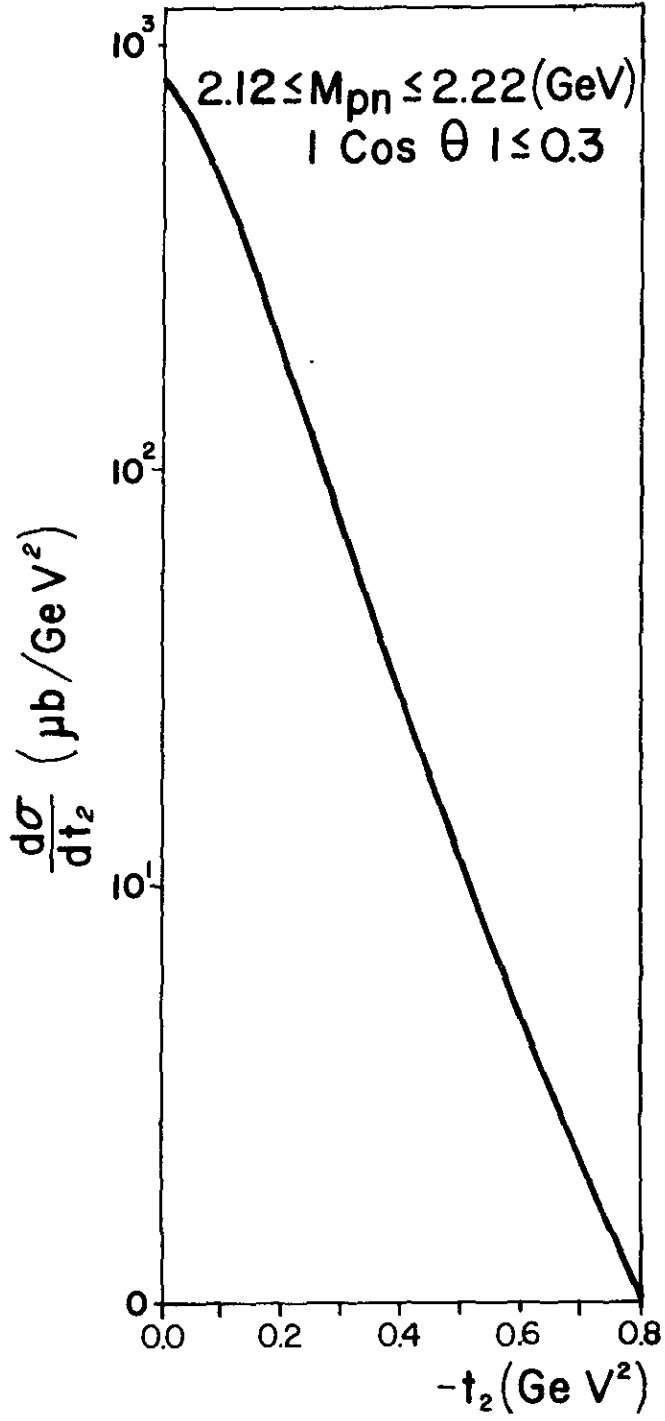


Fig.34



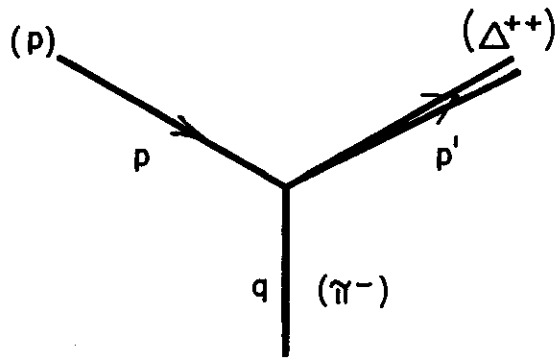


Fig. 35

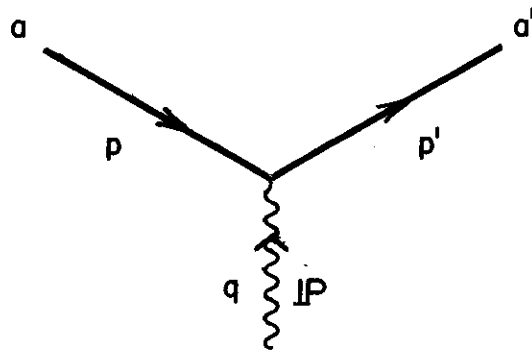


Fig. 36

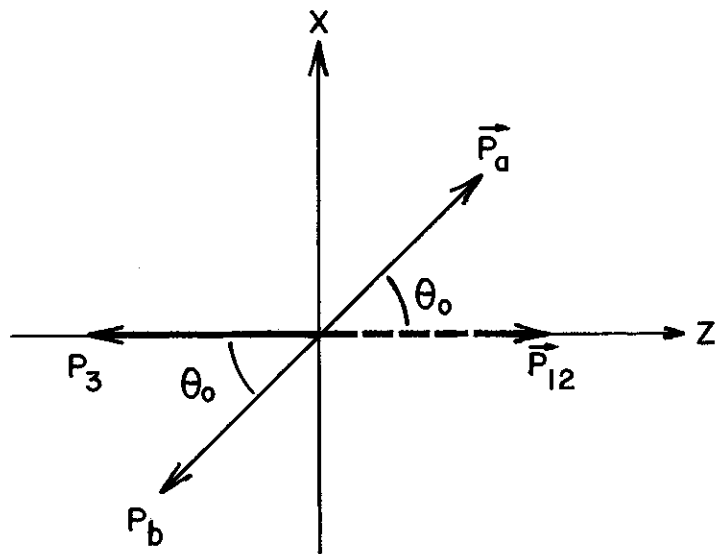

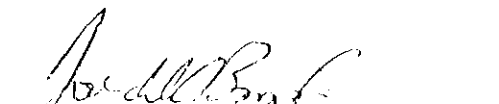


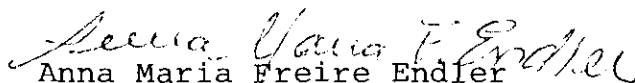
Fig. 37

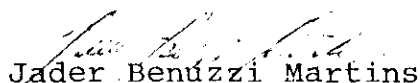
Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:

  
Jayme Tiomno - Presidente

  
José de Sá Borges Filho

  
Yojiro Hama

  
Anna Maria Freire Endler

  
Jader Benúzzi Martins

Rio de Janeiro, 14 de fevereiro de 1985