

---

**ANÁLISE FENOMENOLÓGICA  
DE PROCESSOS HADRÔNICOS  
INELÁSTICOS DIFRATIVOS  
A ALTAS ENERGIAS**

*José Montanha Neto*

---

Análise Fenomenológica de Processos

Hadrônicos Inelásticos

Difrativos a Altas Energias

José Montanha Neto ✓

Orientador: Roberto J. M. Covolan

Tese apresentado ao

Instituto de Física *Gleb Wataghin*

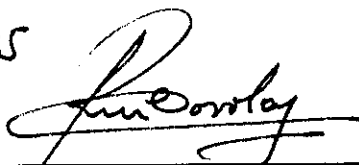
para obtenção do título de Doutor em Física

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia  
IFGW - UNICAMP

Fevereiro de 1995

Este exemplar corresponde à  
versão final da Tese de Doutorado  
defendida pelo Sr. José Montanha Neto  
e aprovada pela Comissão Examinadora.

24/02/95



Análise Fenomenológica de Processos

Hadrônicos Inelásticos

Difrativos a Altas Energias

José Montanha Neto

Orientador: Roberto J. M. Covolan

Tese apresentado ao

Instituto de Física *Gleb Wataghin*

para obtenção do título de Doutor em Física

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia  
IFGW - UNICAMP

Fevereiro de 1995

UNIDADE	IF
N. CHAMADA	T/UNICAMP
	M762a
V.	Ex.
TOMBO BC	27101
PROC.	667/96
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	20/08/96
N.º CPDC	M.00085502-0 ✓

m

IF-1040

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

M762a	<p>Montanha Neto, José</p> <p>Análise fenomenológica de processos hadrônicos inelásticos difrativos a altas energias / José Montanha Neto. -- Campinas, SP : [s.n.], 1995.</p> <p>Orientador: Roberto J. M. Covolan. Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".</p> <p>1. Partículas (Física nuclear) - Difração. 2. Interações hadrônicas. I. Covolan, Roberto José Maria. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.</p>
-------	--

*Aos meus pais*

# Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Roberto Covolan pela orientação deste trabalho e pela amizade ao longo destes anos.

Ao Prof. Bellandi, que me incentivou a entrar na área de física de partículas.

À Prof. Carola, por ter feito tão pacientemente a revisão desta tese, além de um agradecimento muito especial por todos esses anos em que trabalhamos juntos e por tudo que me ensinou.

Ao pessoal do centro de computação, Eduardo, Sidney, Antonela, Luiz, Ana Matos, por todos os problemas que ajudaram a resolver ao longo desses anos, pelo profissionalismo que sempre demonstraram e pela amizade constante.

Ao Mario de Castro, pela ajuda com os computadores aqui no departamento.

Ao pessoal da Biblioteca da Física, pela ajuda constante com o material bibliográfico.

Ao pessoal da CPG, Armando, Maria Inês e Márcia, pela ajuda com a burocracia.

À Adriana, pela amizade e pela ajuda constante.

Ao Luiz Mundim, pelo apoio, amizade e por ter me ensinado quase tudo que sei sobre as estações de trabalho.

À Mara, Cesar, Conceição, Veríssimo, Miriam, Juliana e ao “Prof.” Ary, por todos os momentos que compartilhamos como colegas e amigos.

Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e da UNICAMP, através do Fundo de Apoio ao Ensino e à Pesquisa (FAEP).

*Saber, que sei eu.*

*Pensar é descrever...*

*Fernando Pessoa*



# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Cinemática</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Difração Hadrônica: Características Gerais</b>	<b>8</b>
2.1	Espalhamento Elástico e a Seção de Choque Total . . . . .	9
2.2	Difração Inelástica . . . . .	16
2.2.1	Dependência com $M^2$ . . . . .	17
2.2.2	Dependência em $t$ . . . . .	23
2.2.3	Produtos do Decaimento de $M^2$ . . . . .	25
2.2.4	Seção de Choque Total Difractiva . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Fenomenologia de Pólos de Regge</b>	<b>31</b>
3.1	Pólos de Regge . . . . .	31
3.2	Teorema de Mueller . . . . .	37
3.3	Modelo de Donnachie e Landshoff . . . . .	41
3.3.1	Espalhamento Elástico . . . . .	43
3.3.2	Espalhamento Inelástico Difractivo . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Apresentação do Modelo</b>	<b>48</b>
4.1	Raio Hadrônico . . . . .	51
4.2	Fixando $\beta_h$ . . . . .	52
4.3	Fatores de Forma . . . . .	55
4.4	Estimativa do Fator de Normalização $\gamma$ . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Comparação do Modelo com Experimentos</b>	<b>58</b>
5.1	Resultados para $pp$ e $\bar{p}p$ . . . . .	59
5.1.1	Distribuição com $M^2/s$ . . . . .	59
5.1.2	Região de Resolução . . . . .	64
5.1.3	Distribuição com $-t$ . . . . .	64
5.1.4	Seção de Choque Total Difractiva Simples . . . . .	71

5.2	Dissociação Difractiva de Mésons . . . . .	73
5.3	Dependência com a massa atômica. . . . .	79
<b>6</b>	<b>Aplicação Para a Fotoprodução de <math>J/\psi</math></b>	<b>91</b>
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>96</b>
<b>8</b>	<b>Bibliografia</b>	<b>99</b>

# Lista de Figuras

2.1	Seção de choque diferencial elástica $d\sigma_{el}/dt$ vs. $ t $ para várias energias [10] . . . . .	11
2.2	Seção de choque total versus momento do hádron incidente para a reação $hp \rightarrow X$ ( $h = p^\pm, \pi^\pm, K^\pm$ ) [10] . . . . .	14
2.3	Seção de choque total $pp$ e $\bar{p}p$ , juntamente com a parametrização do UA4/2 [17] . . . . .	15
2.4	Seção de choque invariante $s d^2\sigma/dtdM^2$ versus $M^2/s$ para dissociação difrativa $pp$ para vários valores de $s$ com $t = -0.042 GeV^2$ [10] . . . . .	18
2.5	Espectro da seção de choque $d^2\sigma/dtdM^2$ com $M^2$ [11] . . . . .	19
2.6	Distribuição de $(s/\pi) d^2\sigma/dtdM^2$ com $M^2/s$ medida pelo experimento CHLM [20] no ISR ( $s = 550 GeV^2$ ) . . . . .	21
2.7	Distribuição de $d^2\sigma/dtdM^2$ com $M^2$ para $t = -0.55 GeV^2$ medida pelo experimento UA4 no Collider [23], juntamente com dados do experimento CHLM no ISR [20]. A reta representa uma parametrização com $1/M^2$ [23] . . . . .	22
2.8	Seção de choque diferencial DS versus $-t$ para $s = 550 GeV^2$ . . . . .	24
2.9	Seção de choque diferencial DS versus $-t$ para o Collider. . . . .	24
2.10	Dependência do <i>slope</i> $b_{DS}$ com $M^2$ . . . . .	25
2.11	Distribuição em rapidez dos produtos do decaimento de $M$ . . . . .	25
2.12	Distribuição em pseudorapidez da multiplicidade dos produtos do decaimento de $M$ , de acordo com modelos de decaimento isotrópico ou com $p_T$ limitado [27] . . . . .	26
2.13	Distribuição em pseudorapidez da multiplicidade de carregadas, medida pelo UA4 [28] . . . . .	27
2.14	Multiplicidade média de partículas carregadas produzidas na fragmentação de estados difrativos, comparada com aquela produzidas em colisões inelásticas não difrativas [28] . . . . .	28

2.15	Seção de choque total DS medidas no FNAL [29] , ISR [20, 21] , Collider [24, 27] e Tevatron [25, 26] . . . . .	30
3.1	a) Pólos de Regge para um $s$ fixo e b) mudando de posição com $s$ variando . . . . .	33
3.2	Gráfico de Chew-Frautschi para mésons . . . . .	35
3.3	Teorema óptico generalizado de Mueller . . . . .	38
3.4	Decomposição de Mueller para a reação inclusiva $a_1 + b \rightarrow a_2 + X$ no limite de $s \gg M^2 \gg t$ (limite de triplo-reggeon). . . . .	39
3.5	Diagrama para o espalhamento elástico $pp$ , visto como uma interação do <i>Pomeron</i> com um dos quarks de valência de cada hádron. . . . .	41
3.6	Dados do ISR para espalhamento elástico $pp$ ( $s = 2809 \text{ GeV}^2$ ) comparados com o resultado do modelo de DL. . . . .	43
3.7	Esquema da dissociação difrativa, através da troca de um <i>Pomeron</i> simples. . . . .	44
3.8	Resultados do cálculo de DL comparados com dados da colaboração CHLM no ISR (quadrados e círculos brancos à esquerda e estrelas à direita) e UA4 no Collider (círculos pretos) [30] . . . . .	46
3.9	Seção de choque diferencial difrativa (integrada em $M^2/s$ ) dada pelo modelo de DL [48] comparada com os dados experimentais da colaboração UA4 (Collider). . . . .	47
4.1	Diagrama para o processo $a + b \rightarrow a + X$ . . . . .	49
4.2	Dados da colaboração CHLM para $s = 550 \text{ GeV}^2$ usados no ajuste para determinar o valor do parâmetro $\gamma$ , juntamente com as curvas resultantes deste ajuste. . . . .	57
5.1	Resultados para a seção de choque $(s/\pi) d^2\sigma_{DS}/dtdM^2$ com $M^2/s$ obtidos pelo modelo, para várias energias e quadrimomentos transferidos no ISR, comparados com dados do experimento CHLM [20] . . . . .	61
5.2	Resultados para a seção de choque $(s/\pi) d^2\sigma_{DS}/dtdM^2$ com $M^2/s$ obtidos pelo modelo, para a energia no SCM de $546 \text{ GeV}$ e vários quadrimomentos transferidos no Collider, comparados com dados do experimento UA4 [23] . . . . .	62

5.3	Seção de choque não-invariante $d^2\sigma_{DS}/dtdM^2$ com $M^2$ , para as energias no SCM de 23, 45 e 546 GeV juntamente com as curvas resultantes do nosso modelo. . . . .	63
5.4	Gráfico da parametrização da região de resolução para a energia de 23.5 GeV com $-t = 0.35$ GeV <sup>2</sup> , junto com os dados experimentais correspondentes. . . . .	65
5.5	Dados de $d\sigma_{DS}/dt$ versus $-t$ para a energia de 23.5 GeV, juntamente com a previsão do modelo. A curva tracejada representa somente a contribuição da região de resolução, e a curva cheia a soma modelo + resolução. . . . .	67
5.6	Dados de $d\sigma_{DS}/dt$ versus $-t$ para a energia de 30 GeV, juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia. . . . .	67
5.7	Dados de $d\sigma_{DS}/dt$ versus $-t$ para a energia de 35 GeV, juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia. . . . .	68
5.8	Dados de $d\sigma_{DS}/dt$ versus $-t$ para a energia de 38 GeV, juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia. . . . .	68
5.9	Dados de $d\sigma_{DS}/dt$ versus $-t$ para a energia de 45 GeV, juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia. . . . .	69
5.10	Dados de $d\sigma_{DS}/dt$ versus $-t$ para a energia de 53 GeV, juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia. . . . .	69
5.11	Dados de $d\sigma_{DS}/dt$ versus $-t$ para a energia de 63 GeV, juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia. . . . .	70
5.12	Dados de $d\sigma_{DS}/dt$ versus $-t$ para a energia de 546 GeV, juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia. . . . .	70
5.13	Seção de choque total difrativa simples, $\sigma_{DS}$ , versus energia no SCM, comparada com valores do FNAL [29], ISR[20, 21] Collider [24, 27] e Tevatron [25, 26]. A curva pontilhada corresponde à contribuição da região de resolução. . . . .	72

5.14	Seção de choque não-invariante $d^2\sigma_{DS}/dtdM^2$ versus $M^2$ para a reação $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + X$ à energia no SCM de 21.5 GeV e $-t = 0.25 \text{ GeV}^2$ [56] , juntamente com a previsão do modelo. . . . .	75
5.15	Seção de choque não-invariante $d^2\sigma_{DS}/dtdM^2$ versus $M^2$ para a reação $\pi^+ + p \rightarrow X + p$ à energia no SCM de 21.5 GeV e $-t = 0.25 \text{ GeV}^2$ [56] , juntamente com a previsão do modelo. . . . .	76
5.16	Seção de choque não-invariante $d^2\sigma_{DS}/dtdM^2$ versus $M^2$ para a reação $K^+ + p \rightarrow K^+ + X$ à energia no SCM de 21.5 GeV e $-t = 0.25 \text{ GeV}^2$ [56] , juntamente com a previsão do modelo. . . . .	77
5.17	Seção de choque não-invariante $d^2\sigma_{DS}/dtdM^2$ versus $M^2$ para a reação $K^+ + p \rightarrow X + p$ à energia no SCM de 21.5 GeV e $-t = 0.25 \text{ GeV}^2$ , juntamente com a previsão do modelo. . . . .	78
5.18	Resultado do modelo para a seção de choque diferencial $d\sigma_{DS}/dx_F$ para a reação $pBe \rightarrow pX$ ( $A_{Be} = 9$ ), junto com os dados experimentais correspondentes [57] . A linha pontilhada corresponde a um corte no modelo para a integral em $x_F$ . . . . .	82
5.19	Resultado do modelo para a seção de choque diferencial $d\sigma_{DS}/dx_F$ para a reação $pAl \rightarrow pX$ ( $A_{Al} = 27$ ), junto com os dados experimentais correspondentes [57] . A linha pontilhada corresponde a um corte no modelo para a integral em $x_F$ . . . . .	83
5.20	Resultado do modelo para a seção de choque diferencial $d\sigma_{DS}/dx_F$ para a reação $pW \rightarrow pX$ ( $A_W = 184$ ), junto com os dados experimentais correspondentes [57] . A linha pontilhada corresponde a um corte no modelo para a integral em $x_F$ . . . . .	84
5.21	Resultado do modelo para a seção de choque diferencial $d\sigma_{DS}/dt$ para a reação $pBe \rightarrow pX$ , junto com os dados experimentais correspondentes [57] . . . . .	86
5.22	Resultado do modelo para a seção de choque diferencial $d\sigma_{DS}/dt$ para a reação $pAl \rightarrow pX$ , junto com os dados experimentais correspondentes [57] . . . . .	87
5.23	Resultado do modelo para a seção de choque diferencial $d\sigma_{DS}/dt$ para a reação $pW \rightarrow pX$ , junto com os dados experimentais correspondentes [57] . . . . .	88

5.24	Resultado do modelo para a dependência de $\sigma_{DS}^{pN}$ com a massa atômica, $A$ , junto com os dados experimentais correspondentes [57] . . . . .	89
5.25	Resultado do modelo de Faessler para a dependência de $\sigma_{DS}^{pN}$ com a massa atômica, $A$ , junto com os dados experimentais da referência [57] . . . . .	90
6.1	Mecanismos de produção de $J/\psi$ : a) Produção elástica via troca de <i>Pomeron</i> ; b) Dissociação difrativa do próton. . . . .	92
6.2	Seção de choque elástica + inelástica difrativa para o processo $\gamma + p \rightarrow J/\psi + p$ , para energias no SCM da reação $\gamma p$ . A curva cheia representa o resultado do nosso modelo, somando a componente difrativa inelástica com a contribuição elástica. A curva tracejada representa a análise da referência [61] . Os pontos representam dados experimentais de vários experimentos [7, 63, 64, 65, 66, 67] . . . . .	95

# Sumário

Um modelo fenomenológico para a dissociação difrativa hadrônica foi desenvolvido, tendo como ponto de partida a análise de Mueller para processos inclusivos na região de fragmentação. O comportamento da seção de choque *Pomeron*-hádron é descrito com base em hipóteses apoiadas na fenomenologia de processos elásticos e das seções de choque totais hadrônicas existentes na literatura, que consideram a troca simples de *Pomerons* como processo dominante a altas energias. Com esse modelo é feita uma descrição dos dados experimentais para processos de dissociação difrativa em reações  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $\pi^+p$  e  $K^+p$ . Tomando-se como base o caráter periférico dos processos difrativos, é então proposta uma extensão para a dissociação difrativa de núcleos em espalhamento próton-núcleo. O modelo foi aplicado também na descrição de processos de fotoprodução de mésons  $J/\psi$ .



## Abstract

A phenomenological model for hadronic diffractive dissociation was developed using as a starting point the Mueller's analysis of inclusive processes in the fragmentation region. The behavior of the *Pomeron*-hadron total cross section is described by using a set of assumptions based on the current phenomenology of elastic processes and total cross section, which is compatible with the idea of single *Pomeron* exchange as the dominant process at high energy. Applying this model, we describe experimental data of diffractive dissociation in the processes  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $\pi^+p$  and  $K^+p$ . We make an extension of the model to diffractive dissociation of nuclei, in proton-nucleus interactions based on the peripheral character of the diffractive processes. The model is also used to describe the process of photoproduction of  $J/\psi$  mesons.

# Introdução

Uma parcela significativa das interações hadrônicas a altas energias corresponde aos processos difrativos, ou *soft*, que se caracterizam, grosso modo, por apresentar baixos momentos transversais. Esses processos abrangem o conjunto das reações elásticas, mas incluem também reações que, embora não sejam elásticas, podem ser descritas através da excitação coerente de um ou ambos os hádrons integrantes. Por excitação coerente do hádron entendemos o processo pelo qual, após a excitação, este dá origem a uma ressonância com os mesmos números quânticos do hádron original, ou a um conjunto de hádrons finais que tenha os mesmos números quânticos do original. Isso implica que nenhum número quântico é trocado entre as partículas que estão colidindo, ou, dito em outras palavras, que o processo se dá pela troca de um objeto com os números quânticos do vácuo. Esse objeto é chamado de *Pomeron*. Os processos difrativos estão, assim, ligados à troca de *Pomerons*, e uma compreensão global da difração hadrônica exige o conhecimento da estrutura desse objeto e da sua interação com os hádrons.

Embora de natureza semelhante, os processos elásticos e inelásticos difrativos apresentam, tanto do ponto de vista experimental como teórico, características bem distintas. Enquanto os processos elásticos têm sido medidos e estudados em uma ampla gama de reações hadrônicas [1, 2], a compreensão dos processos inelásticos difrativos tem apresentado um desenvolvimento muito mais restrito [3, 4]. Do ponto de vista experimental, isso se deve às dificuldades específicas envolvidas no processo de medida das seções de choque difrativas. Do ponto de vista teórico, os métodos usuais de cálculo da QCD perturbativa não são aplicáveis a eventos difrativos, visto que estes são processos de longo alcance. Assim, o esquema usual para o estudo desses processos tem recaído sobre modelos fenomenológicos, dentre os quais se destacam os modelos derivados da teoria de pólos de Regge [5]. O que se nota, no entanto, é a inexistência de um esquema unificado para uma descrição das características dos processos difrativos inelásticos como um todo, assim como a sua conexão com os processos elásticos.

A busca de um tratamento perturbativo que conecte a física do *Pomeron* com a QCD, no lado teórico [6], e os resultados dos experimentos no HERA [7], que destacam o papel da difração inelástica na produção de partículas pesadas, têm sido responsáveis pela renovação do interesse na física difrativa observado nos últimos anos.

Não obstante toda uma nova área se abrir para a física difrativa, alguns

dos problemas básicos no tratamento dos processos inelásticos *soft* permanecem. Ainda existe a necessidade de um modelo fenomenológico para esses processos que, a exemplo do que ocorre no caso elástico, permita uma descrição adequada do comportamento dos dados experimentais de um amplo espectro de reações hadrônicas. Dessa forma, o objetivo deste trabalho é desenvolver um modelo fenomenológico que permita a descrição geral das características da dissociação difrativa hadrônica a altas energias, dentro de uma abordagem totalmente apoiada na física do *Pomeron*. Nosso ponto de partida será a expressão de triplo-*Pomeron*, derivada por Mueller [8] dentro do contexto dos modelos de pólos de Regge. Tendo como base a fenomenologia difrativa para processos elásticos, inelásticos e para a seção de choque total, apresentaremos um conjunto de hipóteses a partir das quais vamos construir uma expressão geral para a seção de choque invariante difrativa que permita descrever os dados de dissociação difrativa hadrônica simples existentes, em relação às variáveis cinemáticas relevantes para esses processos ( $s$ ,  $t$  e  $M^2$ ). Nesta tese, a análise se restringirá aos dados de processos inclusivos obtidos em aceleradores (ISR, Collider e Tevatron, principalmente).

No capítulo 1 é apresentada a cinemática envolvida nos processos inclusivos em geral, sendo definidas as variáveis relevantes para a sua descrição e, em particular, para a descrição dos processos de dissociação difrativa. No capítulo 2 são discutidas as principais características dos processos difrativos. O espalhamento elástico e a seção de choque total são discutidos brevemente, e em seguida as principais características dos processos de dissociação difrativa hadrônica são apresentadas de maneira mais pormenorizada. No capítulo 3 são apresentados brevemente alguns dos principais elementos que compõe a fenomenologia de Polos de Regge e sua extensão para processos inclusivos, através do teorema óptico generalizado de Mueller. O modelo fenomenológico de Donnachie e Landshoff, para processos difrativos elásticos e inelásticos, também é examinado. O capítulo 4 é dedicado à apresentação do modelo e à derivação dos principais parâmetros a ele relacionados. Uma confrontação do modelo com os dados experimentais para reações  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $\pi^+p$  e  $K^+p$  é feita no capítulo ?? sendo em seguida feita uma extensão deste para a descrição dos processos de dissociação difrativa próton-núcleo, onde o modelo é confrontado com os dados de dissociação difrativa de  $Be$ ,  $Al$  e  $W$ . Finalmente, no capítulo 5, é feita uma aplicação do modelo para a descrição do processo de fotoprodução de mésons  $J/\psi$ . As considerações finais sobre o trabalho são apresentadas no capítulo 6.

# Capítulo 1

## Cinemática

Faremos aqui uma breve discussão sobre a cinemática dos processos inclusivos em geral, com destaque para o caso difrativo, definindo quais são as variáveis relevantes para a descrição de tais reações.

Uma reação de dois corpos pode-se dar através de um espalhamento elástico ou via um processo inelástico.

No caso elástico temos

$$a + b \rightarrow a + b \quad (1.1)$$

onde ambas as partículas que interagem são preservadas, não havendo produção de novos estados, sendo que as energias e os módulos dos momentos das partículas são os mesmos antes e depois da colisão.

Os processos inelásticos são aqueles em que há produção de um número  $n$  de partículas no estado final da reação,

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n. \quad (1.2)$$

A reação acima descreve um processo exclusivo, ou seja, um processo onde todos os produtos finais são observados. Porém, tanto experimentalmente quanto teoricamente é muito complicado lidar com um grande número de estados finais e o que usualmente se faz é analisar o processo inclusivo

$$a + b \rightarrow c + X, \quad (1.3)$$

onde  $c$  é um determinado produto final cuja seção de choque se deseja estudar, e  $X$  denota todos os produtos restantes.

Há ainda os processos semi-inclusivos

$$a + b \rightarrow c + d + X, \quad (1.4)$$

onde dois tipos diferentes de partículas são observados e/ou estudados no estado final, todo o restante sendo ignorado.

Em geral o conjunto de variáveis mais adequado para se descrever processos como (1.2) e (1.3) apresentados acima é o conjunto de variáveis invariantes de Mandelstam  $s$ ,  $t$  e  $u$ , definidas como

$$\begin{aligned} s &= (P_a + P_b)^2, \\ t &= (P_a - P_c)^2, \\ u &= (P_b - P_c)^2, \end{aligned} \quad (1.5)$$

onde  $P_a$ ,  $P_b$  e  $P_c$  são os quadrimomentos das partículas  $a$ ,  $b$  e  $c$ , respectivamente.

No sistema de centro de momenta (SCM) temos que  $\mathbf{p}_a = -\mathbf{p}_b$ . Vamos assumir que as massas de  $a$  e  $b$  são as mesmas, tal que suas energias serão dadas por  $E_a = E_b = E$ . Assim temos

$$\begin{aligned} s &= (E_a + E_b)^2 = 4E^2, \\ t &= (P_a - P_c)^2 \approx -2|\mathbf{p}_a||\mathbf{p}_c|(1 - \cos \theta), \\ u &= (P_b - P_c)^2 \approx -2|\mathbf{p}_b||\mathbf{p}_c|(1 + \cos \theta), \end{aligned} \quad (1.6)$$

onde  $\mathbf{p}_c$  é o trimomento da partícula  $c$  e  $\theta$  é o seu ângulo de espalhamento com relação à direção das partículas incidentes, no SCM da interação. Vemos assim que  $s$  é o quadrado da energia total da reação no SCM, enquanto  $t$  e  $u$  são os quadrados dos quadrimomentos transferidos entre as partículas  $a$ ,  $c$  e  $b$ ,  $c$ , respectivamente. No caso de reações elásticas, as variáveis de Mandelstam estão relacionadas por

$$s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2 \quad (1.7)$$

e, dessa forma, uma das variáveis, usualmente  $u$ , é fixada em termos de  $s$  e  $t$ . Temos portanto duas variáveis independentes para caracterizar um processo de espalhamento elástico.

No caso de reações inclusivas a expressão (1.7) torna-se

$$s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + M^2, \quad (1.8)$$

onde  $M$  é a massa invariante do sistema  $X$  e se apresenta como uma nova variável. Temos então quatro variáveis, das quais uma está vinculada por (1.8), restando dessa forma três variáveis independentes dentre  $s$ ,  $t$ ,  $u$  e  $M^2$  para caracterizar a reação.

No caso inclusivo podemos, para valores assintóticos de  $s$ , dividir o espaço de fase da partícula  $c$  em duas regiões, usualmente denominadas de região de fragmentação e região central.

A região de fragmentação corresponde às regiões de  $t$  finito (região de fragmentação de  $b$ ) e  $u$  finito (região de fragmentação de  $a$ ) quando  $s \rightarrow \infty$ . Desta forma  $c$  pode ser visto como um fragmento de  $b(a)$  quando o quadrimomento transferido correspondente permanecer finito para grandes valores de  $s$ .

A região central corresponde à região de grandes  $t$  e  $u$ , e nesse caso  $c$  não está relacionada a nenhuma das partículas iniciais.

Embora do ponto de vista teórico as variáveis cinemáticas mais apropriadas sejam  $s$ ,  $t$  e  $M^2$  para a região de fragmentação e  $s$ ,  $t$  e  $u$  para a região central, as quantidades que são medidas experimentalmente são  $s$ ,  $p_L$  e  $\mathbf{p}_T$ , onde as duas últimas são as componentes longitudinal e transversal do momento de  $c$ ,

$$|\mathbf{p}_c| = \sqrt{p_L^2 + p_T^2}. \quad (1.9)$$

Usaremos o momento longitudinal,  $p_L$ , juntamente com os invariantes de Mandelstam para definir outras variável relevantes para os processos inclusivos. Uma delas é a variável de Feynman,  $x_F$ , escrita como

$$x_F = \frac{p_L}{p_{L,max}}, \quad (1.10)$$

$$x_F \approx 2p_L/\sqrt{s}, \quad (1.11)$$

$x_F$  varia de -1 a +1, e representa a fração da energia que foi carregada por  $c$ . A região central se localiza em torno de  $x_F = 0$ , enquanto a região de fragmentação

corresponde ao intervalo restante.

Outra variável usualmente empregada para descrever este tipo de processo é a rapidez  $y$ , definida no SCM da reação em termos da energia  $E_c$  e do momento longitudinal  $p_L$  como

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E_c + p_L}{E_c - p_L}, \quad (1.12)$$

tal que, para  $|y|$  em torno de zero,  $c$  está na região central ( $p_L \ll E_c$ ), enquanto para  $|y|$  grande,  $c$  está na região de fragmentação ( $p_L \approx E_c$ ).

Uma variável relacionada com  $y$  é a pseudorapidez  $\eta$ , definida como

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2), \quad (1.13)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de espalhamento no SCM. Para  $p_T^2 \gg m_c^2$ , vale a relação

$$y \xrightarrow{p_T^2 \gg m_c^2} \eta - \frac{m_c}{2p_T^2} \cos \theta \approx \eta. \quad (1.14)$$

No caso específico de processos inelásticos difrativos (mais particularmente para a dissociação difrativa simples), a partícula  $c$  corresponde a uma das partículas iniciais da reação,  $a$  ou  $b$ , que foi espalhada quasi-elasticamente, enquanto  $X$  engloba todos os produtos possíveis do decaimento da partícula que foi excitada difrativamente.

A massa  $M$  do sistema  $X$ , em qualquer processo inclusivo, pode ser estimada pela conservação do quadrimomento da reação

$$M^2 = (P_a + P_b - P_c)^2 = s + P_c^2 - 2(P_a + P_b)P_c, \quad (1.15)$$

sendo que, para o caso difrativo a altas energias, podemos fazer a aproximação:  $|\mathbf{p}_c| \approx E_c \approx p_L$ . Em decorrência disso

$$M^2 = s - 2\sqrt{s}E_c + m_c^2, \quad (1.16)$$

onde  $m_c$  é a massa da partícula  $c$ . Para  $M^2 \gg m_c^2$ , temos

$$\begin{aligned}
M^2 &\approx s - 2\sqrt{s}E_c, \\
M^2 &\approx s(1 - 2p_L/\sqrt{s}),
\end{aligned}
\tag{1.17}$$

e usando a definição (1.11) temos

$$M^2/s \approx (1 - x_F), \tag{1.18}$$

que estabelece uma relação de *scaling* entre a massa do sistema  $X$  e a energia da reação no SCM, no caso de um espalhamento inelástico próximo à direção do feixe incidente.

Finalmente, a seção de choque invariante de Lorentz para as reações inclusivas é definida como [9].

$$E_c \frac{d^3\sigma}{d^3p_c} = \frac{E_c}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_L dp_T^2} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T^2} = \frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dx_F}. \tag{1.19}$$



## Capítulo 2

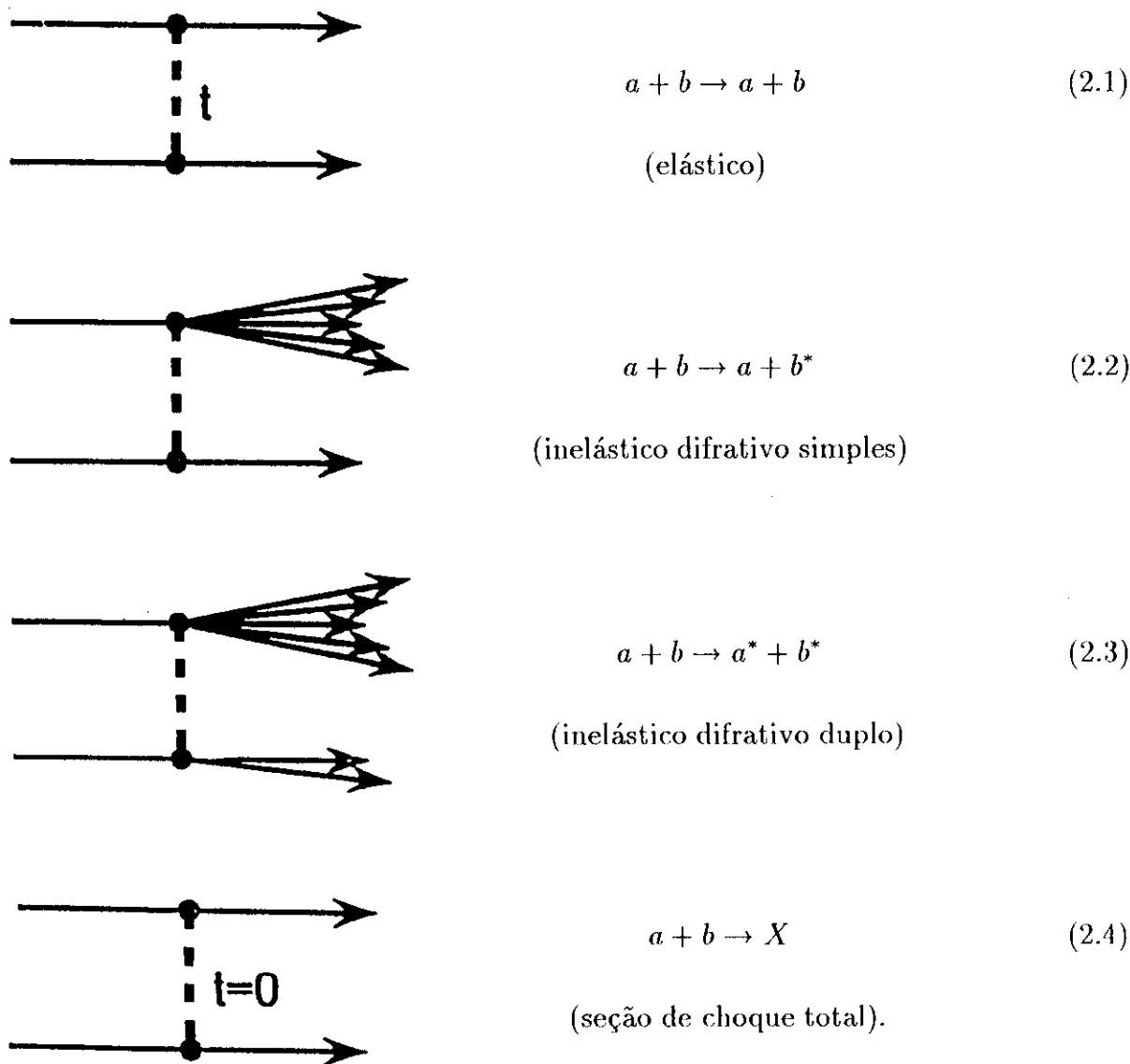
# Difração Hadrônica: Características Gerais

Neste capítulo examinaremos algumas das principais características dos processos difrativos hadrônicos a altas energias, com ênfase para a dissociação difrativa.

O termo “difrativo” tem origem no estudo dos processos de espalhamento elástico. Observa-se que o comportamento da seção de choque diferencial elástica com o ângulo de espalhamento apresenta um padrão semelhante ao encontrado na difração da luz por um disco absorvedor, com um pico de difração frontal, uma queda exponencial da seção de choque para ângulos crescentes, e uma região de mínimo seguida de um máximo secundário [10, 11].

A natureza da dissociação difrativa é mais complicada, e não possui analogia com processos clássicos. Segundo a descrição de Good e Walker [12] para a interação de hádrons com núcleos, o hádron, sendo um objeto complexo, pode ser descrito como uma combinação linear de autoestados tendo os mesmos números quânticos. Se esses estados são absorvidos diferentemente na matéria nuclear, a função de onda difratada terá uma composição diferente da função de onda original. Como consequência temos o aparecimento de novos estados físicos com os mesmos números quânticos que o hádron original, ou seja, dissociação difrativa. Se, por outro lado, todas as componentes hadrônicas forem igualmente afetadas pela interação, nenhuma dissociação difrativa irá ocorrer. Isso se dá no caso limite de absorção total, e neste caso teremos apenas processos elásticos e inelásticos não difrativos.

Conforme comentamos na introdução desta tese, é usual se designar como difrativos todos os processos que envolvem a troca do *Pomeron*. Esses processos são:



Nas próximas seções vamos examinar mais detalhadamente as características gerais desses processos.

## 2.1 Espalhamento Elástico e a Seção de Choque Total

Os processos elásticos, bem como a sua conexão com a seção de choque total, já foram objeto de estudo por uma ampla gama de autores, existindo dessa forma uma ampla literatura disponível [1, 2, 10, 11]. Dada sua conexão com os processos difrativos inelásticos, é interessante analisarmos algumas de suas propriedades. Porém, por brevidade, nos restringiremos apenas a uma descrição geral desses processos.

Na teoria de espalhamento, parte-se da definição da matriz- $S$  e da matriz de transição  $T$ , que transforma um estado inicial  $|i\rangle$  em um estado final  $|f\rangle$ . Ambas

estão relacionadas por

$$S = 1 + iT. \quad (2.5)$$

A conservação da probabilidade implica na unitariedade da matriz- $S$

$$S^\dagger S = S S^\dagger = 1. \quad (2.6)$$

As amplitudes de espalhamento usuais podem ser expressas em termos dos elementos de  $T$  na representação de momentos. Assim, a seção de choque diferencial elástica para um processo de espalhamento de dois hádrons ( $a, b$ ) é escrita em termos de uma amplitude de espalhamento complexa  $T(s, t)$  como

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16 \pi s^2} |T(s, t)|^2. \quad (2.7)$$

Uma consequência direta da unitariedade da matriz- $S$  é o teorema óptico [3], que relaciona a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástica para a frente com a seção de choque total,

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s} \text{Im} T(s, t = 0). \quad (2.8)$$

O teorema óptico fornece, dessa maneira, uma conexão entre o espalhamento elástico e a seção de choque total.

Vamos agora examinar muito brevemente as características gerais da seção de choque diferencial elástica e da seção de choque total para altas energias.

O comportamento da seção de choque diferencial elástica  $pp$  é mostrado na figura 2.1. Usa-se para os dados experimentais uma parametrização do tipo

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp b(s)t, \quad (2.9)$$

válida para a região do pico difrativo.  $b(s)$  é o *slope*, definido como

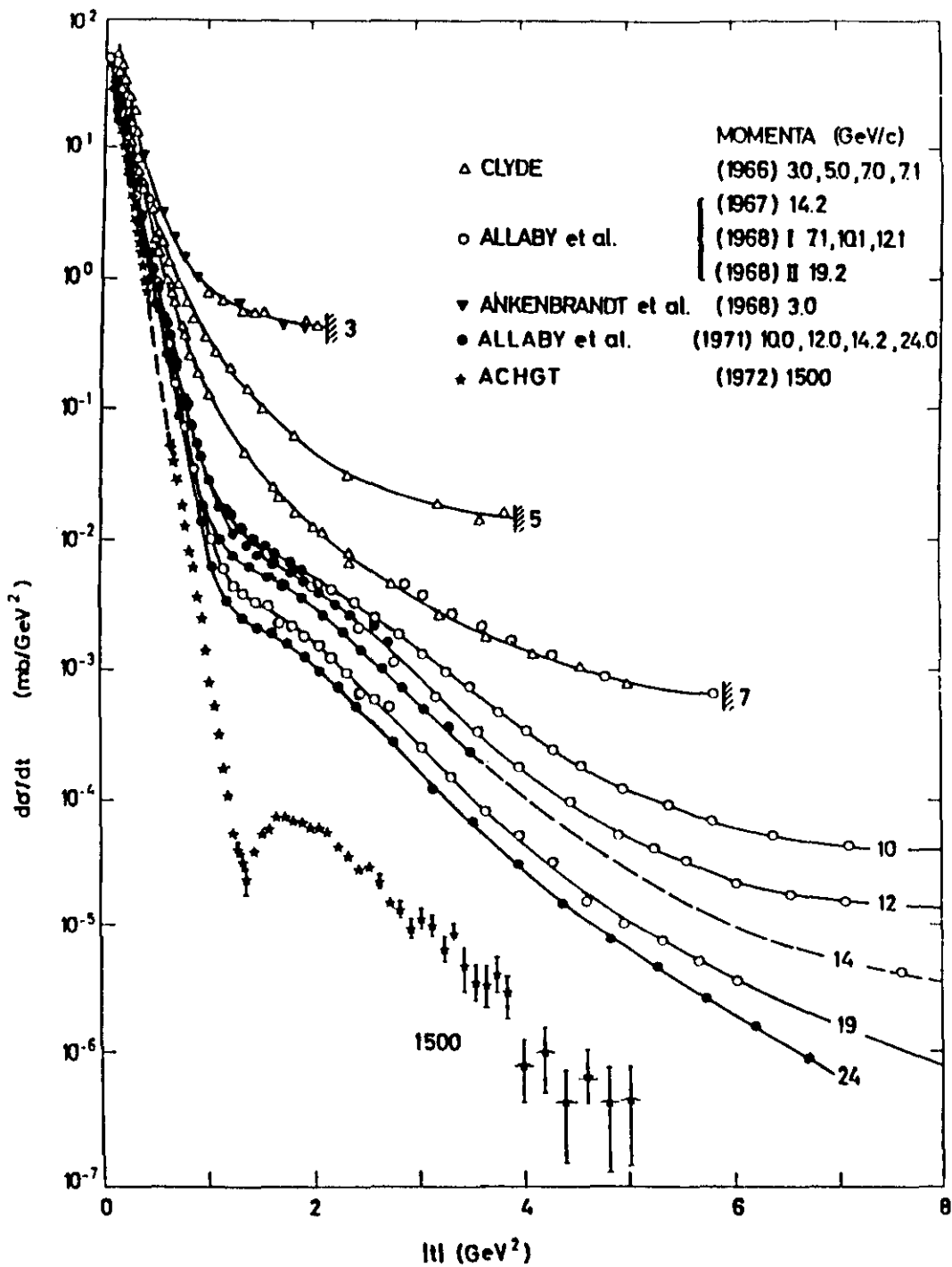


Figura 2.1: Seção de choque diferencial elástica  $d\sigma_{el}/dt$  vs.  $|t|$  para várias energias [10].

$$b = \frac{d}{dt} \ln \frac{d\sigma}{dt}, \quad (2.10)$$

e, para  $t = 0$ , o termo  $A$  define o chamado ponto óptico.

Com o aumento da energia surge um ponto de mínimo, seguido de um segundo máximo, secundário. Diferentemente da difração óptica, não são observados outros máximos secundários além desse. Evidencia-se também um estreitamento do pico com o aumento da energia, o que implica na dependência do *slope*  $b$  com a energia. Esse parâmetro está relacionado com o raio hadrônico, o que pode ser compreendido facilmente dentro da analogia da difração hadrônica com a difração da luz por um disco opaco de raio  $R$ . Para este, a intensidade da luz espalhada em função do ângulo de espalhamento  $\theta$  é

$$\frac{I}{I_0} = \left[ \frac{2J_1(x)}{x} \right]^2 \approx 1 - \frac{R^2}{4} k^2 \theta^2, \quad (2.11)$$

onde: ( $x = kR \sin \theta \approx kR\theta$ , com  $k = 2\pi/\lambda$ ). Para o espalhamento elástico hadrônico a pequenos  $|t|$  temos

$$\frac{d\sigma(t)/dt}{d\sigma(t=0)/dt} = \exp -b|t| \approx 1 - bp_h^2 \theta^2 \quad (2.12)$$

onde  $p_h$  é o momento do hádron. Assim, grosso modo,

$$b = R^2/4. \quad (2.13)$$

O crescimento de  $b$  com a energia implica portanto num crescimento do raio hadrônico com a energia.

Para o comportamento da seção de choque total com a energia existem alguns limites assintóticos, derivados de propriedades gerais tal como unitaridade, analiticidade e simetria de *crossing*.

O limite de Froissart-Martin [13, 14] estabelece que, no limite assintótico para  $s \rightarrow \infty$ , a seção de choque total não pode crescer mais rápido do que  $(\ln s)^2$ ,

$$\sigma_{tot} \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} (\ln s)^2. \quad (2.14)$$

O Teorema de Pomeranchuk [15] afirma que, para  $s \rightarrow \infty$ , as seções de choque totais  $\sigma_{tot}^{\bar{a}b}$  e  $\sigma_{tot}^{ab}$  aproximam-se mutuamente tal que

$$\frac{\sigma_{tot}^{ab}}{\sigma_{tot}^{\bar{a}b}} \rightarrow 1. \quad (2.15)$$

Uma extensão desse teorema para o espalhamento elástico foi feita por Martin e Cornille [16], resultando no teorema de Cornille-Martin. Segundo esse teorema, válido em toda a região do pico difrativo para  $s \rightarrow \infty$

$$\frac{d\sigma_{el}^{\bar{a}b}}{dt}(t=0) / \frac{d\sigma_{el}^{ab}}{dt}(t=0) \rightarrow 1, \quad (2.16)$$

ou, se expresso em termos do *slope*  $b$ ,

$$\frac{b_{\bar{a}b}}{b_{ab}} \rightarrow 1. \quad (2.17)$$

Experimentalmente o crescimento de  $\sigma_{tot}$  foi observado como uma característica universal em reações próton-hádron, conforme a figura 2.2.

Para reações  $\bar{p}p$  observa-se um crescimento de  $\sigma_{tot}$  compatível com  $(\ln s)^2$ , embora numericamente os valores das seções de choque  $\bar{p}p$  medidos às energias hoje disponíveis em aceleradores ainda sejam muito inferiores ao limite superior de (2.14) (figura 2.3). Os dados de  $\sigma_{tot}^{ph}$  parecem também confirmar a previsão do teorema de Pomeranchuk.

Até o início dos anos 80, acreditava-se que para energias assintóticas a principal contribuição para o crescimento da seção de choque total viria dos canais difrativos, e em particular esperava-se que a seção de choque difrativa fosse desempenhar um papel importante para esse crescimento [10]. As medidas da seção de choque difrativa simples no Collider e no Tevatron vieram frustrar essa expectativa, como veremos mais a frente.

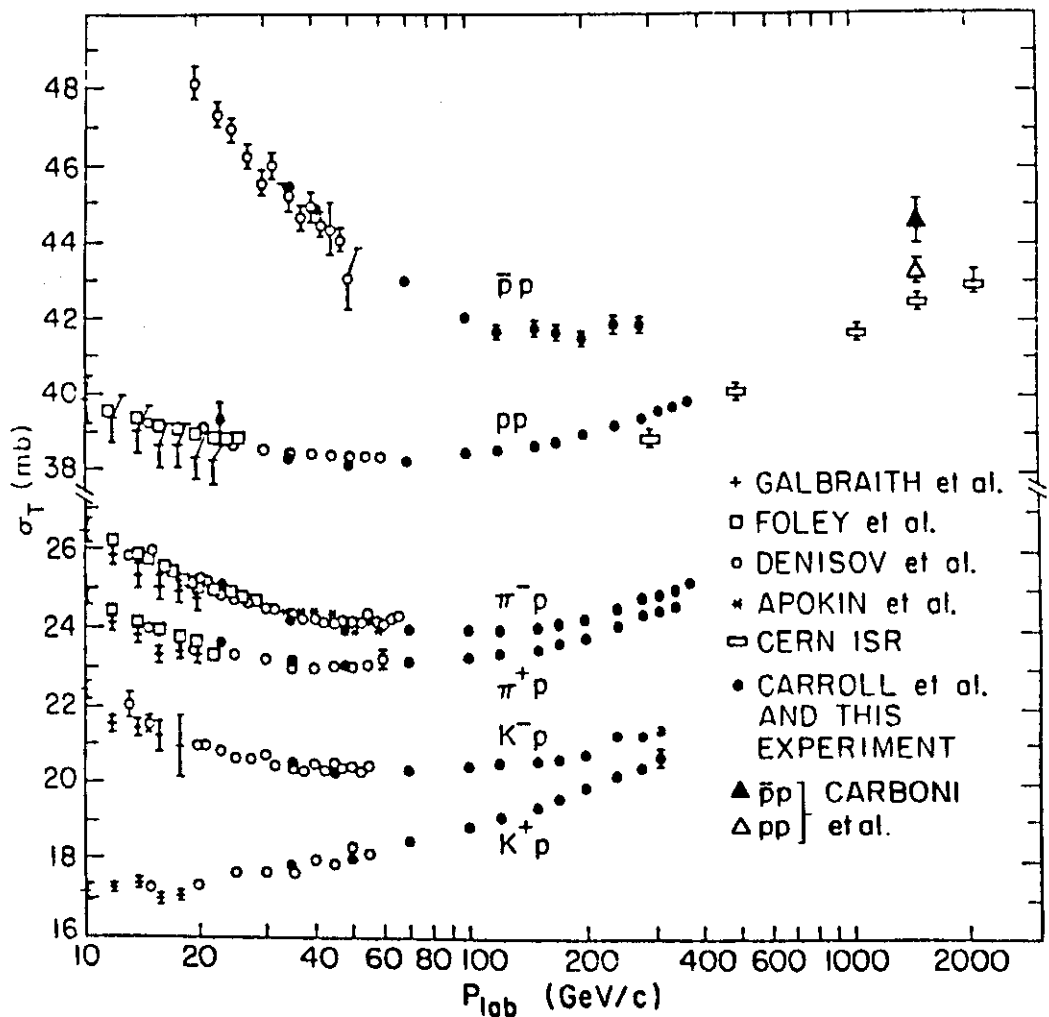


Figura 2.2: Seção de choque total versus momento do hádron incidente para a reação  $hp \rightarrow X$  ( $h = p^\pm, \pi^\pm, K^\pm$ ) [10].

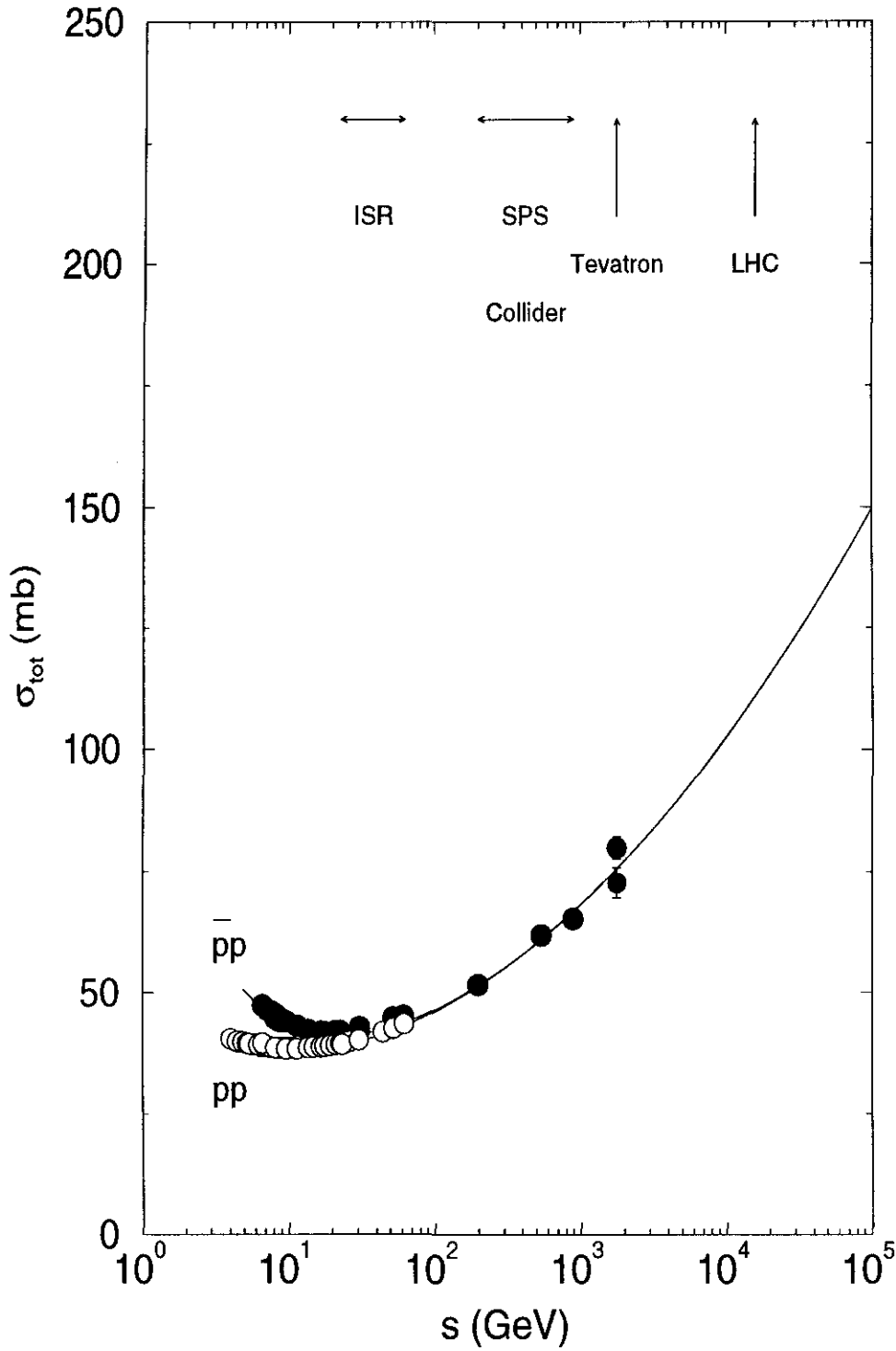


Figura 2.3: Seção de choque total  $pp$  e  $\bar{p}p$ , juntamente com a parametrização do UA4/2 [17].



## 2.2 Difração Inelástica

A difração inelástica corresponde aos processos (2.2) e (2.3). No primeiro caso, chamado de dissociação difrativa simples (DS), uma das partículas que interagem é excitada para um estado de massa  $M$  que posteriormente decai, ou se fragmenta, em um certo número de partículas estáveis. O segundo processo corresponde à dissociação difrativa dupla (DD), onde ambas as partículas que interagem são excitadas.

Experimentalmente é muito difícil, por problemas ligados sobretudo a *trigger*, separar os eventos de dissociação difrativa dupla dos eventos inelásticos não difrativos [4]. Com isso, o estudo dos processos de dissociação difrativa se concentra no canal difrativo simples, existindo muito poucos dados de eventos DD. Em geral, são usadas hipóteses de fatorização do vértice difrativo para estimar a seção de choque  $\sigma_{DD}$  a partir de  $\sigma_{DS}$  [4]. Vamos portanto nos ater à discussão das propriedades gerais dos processos DS.

A condição de coerência, destacada por Good e Walker [12], impõe um limite cinemático para a ocorrência dos processos difrativos. Num processo difrativo não deve haver mudança nos números quânticos dos hádrons. Assim as amplitudes internas destes, durante a excitação, devem se somar coerentemente. Isso se traduz na condição de que o quadrimomento transferido para o hádron não seja maior que o inverso do raio de interação,  $R$ .

Se  $p_0$  é o momento da partícula  $a$  no laboratório, o momento  $p$  do sistema excitado, quando este é produzido na região para frente, é [12]

$$p \approx p_0 - \frac{(M^2 - m_a^2)}{2p_0}. \quad (2.18)$$

Usando a relação  $s = 2p_0m_a$  entre a energia no laboratório e no SCM, temos

$$p \approx p_0 - m_a \frac{(M^2 - m_a^2)}{s}. \quad (2.19)$$

Se  $M^2 \gg m_a^2$ ,

$$\Delta p \approx m_a \frac{M^2}{s} \approx m_a(1 - x_F) \quad (2.20)$$

onde, na última igualdade, usamos a relação (1.18).

A coerência entre as funções de onda do hádron entrando e saindo da reação

pode ser mantida contanto que a mudança no momento,  $\Delta p = p_0 - p$ , seja menor que o inverso do raio  $R$  de interação do alvo. Em óptica isso equivale à condição de que o comprimento de onda da luz deva ser menor do que o raio do objeto espalhador para que a difração aconteça. Para  $R = 1/m_\pi$ , e  $m_a = m_p$  (onde  $m_p$  é a massa do próton) temos

$$\Delta p < m_\pi \rightarrow \frac{M^2}{s} < \frac{m_\pi}{m_p} \approx 0.15. \quad (2.21)$$

Na prática, para altas energias (ISR, Collider e Tevatron) considera-se que a região de dissociação difrativa corresponde a

$$\frac{M^2}{s} \leq 0.05. \quad (2.22)$$

Para altas energias torna-se difícil isolar canais exclusivos específicos. Embora existam estudos em canais exclusivos feitos para baixas energias e algumas energias do ISR, a atividade experimental tem dado mais destaque ao estudo dos processos de difração inclusivos, onde apenas a massa e as propriedades de fragmentação do sistema  $X$  são medidas. Portanto, os processos cujas características gerais iremos examinar agora são todos do tipo dissociação difrativa simples inclusiva e estaremos nos referindo indistintamente aos processos  $p + p \rightarrow p + X$  e  $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + X$ .

## 2.2.1 Dependência com $M^2$

A figura 2.4 apresenta a distribuição da seção de choque invariante com a variável  $M^2/s \approx (1 - x_F)$ . Para baixas energias nota-se claramente um perfil de picos de ressonâncias, enquanto para  $s$  maiores estes dão lugar a um comportamento de queda suave da seção de choque na região de grandes  $M^2/s$ . Para um dado  $M^2$ , quanto maior o valor de  $s$  mais facilmente a condição de coerência é satisfeita. Alternativamente, para um dado  $s$ , quanto menor o valor de  $M^2/s$  maior a seção de choque. À medida que  $1 - x_F \approx M^2/s$  decresce,  $M^2$  entra na região de ressonância ( $M^2 \leq 5 \text{ GeV}^2$ ) até finalmente atingir o limiar de produção de um único pión,  $M^2 = (m_p + m_\pi)^2$ , onde a seção de choque vai a zero (figura 2.5).

Experimentalmente o *scaling* entre  $M^2$  e  $s$  é observado para a região de  $M^2/s \geq 0.01$ . Para valores de  $M^2$  maiores, com  $s$  fixo, temos o comportamento suave de queda da seção de choque com  $1/M^2$ , mostrado na figura 2.5. Na região  $M^2/s < 0.01$  o *scaling* começa a ser violado, já que  $M^2$  se aproxima de seu valor

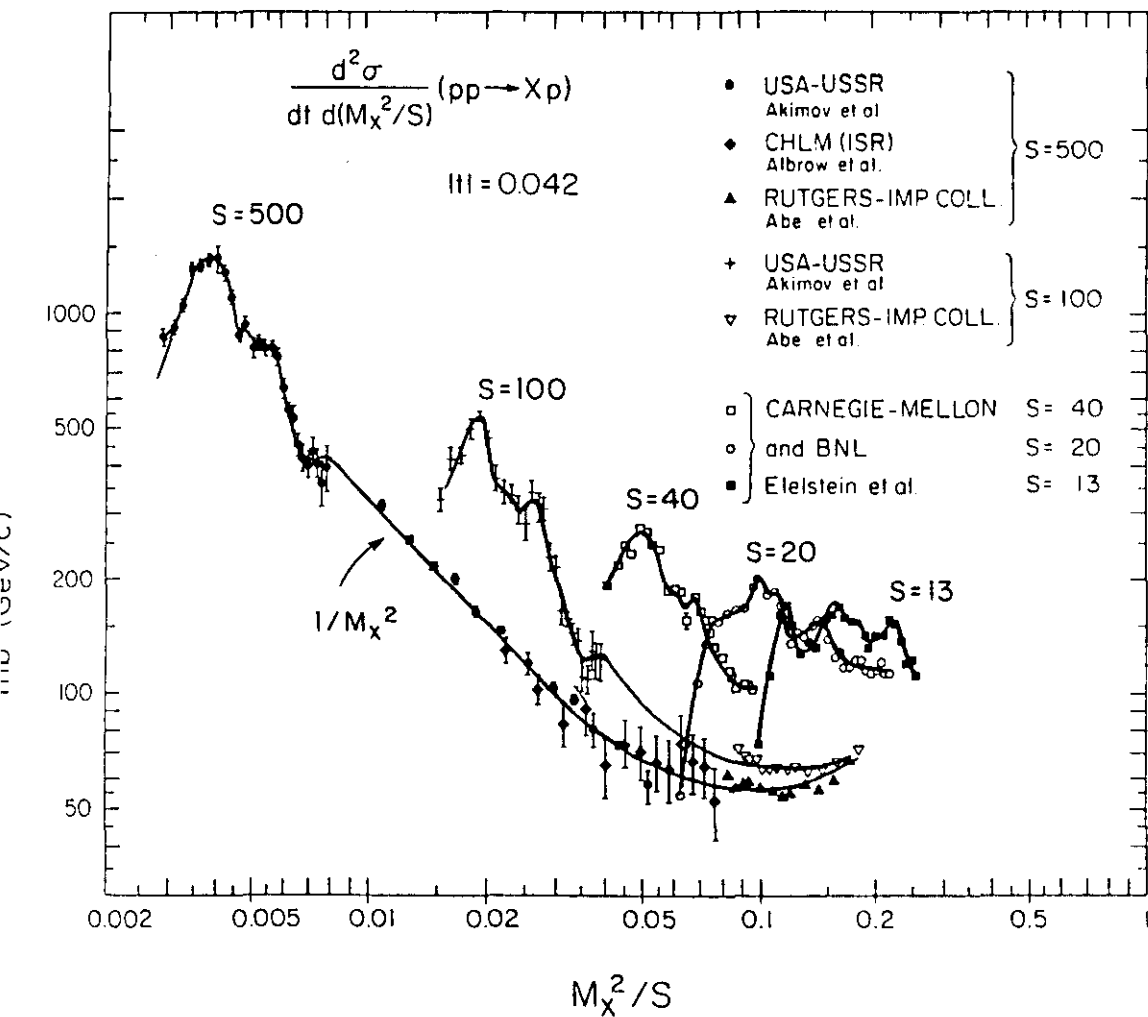


Figura 2.4: Seção de choque invariante  $s d^2\sigma/dtdM^2$  versus  $M^2/s$  para dissociação difrativa  $pp$  para vários valores de  $s$  com  $t = -0.042 \text{ GeV}^2$  [10].

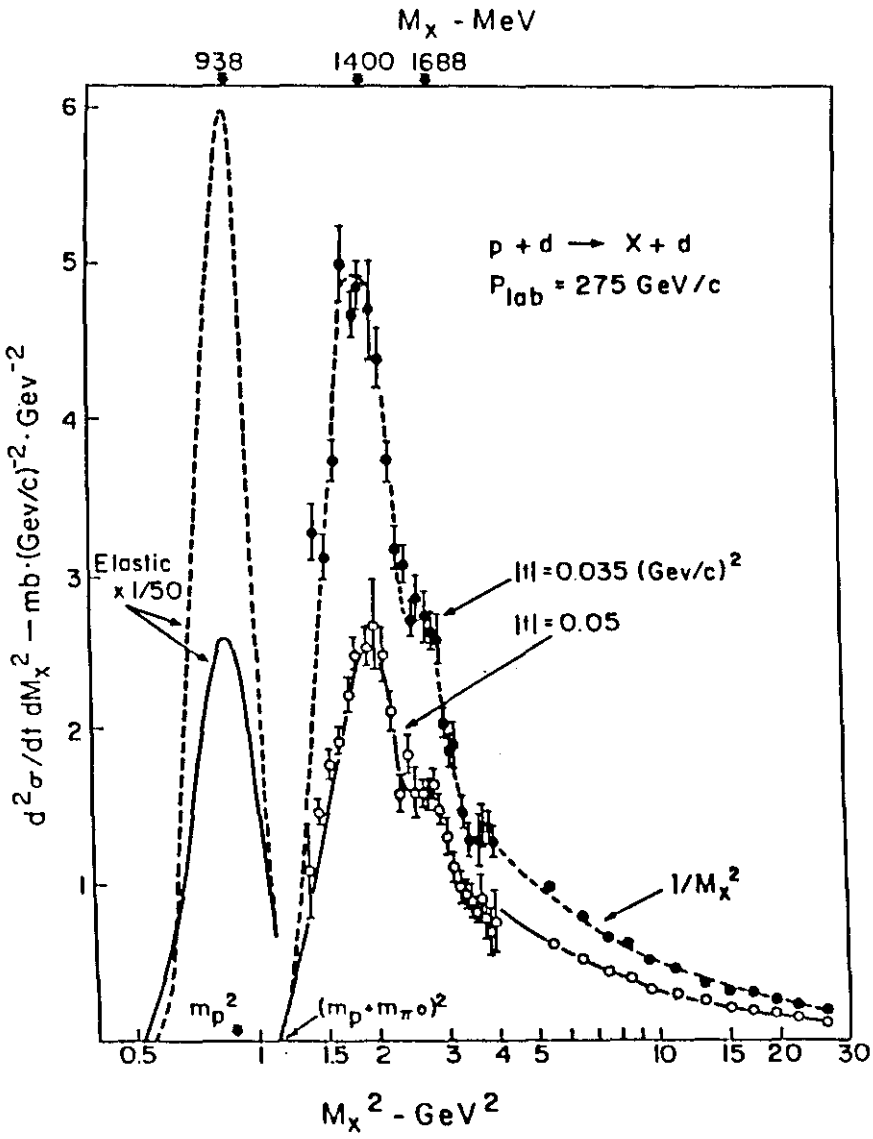


Figura 2.5: Espectro da seção de choque  $d^2\sigma/dtdM^2$  com  $M^2$  [11].

mínimo,

$$M_{min}^2 = (m_p + m_\pi)^2 = 1.16 \text{ GeV}^2. \quad (2.23)$$

Assim, para  $s$  crescente, a região de pico ressonante tende a se deslocar para valores menores de  $M^2/s$ , conforme a figura 2.4.

O experimento CHLM [18, 19, 20, 21], no ISR, mediu as distribuições com a massa para um intervalo de energias entre  $\sqrt{s} = 23.5$  e  $63 \text{ GeV}$ , para vários valores de  $t$ . Um espectro característico dessas medidas é mostrado na figura 2.6. A diferença principal entre a figura 2.4 e a figura 2.6 é que para esta última o pico ressonante já não apresenta as ressonâncias de baixa massa, devido aos problemas de resolução experimental do momento  $p_L$  do próton observado. Uma discussão sobre essa questão é feita na referência [22].

Na figura 2.6, para a região de baixos  $M^2$  o que se observa experimentalmente é uma distribuição gaussiana, centrada aproximadamente em torno de  $M_{min}^2/s$ , que se prolonga até valores negativos de  $M^2/s$ , o que equivale a um próton saindo da reação com momento longitudinal maior do que aquele com que entrou. Essa região é usualmente chamada de região de resolução. O centro dessa distribuição apresenta uma dependência com  $s$ , da mesma maneira que no caso do pico ressonante, e sua largura permanece aproximadamente constante com  $s$  e  $t$ .

A queda da seção de choque invariante com  $1/M^2$  na região de grandes massas foi observada em todo o ISR e nas medidas feitas pelo experimento UA4 [23, 24] no Collider (figura 2.7).

Os experimentos CDF [25] e E710 [26], no Tevatron, relataram uma dependência com a massa do tipo

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} \approx \left(\frac{1}{M^2}\right)^{1+\epsilon} \quad (2.24)$$

com  $\epsilon = 0.125 \pm 0.015$ .

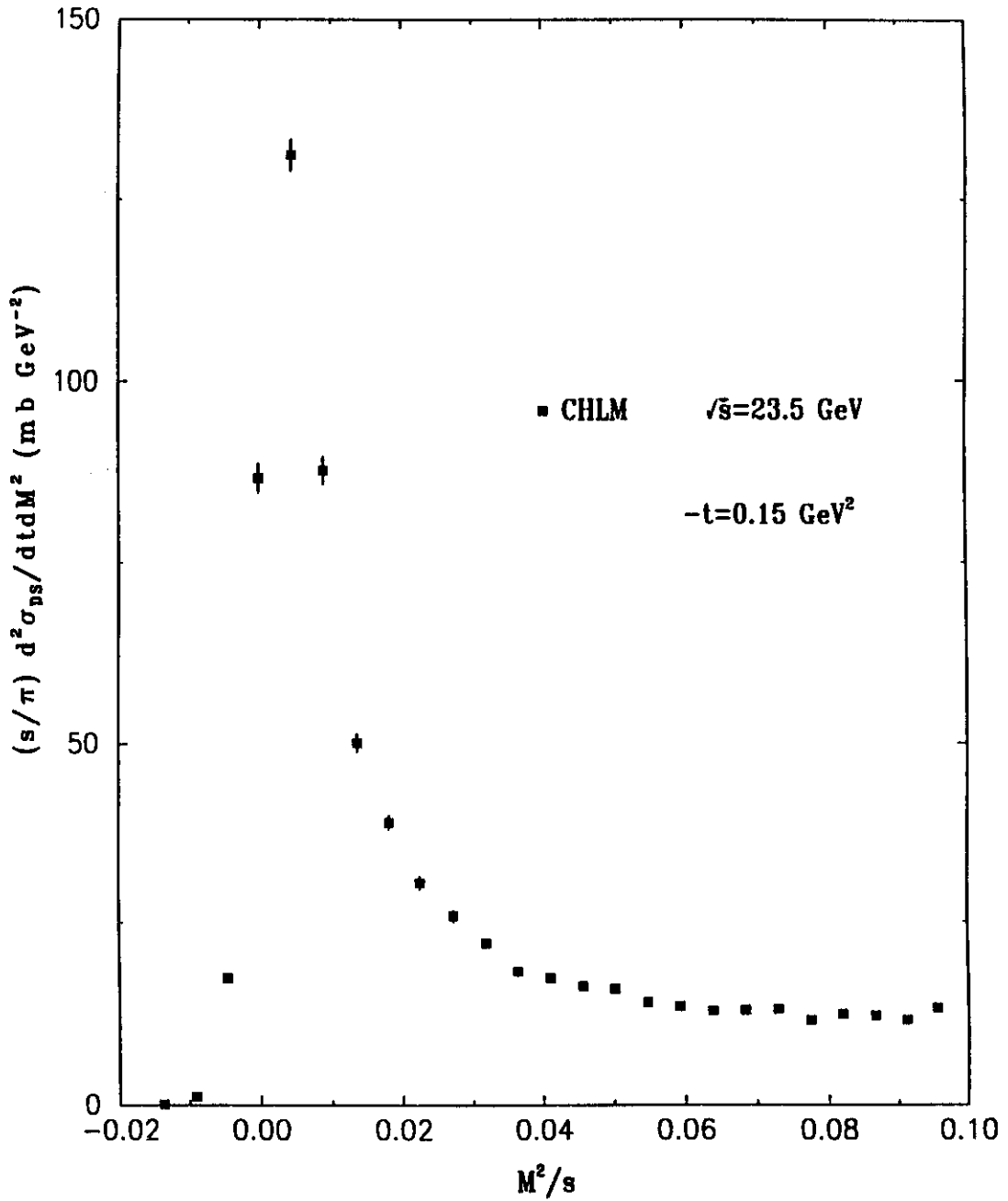


Figura 2.6: Distribuição de  $(s/\pi) \frac{d^2\sigma}{dt dM^2}$  com  $M^2/s$  medida pelo experimento CHLM [20] no ISR ( $s = 550 \text{ GeV}^2$ ) .

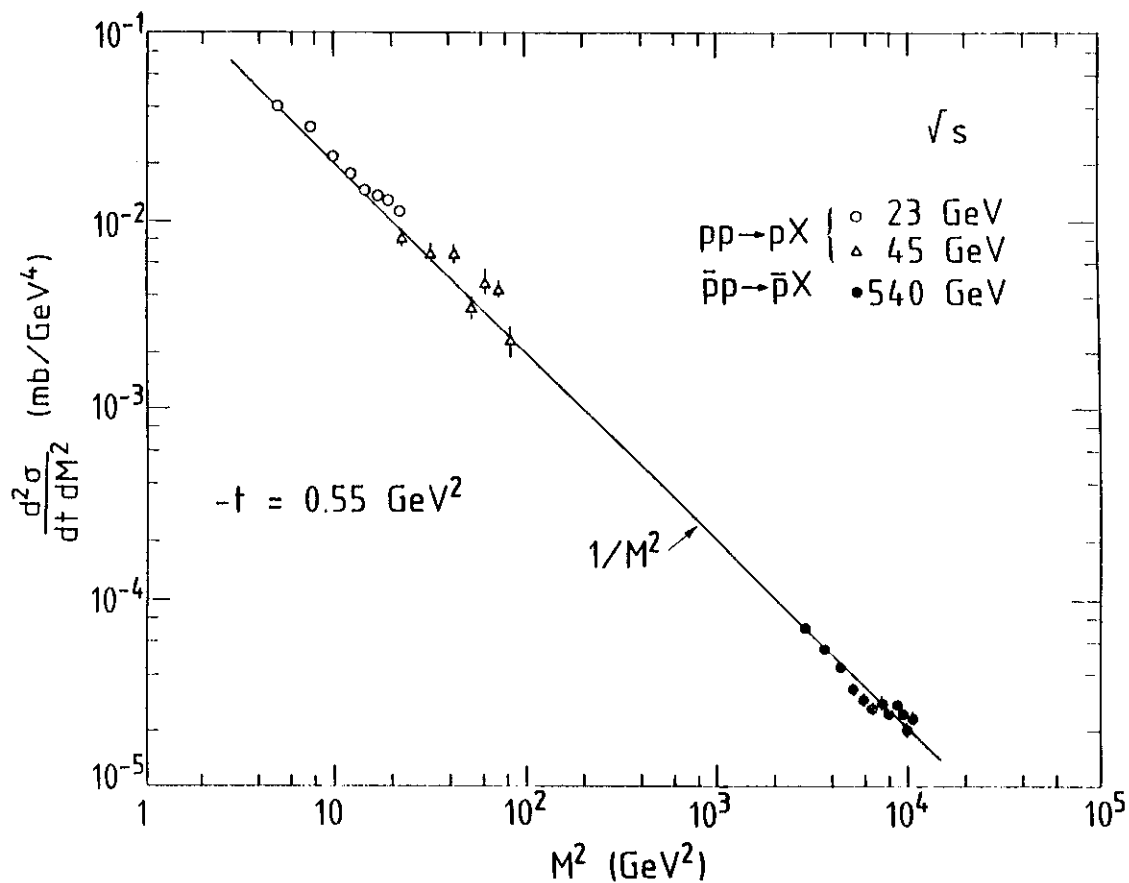


Figura 2.7: Distribuição de  $d^2\sigma/dtdM^2$  com  $M^2$  para  $t = -0.55 \text{ GeV}^2$  medida pelo experimento UA4 no Collider [23], juntamente com dados do experimento CHLM no ISR [20]. A reta representa uma parametrização com  $1/M^2$  [23].

## 2.2.2 Dependência em $t$

A distribuição em  $t$  da dissociação difrativa é obtida integrando a seção de choque invariante em  $M^2/s$ . O limite superior para essa integral não é bem definido, e certos experimentos usam  $M^2/s < 0.1$ . Contudo, tanto o experimento CHLM como o UA4, o CDF e o E710 adotam o limite  $M^2/s < 0.05$ , o que permite, pelo menos em parte, estabelecer um padrão de comparação entre os dados desses experimentos, tanto para  $d\sigma/dt$  quanto para  $\sigma_{DS}$ . Em geral essa integral inclui a região de resolução, e uma forma funcional do tipo triplo-*Pomeron* é usada na expressão para a parametrização dos dados, convolucionada com uma gaussiana para a região de resolução

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} \left( \frac{M^2}{s}, t \right) = N \int_{-\infty}^{\infty} d\mu \sigma_{inv}(\mu^2, t) \exp \left\{ -\left( \frac{M^2}{s} - \mu \right)^2 / 2\sigma_r^2 \right\} \quad (2.25)$$

onde  $\sigma_r$  é a largura experimental da resolução [22].

Esse procedimento foi adotado pelo CHLM [20], enquanto o UA4 usou um método de *gap* de rapidez que, de acordo com a descrição dada em [24], inclui também a região de resolução. Já o CDF [25] considerou somente a região física de  $M^2/s$  ao proceder a integração sobre essa variável, excluindo portanto a região de resolução dos seus resultados.

O espectro em  $t$  que é obtido se presta, para baixos  $|t|$ , a uma parametrização do tipo

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp(bt + ct^2) \quad (2.26)$$

e para o ISR e Collider essa parametrização fornece os resultados mostrados nas figuras 2.8 e 2.9. De acordo com esses resultados, um estreitamento do pico difrativo parece ocorrer entre  $\sqrt{s} = 23.5 \text{ GeV}$  e  $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ , mas se esse é realmente o caso, o efeito é muito menos significativo do que nos processos elásticos. Como o CDF [25], E710 [26] e UA5 [27] não publicaram seus valores para  $d\sigma/dt$  essa questão continua em aberto.

O *slope* difrativo,  $b_{DS}$ , apresenta uma dependência com  $M^2$  para a região de baixas massas, e vai se tornando aproximadamente constante para valores maiores de  $M^2$ , conforme a figura 2.10. Para esse caso observou-se, no ISR, que

$$b_{DS} \approx \frac{b_{el}}{2}. \quad (2.27)$$



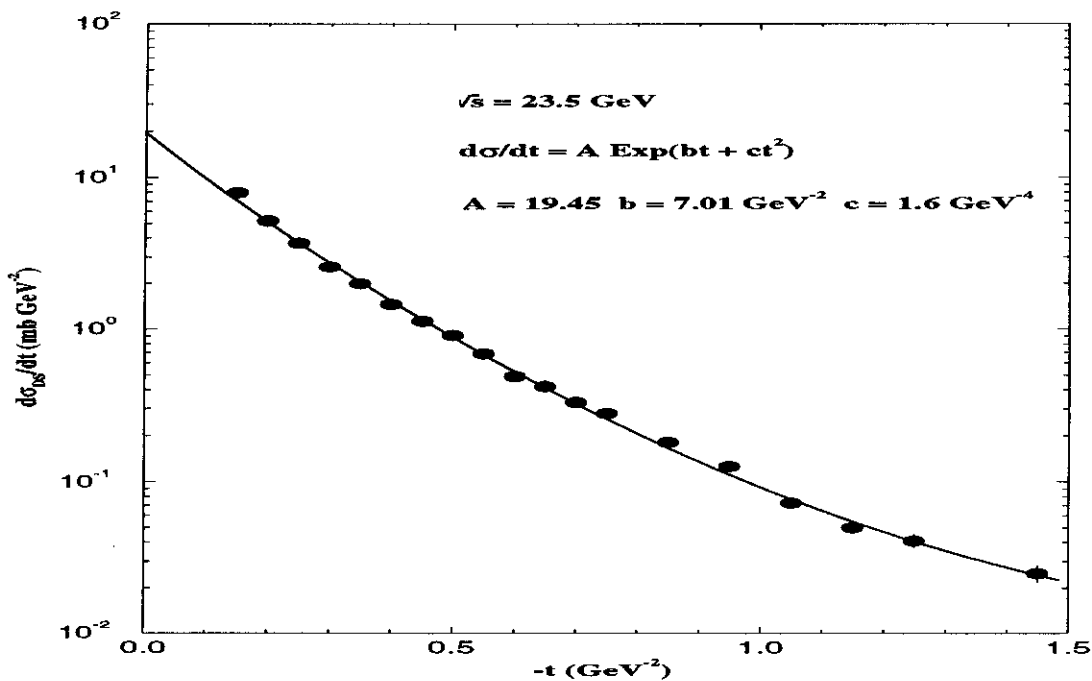


Figura 2.8: Seção de choque diferencial DS versus  $-t$  para  $s = 550 \text{ GeV}^2$ .

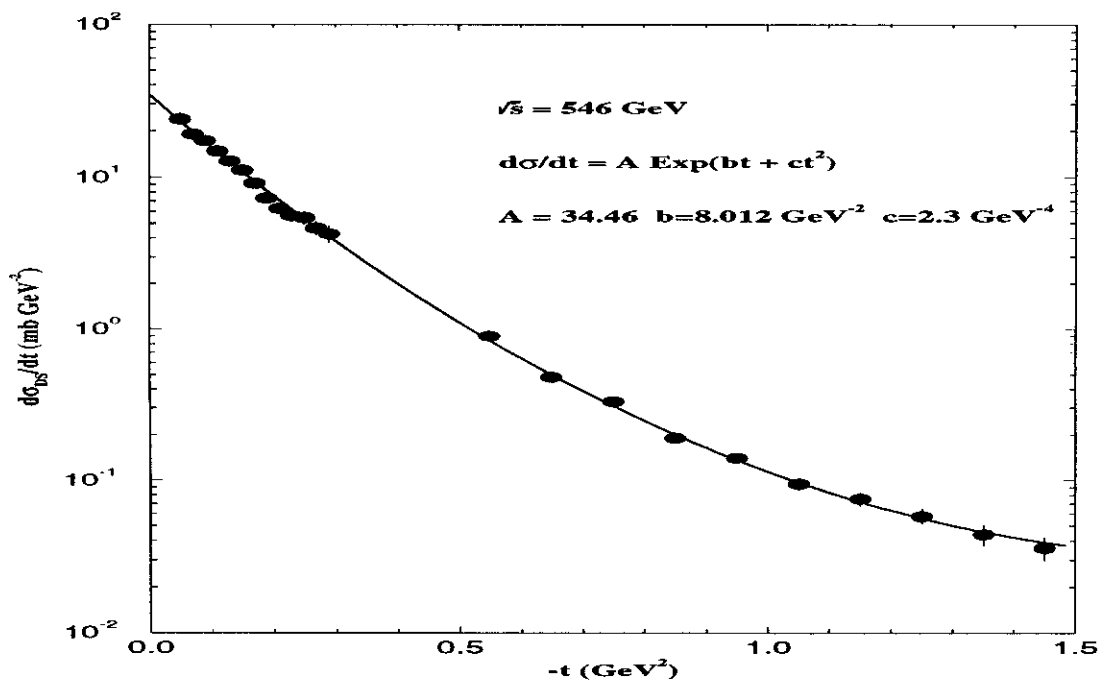


Figura 2.9: Seção de choque diferencial DS versus  $-t$  para o Collider.

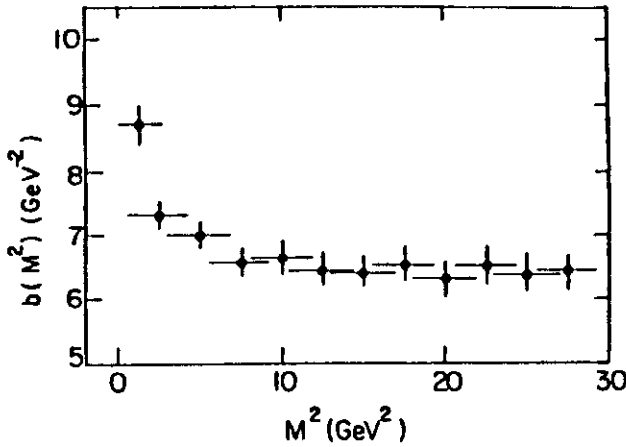


Figura 2.10: Dependência do *slope*  $b_{DS}$  com  $M^2$ .

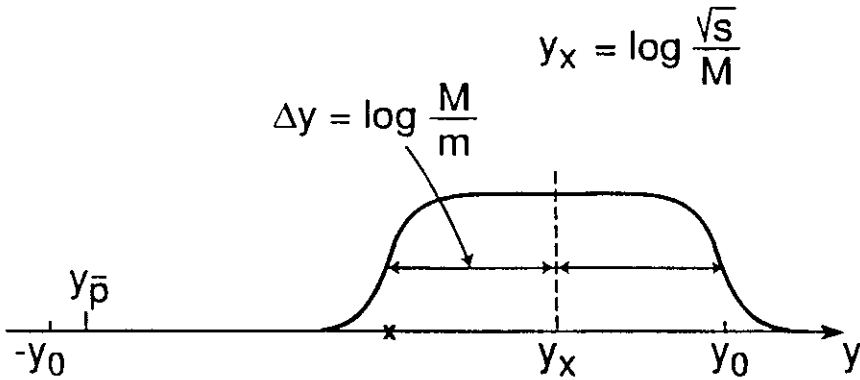


Figura 2.11: Distribuição em rapidez dos produtos do decaimento de  $M$

### 2.2.3 Produtos do Decaimento de $M^2$

A condição de coerência, além de impor um limite para a massa  $M^2$ , também implica em uma estrutura cinemática especial para os eventos difrativos através do *gap* de rapidez que surge entre a partícula espalhada quase-elasticamente e os produtos do decaimento de  $M$ . A configuração em rapidez dos eventos difrativos é mostrada na figura 2.11.

O antipróton espalhado perde na colisão apenas uma pequena fração do seu momento, emergindo da reação com uma rapidez muito próxima da rapidez do feixe,  $y_0 = \ln(\sqrt{s}/m_p)$ . O sistema  $X$  tem uma rapidez centrada em  $y_X = \ln(\sqrt{s}/M)$  no SCM enquanto que os produtos do decaimento de  $X$  estão concentrados em torno de  $y_X$ .

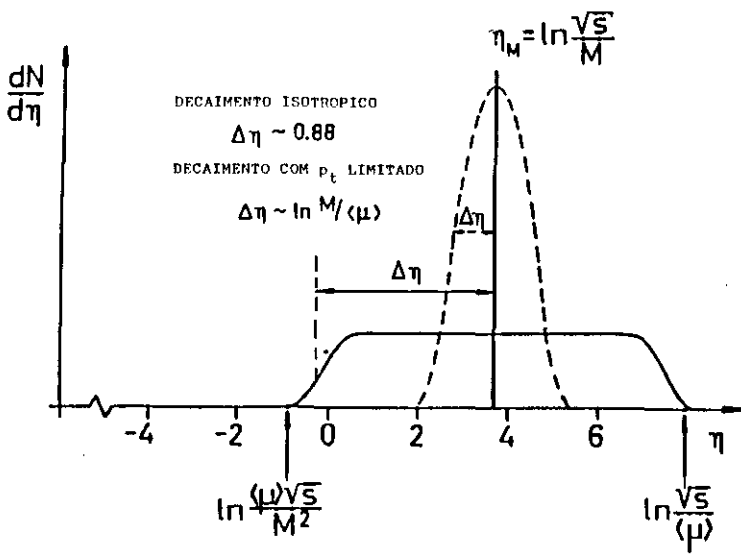


Figura 2.12: Distribuição em pseudorapidez da multiplicidade dos produtos do decaimento de  $M$ , de acordo com modelos de decaimento isotrópico ou com  $p_T$  limitado [27].

Especificamente quanto ao processo de decaimento, a questão ainda está em aberto. Existem dois tipos de modelos que prevêem formas distintas para a distribuição em torno do valor central  $y_X$ . Modelos do tipo “bola de fogo” assumem decaimento isotrópico dos estados difrativos, prevendo *clusters* com largura de rapidez constante, independente da massa do estado dissociado. Modelos do tipo multiperiférico prevêem *clusters* cuja largura cresce logarithmicamente com  $M$ ,

$$\Delta y = \pm \ln(M/\mu) \quad (2.28)$$

onde  $\mu$  é a massa transversal,  $\mu = \sqrt{p_T^2 + m_p^2}$ , sendo que esses modelos apresentam uma distribuição limitada em  $p_T$ . Os *clusters* se estendem do valor máximo de rapidez,  $y_{max} = \ln(\sqrt{s}/\mu)$ , até um valor mínimo dado por  $y_{min} = \ln(\mu\sqrt{s}/M^2)$ . A figura 2.12 apresenta o perfil desses dois tipos de distribuição [27].

A figura 2.13, por sua vez, apresenta a distribuição em pseudorapidez de partículas carregadas produzidas na fragmentação de estados difrativos, medidos pelo UA4 [28]. Essas medidas foram feitas para  $0.5 \leq |t| \leq 0.8 \text{ GeV}^2$  e para diferentes valores de massa difratada  $M$ . Um valor de massa média  $\langle M \rangle$  foi atribuído para cada intervalo de massa, levando-se em conta o comportamento observado de  $1/M^2$  e os efeitos da resolução de massa. Os *clusters* são centrados no valor esperado  $y_X$  e sua largura cresce com  $M$ . A posição observada do limite inferior parece concordar com a previsão de  $y_{min}$  dos modelos com  $p_T$  limitado.

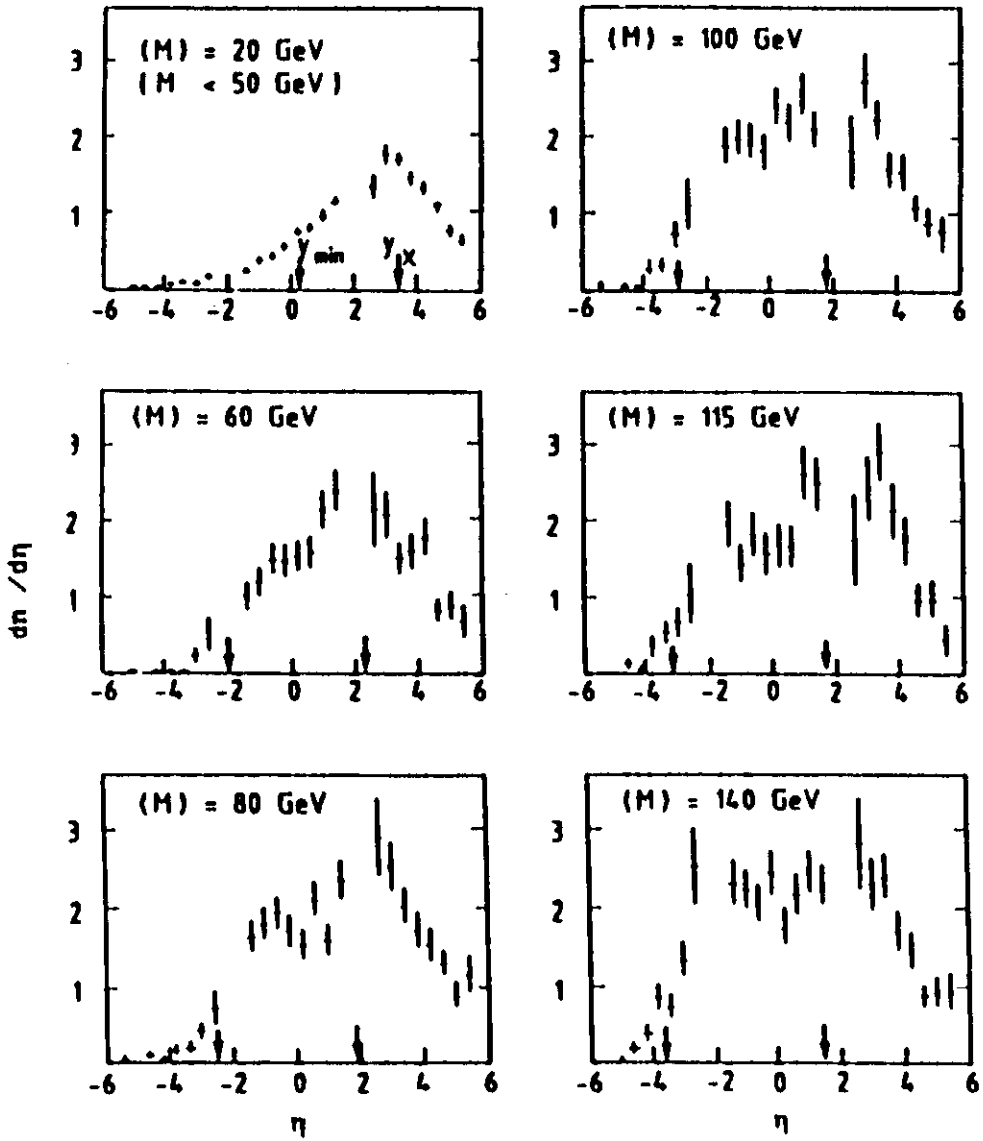


Figura 2.13: Distribuição em pseudorapidez da multiplicidade de carregadas, medida pelo UA4 [28].

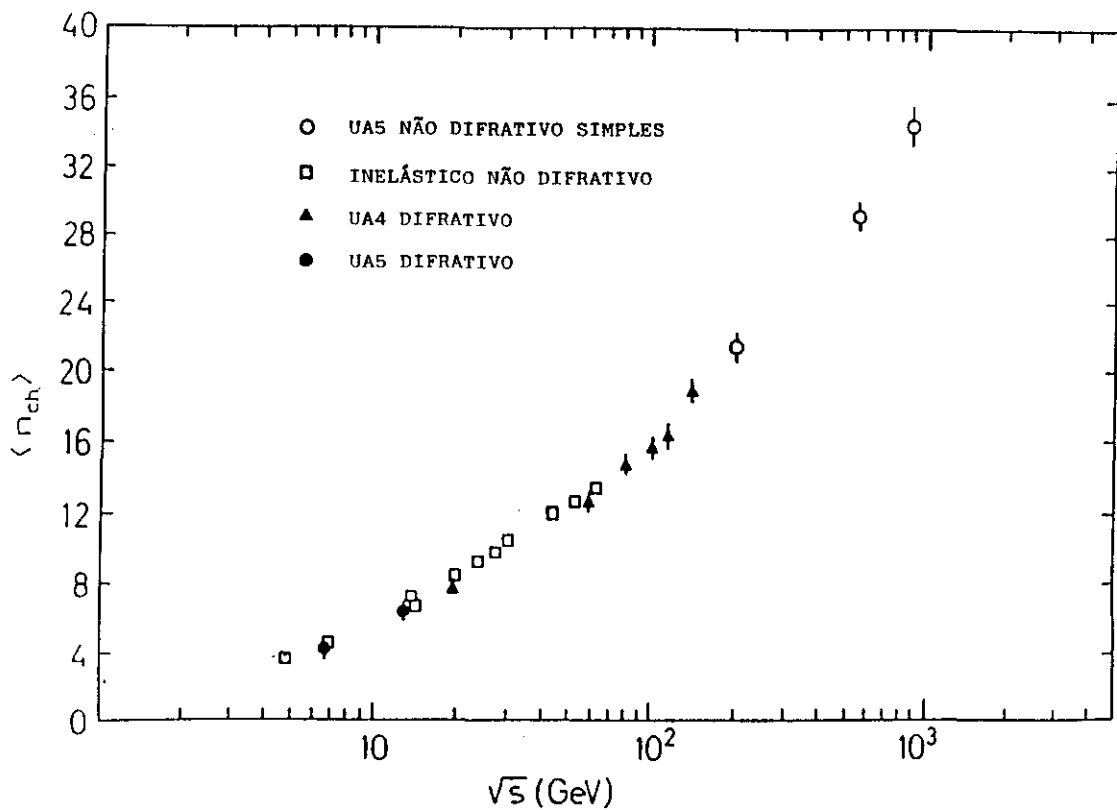


Figura 2.14: Multiplicidade média de partículas carregadas produzidas na fragmentação de estados difrativos, comparada com aquela produzidas em colisões inelásticas não difrativas [28].

	ISR	UA5	UA4	CDF	UA5	CDF
$\sqrt{s}$ (GeV)	53 – 63	200	546		900	1800
$\sigma_{tot}$ (mb)	$\approx 44$	$51.6 \pm 0.4$	$61.9 \pm 1.5$	$61.26 \pm 0.93$	$65.3 \pm 2.2$	$80.03 \pm 2.24$
$\sigma_{el}$ (mb)	$\approx 7.7$	$\approx 9.6$	$13.3 \pm 0.6$	$12.87 \pm 0.3$	$\approx 15$	$19.7 \pm 0.85$
$\sigma_{ds}$ (mb)	$\approx 7$	$4.8 \pm 1.3$	$9.4 \pm 0.7$	$7.89 \pm 0.33$	$7.8 \pm 1.6$	$9.46 \pm 0.44$

Tabela 2.1: Dados de seções de choque  $pp$  e  $\bar{p}p$  [4, 25].

A integral da distribuição em pseudorapidez fornece a multiplicidade média de partículas carregadas produzidas,

$$\langle n_{ch} \rangle = \int_0^\infty \frac{1}{\sigma_{DS}} \frac{d\sigma_{DS}}{d\eta} d\eta. \quad (2.29)$$

Na figura 2.14 os dados de  $\langle n_{ch} \rangle$  obtidos pelo UA4 [28] são apresentados em função de  $\sqrt{s} = M$  juntamente com dados de  $\langle n_{ch} \rangle$  para colisões inelásticas não difrativas com  $\sqrt{s}$  correspondente. Esse resultado evidencia que a fragmentação de um sistema produzido difrativamente é muito similar aos processos de hadronização que ocorrem em colisões hadrônicas com energias no SCM iguais a  $M$ .

## 2.2.4 Seção de Choque Total Difrativa

A seção de choque total difrativa simples é obtida pela integração

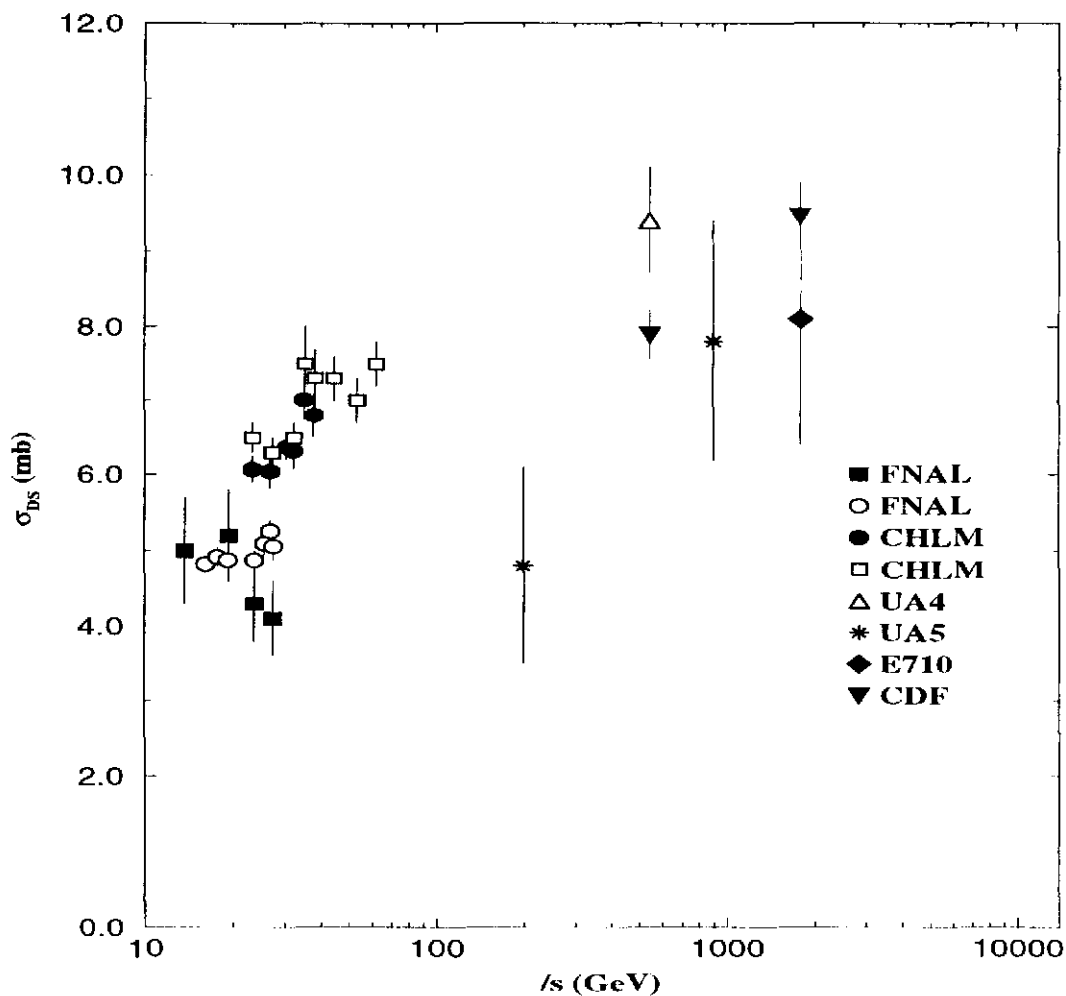
$$\sigma_{DS} = 2 \int \int s \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} dt d(M^2/s) \quad (2.30)$$

onde o fator 2 conta a igual probabilidade das reações  $a+b \rightarrow a+X$  e  $a+b \rightarrow b+X$  (no caso em que  $a$  e  $b$  são idênticas). O comportamento de  $\sigma_{DS}$  com a energia é mostrado na figura 2.15.

Aqui se coloca novamente a discussão feita em 2.2.2 sobre os métodos e limites de integração em  $M^2/s$ . Embora todos os pontos tenham sido calculados para  $M^2/s < 0.05$ , ainda assim existe uma forte discordância entre os valores obtidos para uma mesma energia, no caso  $\sqrt{s} = 546$  GeV, pelo UA4 e o CDF. Em parte isso pode ser atribuído à forma diferenciada com que a região de resolução é tratada em cada caso.

O crescimento de  $\sigma_{DS}$  com a energia é, de qualquer forma, muito mais lento do que os dados do ISR faziam crer, conforme a figura 2.15. Na tabela 2.1 apre-

sentamos valores de  $\sigma_{tot}$ ,  $\sigma_{el}$  e  $\sigma_{DS}$  medidos para várias energias. Podemos ver que, enquanto para o ISR as seções de choque elástica e inelástica difrativa apresentavam aproximadamente a mesma razão para a seção de choque total, essa razão cai no Collider e Tevatron para a dissociação difrativa. Já a razão entre a seção de choque elástica e total neste mesmo intervalo apresenta um crescimento inequívoco.



# Capítulo 3

## Fenomenologia de Pólos de Regge

O ponto de partida para o estudo dos processos de espalhamento difrativo no canal- $t$  é o modelo de pólos de Regge, que trata das propriedades analíticas da amplitude de espalhamento de dois corpos. Há mais de três décadas esse modelo vem sendo empregado na análise fenomenológica de processos elásticos e inelásticos, sendo que para o primeiro caso seu maior êxito foi a correta descrição do comportamento com a energia da seção de choque diferencial elástica e da seção de choque total. A sua extensão para o estudo de reações inclusivas foi feita por A. H. Mueller [8], o que permitiu ampliar a análise de Regge de processos difrativos para os canais inelásticos inclusivos.

Nesse capítulo procuraremos dar uma visão breve e qualitativa das principais características do modelo de pólos de Regge e de como, através do *Pomeron*, ele se aplica aos processos difrativos. Em seguida discutiremos, também de uma maneira breve e qualitativa, a extensão da análise de Regge para os processos inclusivos via teorema óptico generalizado de Mueller e da expansão de triplo-reggeon. Para finalizar apresentaremos o modelo de Donnachie e Landshoff [30] para a difração elástica e inelástica inclusiva  $pp$ , já que esse modelo é uma das mais conhecidas aplicações da fenomenologia de pólos de Regge para processos elásticos e inelásticos difrativos

### 3.1 Pólos de Regge

Existe uma vasta literatura a respeito do formalismo de Pólos de Regge, sendo que as referências [31, 32, 33, 34] podem proporcionar uma boa introdução ao tema.

Conforme foi dito, o modelo original de Regge se presta à análise de processos de dois corpos

$$a + b \rightarrow c + d. \quad (3.1)$$



Para esses processos, vimos no capítulo 1 que as variáveis cinemáticas apropriadas para sua descrição são as variáveis de Mandelstam  $s$ ,  $t$ , e  $u$ . De acordo com (1.6) a região física da reação (3.1) será (supondo por simplicidade as mesmas massas para todas as partículas e assumindo que, no sistema de centro de momento (SCM) da reação,  $|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}_2| = k$ )

$$s \geq 4m^2, \quad (3.2)$$

$$-4k^2 \leq t \leq 0, \quad (3.3)$$

$$-4k^2 \leq u \leq 0. \quad (3.4)$$

A essa região, onde  $s$  é o quadrado da energia no SCM, e  $t$  e  $u$  são quadrimomentos transferidos, damos o nome de canal- $s$ . Por invariância relativística e simetria de *crossing*, podemos considerar uma partícula de quadrimomento  $P_a$  entrando na reação (3.1) como uma antipartícula de quadrimomento  $-P_{\bar{a}}$  saindo da reação, e vice-versa. Assim, em termos dos quadrimomentos, podemos escrever que

$$P_a + P_b \rightarrow P_c + P_d \quad (3.5)$$

é equivalente a

$$P_a - P_{\bar{c}} \rightarrow -P_{\bar{b}} + P_d \quad (3.6)$$

e também a

$$P_a - P_{\bar{d}} \rightarrow P_c - P_{\bar{b}}. \quad (3.7)$$

Usando novamente as definições para  $s$ ,  $t$  e  $u$  dadas no capítulo 1, encontramos que a região cinemática para a reação (3.6) é

$$t \geq 4m^2, \quad (3.8)$$

$$-4k^2 \leq u \leq 0, \quad (3.9)$$

$$-4k^2 \leq s \leq 0, \quad (3.10)$$

e para (3.7)

$$u \geq 4m^2, \quad (3.11)$$

$$-4k^2 \leq s \leq 0, \quad (3.12)$$

$$-4k^2 \leq t \leq 0. \quad (3.13)$$

Para o caso (3.6), onde  $t$  é o quadrado da energia no SCM, a região física correspondente é chamada de canal- $t$ , e para (3.7) de canal- $u$ . Assumindo então que

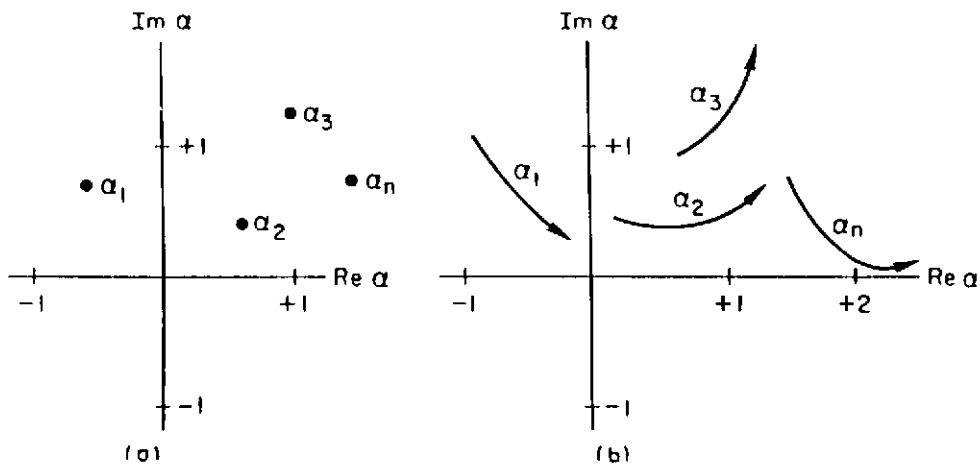


Figura 3.1: a) Pólos de Regge para um  $s$  fixo e b) mudando de posição com  $s$  variando

a amplitude de espalhamento que descreve a reação (3.1) seja uma função analítica bem comportada, o que se espera é que a mesma função das variáveis  $s$ ,  $t$  e  $u$  seja capaz de descrever as três regiões físicas diferentes, em diferentes domínios dessas variáveis. Assim, sabendo-se as propriedades analíticas da amplitude de espalhamento em um canal, poder-se-ia continuá-la analiticamente para os outros dois canais.

O ponto de partida é a expansão em ondas parciais da amplitude de espalhamento da reação (3.1) no canal- $s$ ,

$$F(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(s) P_l(\cos \theta), \quad (3.14)$$

onde  $l$  são as componentes de momento angular, e  $P_l(\cos \theta)$  são polinômios de Legendre.

Fazendo-se a continuação analítica de (3.14) para o plano de momentos angulares complexos, constata-se que existe uma função analítica  $F(\alpha, s)$  tal que  $F(\alpha, s)_{\alpha=l} = f_l(s)$  para  $l = 0, 1, 2, \dots$  e  $F(\alpha, s)$  exibe pólos simples no plano complexo (pólos de Regge, figura 3.1a).

Esses pólos são função de  $s$  e seu comportamento com  $s$  define trajetórias (trajetórias de Regge, figura 3.1b).

Constatou-se, através dos diagramas de Chew-Frautschi, que os hádrons podem ser agrupados de acordo com seu *spin* e massa em famílias, e que essas podem ser interpoladas por determinadas trajetórias (figura 3.2). Um gráfico de  $Re \alpha(s)$  versus  $s$  fornece aproximadamente retas, e para  $Re \alpha(s) = 1, 2, 3, \dots$  etc, temos uma seqüência de valores de *spins* dados para valores de  $s$  que identificamos com o qua-

drado de uma massa. Dessa forma, interpretou-se a presença de uma trajetória de Regge na reação (3.1) como equivalente à troca de um conjunto de ressonâncias com os mesmos valores de *spin* e massa ao quadrado. A componente  $Im \alpha(s)$  está ligada à largura dessas ressonâncias e, em geral, é suposto que  $Im \alpha(s) \ll Re \alpha(s)$ . Assim, ao se falar em trajetórias  $\alpha(s)$  estamos nos referindo à sua componente real,  $Re \alpha(s)$ , já que é esta componente que está relacionada com os *spins* das ressonâncias. Estas, por sua vez, têm os números quânticos de carga, número bariônico, estranheza e isospin que são trocados entre as partículas  $a, b$  e  $c, d$  na reação (3.1).

A extensão dessa análise para o caso relativístico permite a descrição conjunta das regiões cinemáticas dos canais  $s$  (3.2),  $t$  (3.8) e  $u$  (3.11) em termos de uma amplitude de espalhamento  $T(s, t, u)$ , que pode ser continuada analiticamente entre essas três regiões. Assumindo que as únicas singularidades de  $T(s, t, u)$  no canal- $t$  são pólos simples  $\alpha(t)$  (o que não corresponde totalmente à verdade, pois  $T(s, t, u)$  pode exibir pontos de ramificação, dando origem aos cortes de Regge, que vamos ignorar aqui), pode-se mostrar que o comportamento assintótico da amplitude de espalhamento no canal- $s$  para  $s \rightarrow \infty$  com  $t$  fixo é determinado por essas singularidades no canal- $t$ , e é dado por

$$T(s, t, u) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \sum_i \beta(t) \xi(t) s^{\alpha_i(t)}, \quad (3.15)$$

onde somamos sobre as trajetórias que podem ser trocadas na reação.  $\beta(t)$  é uma função resíduo, e  $\xi$  é o fator de assinatura, dado por

$$\xi(t) = \frac{\eta + \exp -i\pi\alpha(t)}{-\sin \pi\alpha(t)}, \quad (3.16)$$

com  $\eta = \pm 1$  como a assinatura da trajetória. Para  $\eta = +1$ , as trajetórias interpolam ressonâncias de *spin* par. Para  $\eta = -1$ , as trajetórias interpolam ressonâncias de *spin* ímpar. Deve-se notar que a expressão (3.16) vale para as trajetórias de mésons. Uma expressão semelhante a (3.16) pode ser escrita para o caso de bárions (*spins* semi-inteiros) [31].

A forma usual que se assume para  $\alpha(t)$  é

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t, \quad (3.17)$$

onde  $\alpha_0$  e  $\alpha'$  são fixados por diagramas tipo Chew-Frautschi (figura 3.2) das ressonâncias que se supõe contribuir para o processo em questão. A tabela 3.1 apresenta algumas das principais ressonâncias trocadas em reações de dois corpos e as trajetórias de Regge correspondentes.

ressonância	spin	$m^2 \text{ GeV}^2$	assinatura	$\alpha(t)$
$\pi$	0	0.02	+1	$-0.013 + 0.67t$
$\rho$	1	0.59	-1	$0.46 + 0.89t$
$\omega$	1	0.61	-1	$0.36 + 0.99t$
$\phi$	1	1.04	-1	$0.18 + 0.79t$
$f_2$	2	1.61	+1	$0.39 + 0.99t$
$a_2$	2	1.74	+1	$0.46 + 0.89t$

Tabela 3.1: Algumas das principais ressonâncias e suas trajetórias de Regge correspondentes, extraídas de [33, 35].

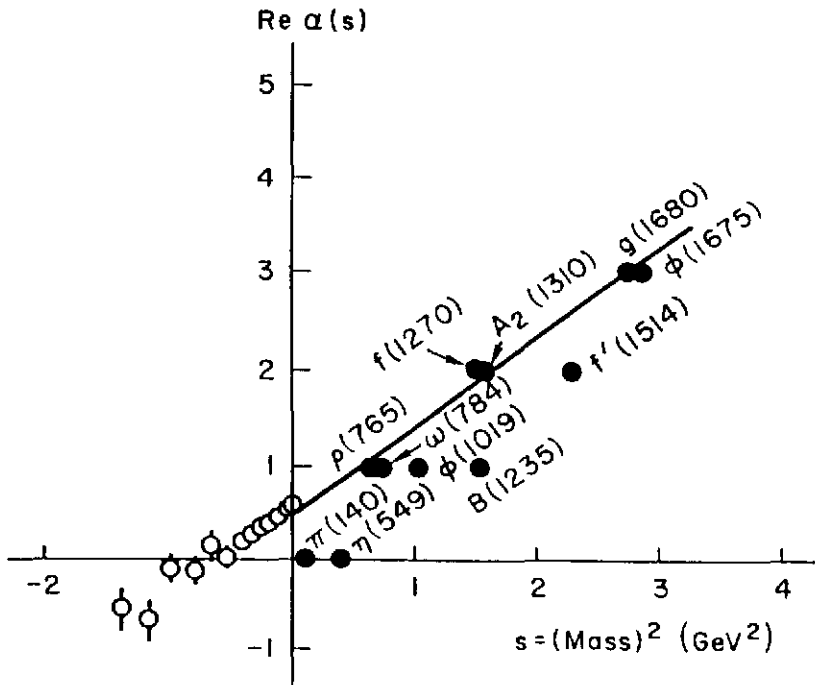


Figura 3.2: Gráfico de Chew-Frautschi para mésons

Quando a reação (3.1) representar um processo elástico, os números quânticos trocados serão os números quânticos do vácuo ( $I = B = S = 0$ ). De acordo com a expressão (2.7) a seção de choque elástica pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16 \pi s^2} |T(s, t, u)|^2, \quad (3.18)$$

e usando (3.15), com a troca de uma única trajetória (3.17), obtemos

$$\frac{d\sigma}{dt} = h(t) s^{2\alpha_0 - 2} \exp(2\alpha' \ln(s)t), \quad (3.19)$$

onde  $h(t)$  é uma função que varia pouco com  $t$ . Assim (3.19) fornece a correta previsão de queda exponencial da distribuição com  $t$ , e o crescimento logarítmico do parâmetro de slope  $b$  com a energia,

$$b = \frac{d}{dt} \ln \frac{d\sigma}{dt} \approx 2\alpha' \ln(s). \quad (3.20)$$

Como o teorema óptico (2.8) relaciona a amplitude elástica para  $t = 0$  com a seção de choque total, o comportamento dessa última será dado por

$$\sigma_{tot} \approx s^{\alpha_0 - 1}. \quad (3.21)$$

Até o início dos anos 70 os dados experimentais indicavam que, para  $s \rightarrow \infty$ ,  $\sigma_{tot}$  tenderia a um valor constante. De acordo com (3.21) isso implica em  $\alpha_0 = 1$ . Porém, uma característica de todos os reggeons mostrados na tabela 3.1 é apresentarem  $\alpha_0 \leq 0.5$ .

Desta forma, para descrever o comportamento assintótico de  $\sigma_{tot}$  postulou-se a existência de uma ressonância com os números quânticos do vácuo, cuja trajetória apresentaria

$$\alpha_0 = 1. \quad (3.22)$$

Para que (3.19) pudesse reproduzir corretamente os dados experimentais de espalhamento elástico, o valor de  $\alpha'$  deveria ser aproximadamente

$$\alpha' \approx 0.25 \text{ GeV}^{-2}, \quad (3.23)$$

enquanto que, para evitar singularidades físicas em (3.15), o valor da assinatura deveria ser  $\eta = +1$ . A esse objeto deu-se o nome de *Pomeron*.

Sendo o *Pomeron* a trajetória dominante a altas energias, o teorema de Pomernanchuk (2.15) fica satisfeito, pois como o *Pomeron* tem os números quânticos do vácuo, ele se acopla da mesma forma com uma partícula e sua anti-partícula, e

assim ambas terão suas seções de choque totais tendendo assintoticamente para o mesmo valor. Com um valor  $\alpha_0 = 1$  o limite de Froissart-Martin (2.14) está também assegurado.

Porém, a descoberta de que todas as seções de choque totais hádron-hádron crescem com a energia impõe que

$$\alpha_0 = 1 + \epsilon, \quad (3.24)$$

onde  $\epsilon > 0$ . Observou-se [36] que, para altas energias, uma boa descrição dos dados de seção de choque total  $\bar{p}p$ ,  $pp$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  pode ser obtida com  $\alpha_0 = 1.0808$ . Deve-se notar, no entanto, que (3.21) com  $\alpha_0 > 1$  é assintoticamente incorreto pois viola o limite de Froissart-Martin e a unitariedade [5]. Os argumentos em favor de  $\alpha_0 > 1$  são de que o limite de Froissart-Martin só será violado a energias gigantescas ( $\sqrt{s} \approx 10^{27} \text{ GeV}$ ) e que  $\alpha_0$  é um parâmetro efetivo, podendo apresentar uma lenta variação com a energia. Assim, os resultados da fenomenologia de Regge permaneceriam válidos para as energias atuais, que estão muito distantes do limite assintótico.

## 3.2 Teorema de Mueller

Um tratamento para os processos inclusivos dentro da fenomenologia de Regge foi desenvolvido por Mueller [8]. No seu trabalho, Mueller relaciona os processos inclusivos a uma amplitude de espalhamento elástico de três corpos. Isso se processa da seguinte maneira

A reação inclusiva

$$a_1 + b \rightarrow a_2 + X \quad (3.25)$$

pode, usando-se a simetria de *crossing*, ser considerada como equivalente a

$$a_1 + b - \bar{a}_2 \rightarrow X. \quad (3.26)$$

Mueller analisou o caso onde as partículas no estado final de (3.26) são idênticas às do estado inicial,

$$a_1 + b - \bar{a}_2 \rightarrow a_1 + b - \bar{a}_2, \quad (3.27)$$

e conectou a amplitude de espalhamento resultante,  $T(P_{a_1}, P_b, -P_{\bar{a}_2})$ , com a seção de choque invariante (não polarizada) para a reação (3.25). Assim, o que se obtém é uma relação entre a seção de choque inclusiva e a parte imaginária (ou, mais



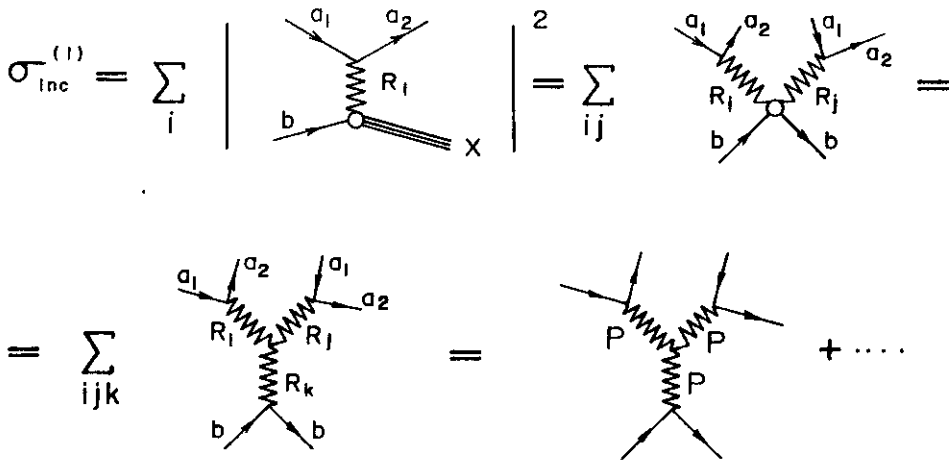


Figura 3.4: **Decomposição de Mueller para a reação inclusiva  $a_1 + b \rightarrow a_2 + X$  no limite de  $s \gg M^2 \gg t$  (limite de triplo-reggeon).**

$$s \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} = \frac{1}{16\pi s} \sum_{ij} \beta_{a_1 a_2}^i(t) \xi_i(t) \beta_{a_1 a_2}^j(t) \xi_j^*(t) s^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t)} \text{Im} A_{ib \rightarrow jb}(\nu, t) \quad (3.30)$$

onde  $\nu = M^2 - t - m_b^2$  e onde  $\beta_{a_1 a_2}^i(t)$  é o fator de acoplamento do reggeon  $i$  às partículas no vértice  $a_1 a_2$ .  $\xi_i(t)$  é o fator de assinatura da trajetória  $i$ , definido em (3.16).  $A_{ib \rightarrow jb}(\nu, t)$  é usualmente definida como a amplitude de espalhamento para frente reggeon-partícula.

O comportamento de  $A_{ib \rightarrow jb}(\nu, t)$  para grandes  $\nu$  é controlado pela troca de trajetórias de Regge para  $t = 0$ ,  $R_k = \alpha_k(0)$ , que se acoplam com o vértice  $bb$  e com o vértice reggeônico  $R_i R_j$ . Para o caso de  $M^2 \gg t, m_b$ , temos  $\nu \rightarrow M^2$  e  $\text{Im} A_{ib \rightarrow jb}(\nu, t)$  é escrito como [40]

$$\text{Im} A_{ib \rightarrow jb}(M^2, t) = \beta_{bb}^k(0) g_{ij}^k(t) (M^2)^{\alpha_k(0) - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)} \quad (3.31)$$

onde  $g_{ij}^k(t)$  é o termo de acoplamento do vértice de triplo-reggeon. Combinando (3.31) com (3.30) obtemos a expressão para a troca de triplo-reggeon, descrita na parte inferior esquerda da figura 3.4, dada por

$$s \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} = \sum_{ijk} G_{ijk}(t) \left(\frac{M^2}{s}\right)^{\alpha_k(0) - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)} s^{\alpha_k(0) - 1}, \quad (3.32)$$

onde:  $G_{ijk}(t) = \beta_{a_1 a_2}^i(t) \beta_{a_1 a_2}^j(t) \xi_i(t) \xi_j^*(t) g_{ij}^k(t) \beta_{bb}^k(0)$ .



A análise de Mueller não fornece nenhuma informação sobre o comportamento de  $\beta_{\alpha_1\alpha_2}^{i,j}(t)$  e de  $g_{ij}^k(t)$ . Informações gerais sobre  $G_{ijk}(t)$  são obtidas a partir da análise de dados experimentais [41, 42], onde são examinadas as contribuições de diferentes conjuntos de trajetórias para o vértice de triplo-reggeon, tais como **PPP**, **PPR**, **RRP**, **RRR** (onde  $R$  são os reggeons  $f_2, \rho$ , etc).

Já é sabido dessas análises que o termo dominante na dissociação difrativa é aquele ligado á troca de triplo-*Pomeron*, vindo em seguida a contribuição de **PP** $f_2$  [42]. O vértice de triplo-*Pomeron*, mostrado na parte inferior direita da figura 3.4, é dominante para  $M^2/s \leq 0.05$ , enquanto para valores maiores o termo **PP** $f_2$  se torna importante. Sabe-se também [43] que o termo de acoplamento de triplo-*Pomeron*,  $g_{\mathbf{PP}}^{\mathbf{P}}(t)$  apresenta uma dependência muito fraca com  $t$ , de tal forma que é possível assumir

$$g_{\mathbf{PP}}^{\mathbf{P}}(t) \approx g_{\mathbf{PP}}^{\mathbf{P}}(0). \quad (3.33)$$

Considerando dessa fora o *Pomeron* como a única trajetória contribuindo para (3.32) temos, para o processo  $p + p \rightarrow p + X$

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} = \frac{[\beta_{pp}^{\mathbf{P}}(t)]^2}{16\pi^2} \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-1} \sigma_{\mathbf{P}p}(M^2, t) \quad (3.34)$$

com

$$\sigma_{\mathbf{P}p}(\nu, t) = \beta_{pp}^{\mathbf{P}}(0) g_{\mathbf{PP}}^{\mathbf{P}}(0) \left(\frac{M^2}{M_0^2}\right)^{\alpha_{\mathbf{P}}(0)-1}, \quad (3.35)$$

onde  $M_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$  é um fator de normalização, para dar a dimensão correta para (3.34).

Assumindo uma trajetória para o *Pomeron* do tipo

$$\alpha_{\mathbf{P}}(t) = 1 + \alpha' t \quad (3.36)$$

a expressão (3.34) fornece a dependência da seção de choque invariante difrativa com  $M^2$  observada experimentalmente, ou seja

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} \approx \frac{\text{const.}}{M^2}. \quad (3.37)$$

A correta previsão do comportamento da seção de choque difrativa com a massa representou o grande triunfo da análise de Mueller, e tornou a expressão (3.34) uma forma funcional adequada para o tratamento de dados experimentais [25, 26]. Contudo, sua capacidade preditiva e aplicabilidade se esgotam aí, já que o modelo não fornece nenhuma informação a respeito dos termos de acoplamento *Pomeron*-hádron e sua dependência com  $t$ , nada revelando assim sobre a natureza das interações destes.

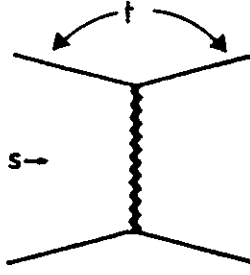


Figura 3.5: Diagrama para o espalhamento elástico  $pp$ , visto como uma interação do *Pomeron* com um dos quarks de valência de cada hádron.

### 3.3 Modelo de Donnachie e Landshoff

O modelo fenomenológico de Donnachie-Landshoff (usaremos DL por brevidade) para processos difrativos foi proposto já há mais de duas décadas, mas tem se adequadamente bem para a descrição das seções de choque diferencial elástica e total  $\bar{p}p$  mesmo a energias do Collider [36, 44]. A extensão do modelo para a descrição de processos de dissociação difrativa em reações  $pp$  [30, 45] é, entretanto, insatisfatória, conforme veremos.

De acordo com este modelo, os hádrons são formados por quarks de valência (3 no caso do próton) responsáveis por seus números quânticos, e por um “mar” neutro de pares quark-antiquark virtuais. O “mar” é responsável por gerar o *Pomeron*, que se acopla aos quarks de valência via um acoplamento simples  $\gamma^\mu$  (figura 3.5).

Assim, o *Pomeron* acopla-se individualmente aos quarks de uma maneira semelhante a um fóton isoescalar, mas com um fator de assinatura de Regge que confere ao operador de conjugação de carga um autovalor  $C = +1$  (no caso do fóton,  $C = -1$ ). Para o próton, tal acoplamento fornece um termo de corrente hadrônica para a amplitude de espalhamento dado por [46]:

$$\bar{u}\gamma^\mu u[F_1^p(q^2) + F_1^n(q^2)] + i\bar{u}\sigma^{\mu\nu}q_\nu u[F_2^p(Q^2) + F_2^n(q^2)] \quad (3.38)$$

onde  $F_1^p$  e  $F_1^n$  representam as contribuições do próton e nêutron para o fator de forma de carga e  $F_2^p$  e  $F_2^n$  são as contribuições similares para o fator de forma de momento magnético. Usualmente se define (com  $q^2 = t$ ):

$$\begin{aligned} G_E(t) &= F_1(t) + \frac{\kappa t}{4m_p^2} F_2(t) \\ G_M(t) &= F_1(t) + \kappa F_2(t) \end{aligned} \quad (3.39)$$

com

$$F_1(t) = F_1^p(t) + F_1^n(t); \quad (3.40)$$

$$F_2(t) = F_2^p(t) + F_2^n(t); \quad (3.41)$$

onde  $\kappa$  é o momento magnético anômalo do próton ( $\kappa = 1.79$ ) e  $m_p$  é a sua massa.  $G_E(t)$  e  $G_M(t)$  são os fatores de forma elétrico e magnético do próton, relacionados por  $G_M = \mu G_E$ , onde  $\mu = 1 + \kappa$ . Para esses fatores de forma, é usual empregar uma forma de dipólo [47]

$$G_E = \frac{1}{\left(1 - \frac{t}{0.71}\right)^2}. \quad (3.42)$$

Para o termo  $F_1(t)$ , DL assumem

$$F_1(t) = F_1^p(t) + F_1^n(t) \approx F_1^p(t), \quad (3.43)$$

e, de acordo com a definição (3.39), temos

$$F_1(t) = \frac{4m_p^2 - 2.79t}{4m_p^2 - t} \frac{1}{\left(1 - \frac{t}{0.71}\right)^2} \quad (3.44)$$

que é o fator de forma de Dirac.

Segundo DL, o termo  $F_2$  fornece uma contribuição que é muito pequena no canal isoescalar. Assim esse termo é excluído, o que permite também a conservação da helicidade, ou seja, da projeção do spin ao longo da direção de movimento da partícula, que é esperada ocorrer numa troca de um *Pomeron* simples.

De acordo com as evidências experimentais de que as seções de choque totais obedecem uma regra de contagem de quarks, ou seja

$$\sigma_{tot}(ab) \propto n_a n_b, \quad (3.45)$$

com  $n_a$ ,  $n_b$  os números de quarks de valência dos hádrons  $A$  e  $B$  que estão interagindo, o fato de o *Pomeron* se acoplar separadamente aos quarks de valência implica que, para  $t = 0$ , ele estará contando o número destes (já que o teorema óptico relaciona a seção de choque total à amplitude elástica para  $t = 0$ ).

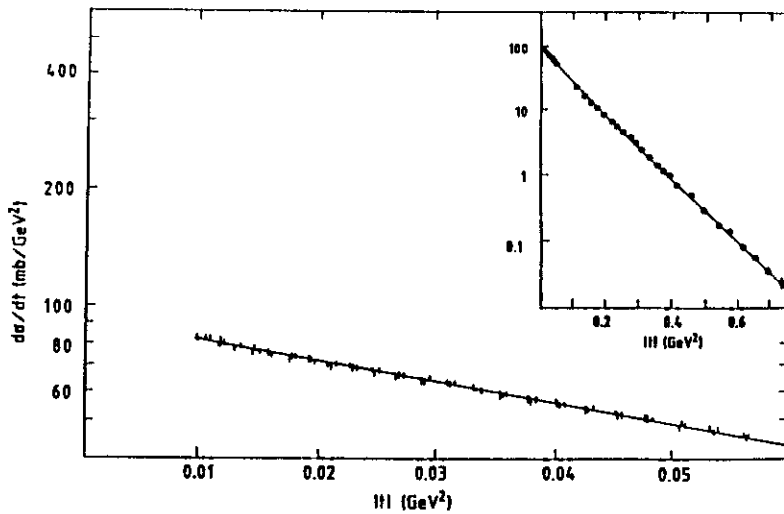


Figura 3.6: Dados do ISR para espalhamento elástico  $pp$  ( $s = 2809 \text{ GeV}^2$ ) comparados com o resultado do modelo de DL.

### 3.3.1 Espalhamento Elástico

A expressão para a seção de choque elástica  $pp$ , considerando a troca de um *Pomeron* simples como o processo dominante, é [30]

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{[3\beta_0 F_1(t)]^4}{4\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-2}, \quad (3.46)$$

onde  $\beta_0$  é a constante de acoplamento do *Pomeron* com um quark. Seu valor é estimado por DL [30] como sendo

$$\beta_0^2 = 3.21 \text{ GeV}^2. \quad (3.47)$$

Para a trajetória  $\alpha_{\mathbf{P}}(t)$  é usada a forma linear

$$\alpha_{\mathbf{P}}(t) = 1 + \epsilon + \alpha' t \quad (3.48)$$

com

$$\epsilon = 0.08 \quad \alpha' = 0.25 \text{ GeV}^{-2} \quad (3.49)$$

A expressão (3.46) descreve bem os dados do ISR para todas as energias do mesmo, até valores de  $|t| \approx 0.7 \text{ GeV}^2$  (figura(3.6)).

Para valores mais altos do quadrimomento transferido  $|t|$  outras trocas, tais como troca dupla de *Pomeron* tornam-se importantes e a descrição dada por (3.46)

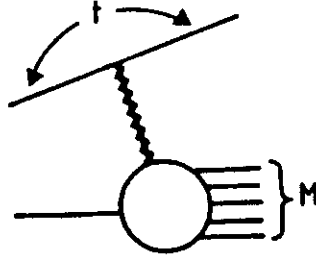


Figura 3.7: Esquema da dissociação difrativa, através da troca de um *Pomeron* simples.

já não é tão boa. Para energias mais altas, as trocas múltiplas de *Pomeron* e reggeons vão se tornar importantes para valores ainda mais baixos de  $|t|$ . Ainda assim, para o Collider (3.46) dá uma descrição excelente para os dados até valores de  $|t| = 0.25 \text{ GeV}^2$ .

### 3.3.2 Espalhamento Inelástico Difrativo

A dissociação difrativa corresponde ao diagrama de figura 3.7. Este diagrama fatoriza em uma probabilidade  $F_{\mathbf{P}/p}$  de que o hádron no vértice superior emita um *Pomeron* vezes a seção de choque  $\sigma_{\mathbf{P}}$  para o *Pomeron* interagir com o hádron no vértice inferior:

$$\frac{d^2\sigma(s)}{dtdz} = F_{\mathbf{P}/p}(t, z)\sigma_{\mathbf{P}}(zs) \quad (3.50)$$

onde  $z = M^2/s$ .

A probabilidade de emissão do *Pomeron*  $F_{\mathbf{P}/p}$  é calculada [30, 45] em termos das quantidades que aparecem na seção de choque elástica (3.46):

$$F_{\mathbf{P}/p}(t, z) = \frac{[3\beta_0 F_1(t)]^4}{4\pi} z^{1-2\alpha_{\mathbf{P}}(t)} \quad (3.51)$$

De acordo com DL [30], existe uma semelhança entre o diagrama da figura 3.7 e aquele associado ao espalhamento inelástico profundo  $ep$  e  $\mu p$ . Nesses, o vértice superior é um lépton e o objeto trocado é um fóton. Dado que o modelo estabelece uma similaridade entre o acoplamento do quark com o *Pomeron* e o fóton, deve existir uma relação quantitativa entre esses diagramas.

Dessa forma, (3.50) fica (escrevendo na forma mais usual):

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} = \frac{9\beta_0^4 F_1^2(t)}{4\pi^2} \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-1} \left(1 - \frac{M^2}{s}\right) \bar{F}_2 \quad (3.52)$$

onde  $\bar{F}_2$  (não confundir com o fator de forma  $F_2$  citado anteriormente) está relacionada com a função de estrutura  $\nu W_2^{ep}$  medida no espalhamento inelástico profundo  $ep$ . O termo relacionado com  $W_1$  é suprimido, por vir multiplicado por fator que cai com  $s^2$ .

Identificamos  $Q^2 = -t$ , e definimos a variável de Bjorken

$$x = \frac{Q^2}{M^2 + Q^2} \approx \frac{Q^2}{M^2} \quad (3.53)$$

Para valores de  $Q^2$  grandes o suficiente para que o modelo de pártons simples possa ser aplicado, temos:

$$\nu W_2^{ep} = x \left[ \frac{4}{9}(u + \bar{u}) + \frac{1}{9}(d + \bar{d}) + \frac{1}{9}(s + \bar{s}) \right] \quad (3.54)$$

$$\bar{F}_2 = x[(u + \bar{u}) + (d + \bar{d}) + \lambda(s + \bar{s})] \quad (3.55)$$

onde  $u, \bar{u}, \dots$  são as densidades de partons e  $\lambda$  mede o acoplamento fraco entre o *Pomeron* e os quarks estranhos. Na prática, DL tomaram  $\lambda = 0$ .

Devido à região cinemática envolvida,  $Q^2 < 2, 3 \text{ GeV}^2$  e  $x \ll 1$ , foi usada uma parametrização para  $\nu W_2$  obtida de dados combinados de espalhamento inelástico  $ep, \mu p$  e  $\nu p$ . As distribuições de pártons foram assumidas como sendo:

$$xu = S(x) + 2V(x) \quad xd = S(x) + V(x) \quad (3.56)$$

$$x\bar{u} = x\bar{d} = S(x) \quad (3.57)$$

com  $S(x)$  e  $V(x)$  como as distribuições de “mar” e valência. Para baixos  $x$  essas distribuições são assumidas serem controladas pela teoria de Regge, sendo escritas como:

$$S(x) = 0.17 x^{-0.08} (1-x)^5 \phi_s(Q^2) \quad (3.58)$$

$$V(x) = 1.33 x^{0.56} (1-x)^3 \phi_v(Q^2) \quad (3.59)$$

onde  $\phi_s(Q^2)$  e  $\phi_v(Q^2)$  foram extraídas de dados de seção de choque de fotoprodução e de  $\nu W_2^{ep}$  para  $0 \leq Q^2 \leq 1.5 \text{ GeV}^2$ ,  $x \geq 0.01$ , e dão a evolução com  $Q^2$  das funções de estrutura.

$$\phi_s(Q^2) = \left(\frac{Q^2}{Q^2 + 0.36}\right)^{1.08} \quad (3.60)$$

$$\phi_v(Q^2) = \left(\frac{Q^2}{Q^2 + 0.85}\right)^{0.44} \quad (3.61)$$

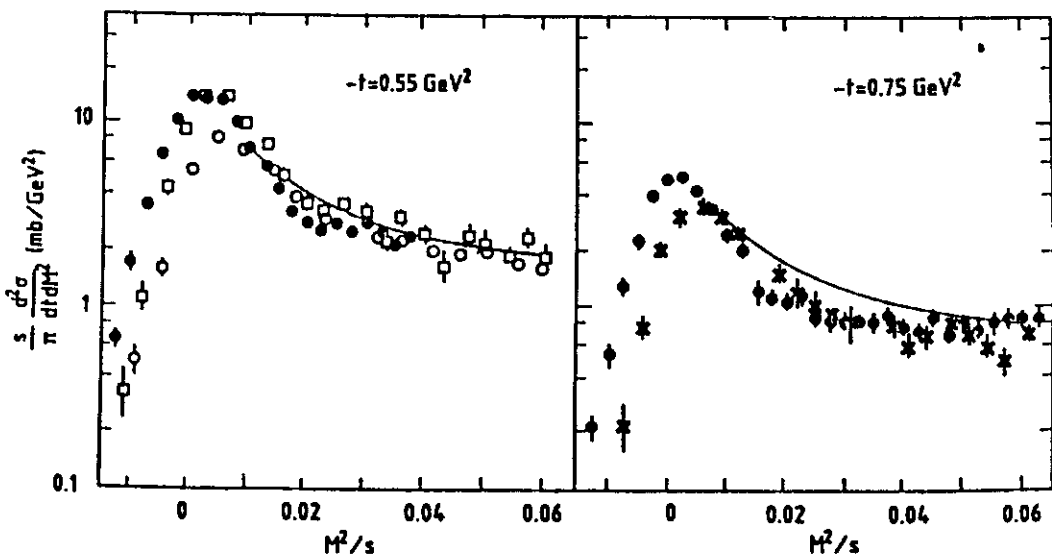


Figura 3.8: Resultados do cálculo de DL comparados com dados da colaboração CHLM no ISR (quadrados e círculos brancos à esquerda e estrelas à direita) e UA4 no Collider (círculos pretos) [30].

Um termo adicional foi incluído multiplicando (3.52). Esse termo, segundo DL, inclui contribuições de outros reggeons para  $\bar{F}_2$  e é dado por:

$$1 + 2B\left(\frac{M^2}{s}\right)^{a(t)} \cos\left(\frac{\pi a(t)}{2}\right) + B^2\left(\frac{M^2}{s}\right)^{2a(t)} \quad (3.62)$$

onde  $B = 7.8$  e  $a(t) = 0.64 - 0.68t$  é a diferença entre a trajetória do *Pomeron* e a trajetória  $f$ .

Na figura 3.8 são apresentados os resultados de (3.52) para algumas energias do ISR e Collider. Os resultados do modelo descrevem bem os dados de seção de choque invariante com  $M^2/s$  para a região de  $|t| > 0.20 \text{ GeV}^2$ . Para valores de  $|t|$  menores o modelo falha, como pode-se observar na figura 3.9, que mostra a seção de choque diferencial difrativa integrada em  $M^2/s$  [48]. Isto porque, para baixos  $|t|$ , a seção de choque diferencial vai a zero, o que é de se esperar já que a função de estrutura  $\nu W^{ep}(Q^2)$  deve ir a zero quando  $Q^2 \rightarrow 0$ . Dessa maneira não é possível nenhuma previsão sobre o comportamento da seção de choque diferencial difrativa para baixos  $|t|$ , nem sobre o comportamento da seção de choque total difrativa (integrada em  $M^2/s$  e  $t$ ) com a energia.

Ainda assim, a idéia da analogia entre os processos de dissociação difrativa de hádrons e o espalhamento inelástico profundo parece ser uma abordagem interessante para a descrição da região de grandes  $|t|$ , onde o *Pomeron* deveria ser capaz de resolver a estrutura interna do hádron.

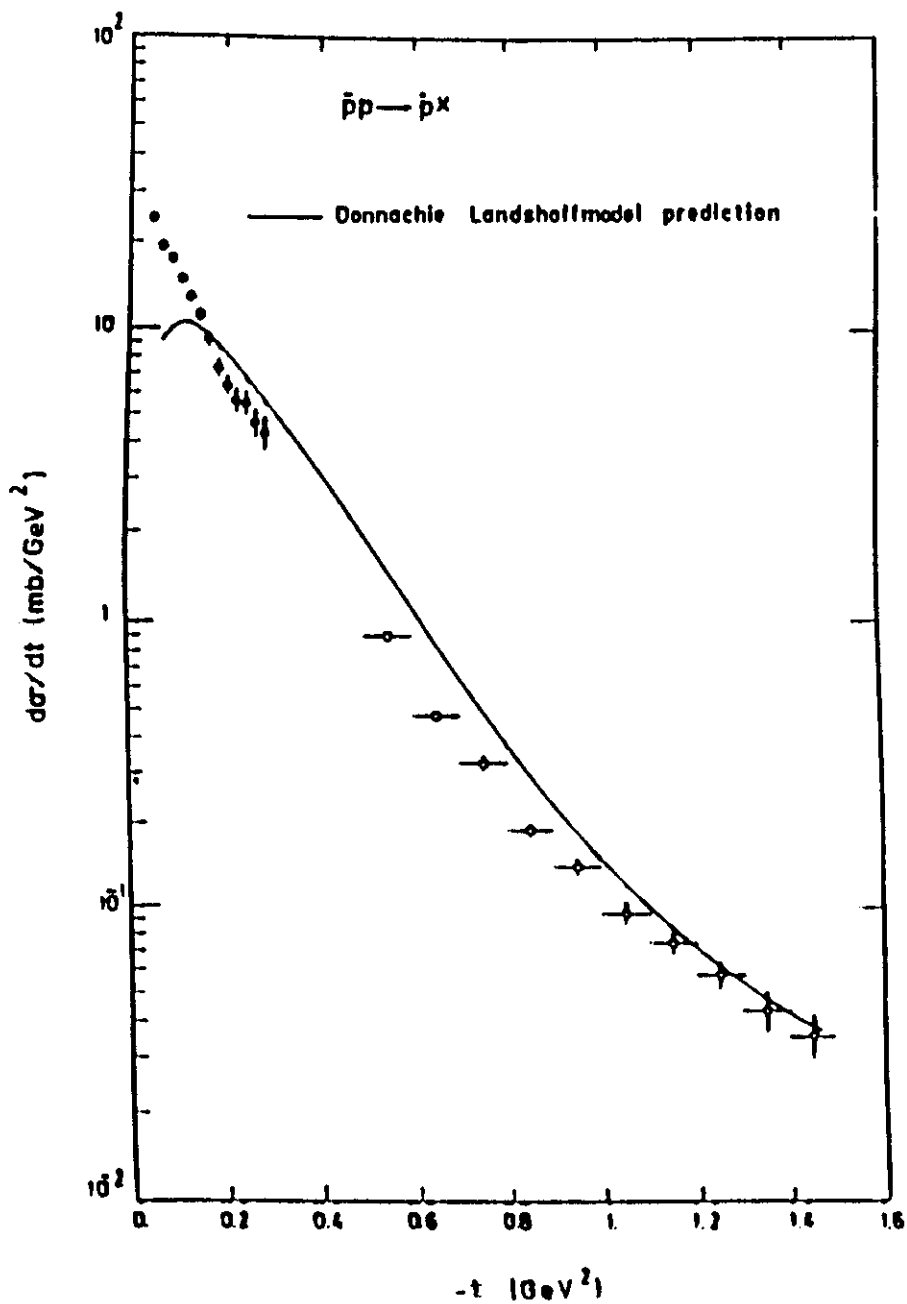


Figura 3.9: Seção de choque diferencial difrativa (integrada em  $M^2/s$ ) dada pelo modelo de DL [48] comparada com os dados experimentais da colaboração UA4 (Collider).



# Capítulo 4

## Apresentação do Modelo

No capítulo 3 vimos que a expressão de triplo-*Pomeron* pode ser colocada na forma fatorizada

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} = \frac{[\beta_{pp}^{\mathbf{P}}(t)]^2}{16\pi^2} \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-1} \sigma_{\mathbf{P}p}(M^2, t), \quad (4.1)$$

que vale no limite de  $M^2$  e  $s/M^2$  grandes. Vimos nesse mesmo capítulo que Donnachie e Landshoff [30] usam para a seção de choque invariante difrativa uma fatorização do tipo

$$\frac{d^2\sigma}{dt d\xi} = F_{\mathbf{P}/p} \sigma_{\mathbf{P}p}. \quad (4.2)$$

onde  $\xi = M^2/s$ .

Ingelman e Schlein [49], trabalhando num contexto de espalhamento *hard Pomeron*-próton, também assumiram uma fatorização para a seção de choque invariante com a mesma forma de (4.2), onde  $F_{\mathbf{P}/p}$  é identificado como um fator de fluxo do *Pomeron* no próton, e  $\sigma_{\mathbf{P}p}$  é a seção de choque *hard Pomeron*-próton.

O ponto de partida da nossa análise é assumir a fatorização (4.2) como uma forma geral adequada para descrever a seção de choque invariante em processos de dissociação difrativa hadrônica. Para o fator de fluxo do *Pomeron* no hádron, tomaremos da forma de triplo-*Pomeron* (4.1) o termo

$$F_{\mathbf{P}h} = \frac{[\beta_{hh}^{\mathbf{P}}(t)]^2}{16\pi} \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-1} \quad (4.3)$$

e lançaremos mão de hipóteses fenomenológicas para especificar em nosso modelo o comportamento de  $\beta_{hh}^{\mathbf{P}}(t)$  e de  $\sigma_{\mathbf{P}h}$ .

A figura 4.1 apresenta a decomposição de Mueller para o caso da reação

$$a + b \rightarrow a + X \quad (4.4)$$

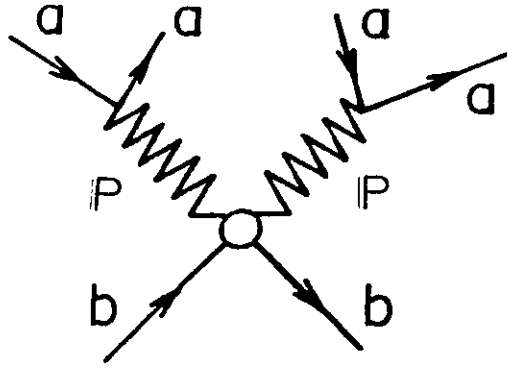


Figura 4.1: Diagrama para o processo  $a + b \rightarrow a + X$ .

onde  $a$  e  $b$  são dois hádrons.

Para o caso de Mueller, vimos no capítulo 3 que a bolha na figura 4.1 representa o espalhamento *Pomeron*-hádron através da troca de um *Pomeron* para  $t = 0$ , sendo que esse processo se dá, no SCM da reação *Pomeron*-hádron, à uma energia igual ao valor de  $M$ , a massa invariante produzida no estado final.

Para a descrição do(s) processo(s) incluído(s) na bolha da figura 4.1, o que pretendemos é apresentar uma série de hipóteses que usaremos para construir uma expressão geral para a seção de choque *Pomeron*-hádron. O que esperamos de tal expressão é obter uma boa descrição dos dados experimentais em termos das variáveis cinemáticas relevantes ( $s$ ,  $t$  e  $M^2$ ).

A seguir enunciamos as hipóteses que estamos assumindo na construção do modelo:

1. A troca simples de um *Pomeron* é o processo dominante na dissociação difrativa hadrônica a altas energias;
2. O acoplamento do *Pomeron* se dá com os quarks de valência do hádron. Isso implica que o *Pomeron* deve proceder a uma contagem dos quarks de valência, e dessa forma  $\sigma_{Ph}$  deve ser proporcional ao número destes;
3. A bolha na figura 4.1 representa a seção de choque total *Pomeron*-hádron;
4. O termo (4.3) representa uma forma funcional apropriada para descrever o fator de fluxo do *Pomeron* em um processo genérico de espalhamento *Pomeron*-hádron;

5. Identificaremos

$$\beta_{hh}^{\mathbf{P}}(t) = n_q^h \beta_h G(t), \quad (4.5)$$

onde  $\beta_h$  é a constante de acoplamento do *Pomeron* com os quarks do hádron e o fator  $n_q^h$  contabiliza o número de quarks de valência (no caso do próton  $n_q^h = 3$ ), e  $G(t)$  é o fator de forma elétrico do hádron;

6. A seção de choque total *Pomeron*-hádron,  $\sigma_{\mathbf{P}h}$ , deve ser proporcional ao raio ao quadrado médio do hádron,

$$\sigma_{\mathbf{P}h} \propto \langle r_h^2 \rangle. \quad (4.6)$$

Vale aqui um comentário sobre a quinta hipótese. Esta é em parte conseqüência da segunda, no que diz respeito à dependência com o número de quarks e à constante de acoplamento  $\beta_h$ . Já a hipótese de que a dependência em  $-t$  de  $\beta_{pp}^{\mathbf{P}}(t)$  é dada por um fator de forma de carga remonta ao antigo modelo de Chow e Yang [50] para espalhamento elástico, e nos parece ser a forma mais simples de introduzir tal dependência.

A hipótese da dependência da seção de choque total *Pomeron*-hádron com o raio ao quadrado médio segue de uma visão geométrica para o processo de espalhamento, onde a seção de choque pode ser vista como a área efetiva de interação entre as partículas que colidem. No presente caso, essa área corresponde àquela do próton, e dessa forma, em primeira aproximação, deve ser proporcional ao seu raio ao quadrado médio hadrônico.

Comforme o que foi discutido até agora, devemos esperar um comportamento para a seção de choque *Pomeron*-hádron dado por

$$\sigma_{\mathbf{P}h} \propto n_q^h \beta_h G(t') \langle r_h^2 \rangle. \quad (4.7)$$

De acordo com (4.7), se o fator de acoplamento  $\beta_h$  for dado em  $GeV^{-1}$  e o raio ao quadrado médio em  $GeV^{-2}$ ,  $\sigma_{\mathbf{P}h}$  terá dimensões de  $GeV^{-3}$ , o que está dimensionalmente incorreto. Somos levados então a introduzir uma constante de proporcionalidade  $\gamma$ , tal que

$$\gamma \rightarrow GeV. \quad (4.8)$$

Dentro da presente análise não temos condições de relacionar  $\gamma$  com alguma possível variável dinâmica implicada na interação, embora esse parâmetro seja reminescente do termo de acoplamento de triplo *Pomeron*,  $g_{\mathbf{P}\mathbf{P}\mathbf{P}}^{\mathbf{P}}$ , que surge na análise

de Mueller. Mas no nosso caso, dado que não estamos olhando diretamente para o processo interno na bolha da figura 4.1, não podemos fazer essa identificação. No nosso modelo  $\gamma$  entra como um parâmetro livre, sendo na verdade o único parâmetro ajustado em todo o modelo. Assumiremos que, uma vez determinado, ele deva ser o mesmo para qualquer hádron.

Voltando a expressão (4.7), podemos antever que a contribuição de  $G(t')$  para  $\sigma_{\mathbf{P}h}$  deve ser considerada apenas para  $t' = 0$  pois, de acordo com o modelo de Mueller, as trajetórias interagindo com o hádron no vértice  $bb$  da figura 4.1 carregam o mesmo valor de  $-t$ , e assim o quadrimomento transferido nessa interação é zero. Como os fatores de forma são normalizados tal que

$$G(t')|_{t'=0} = 1, \quad (4.9)$$

teremos finalmente para (4.7) a forma

$$\sigma_{\mathbf{P}h} = n_q^h \beta_h \gamma \langle r_h^2 \rangle. \quad (4.10)$$

Precisamos agora determinar o comportamento de  $\langle r_h^2 \rangle$ , da constante de acoplamento  $\beta_h$ , a forma de  $G(t)$  no vértice elástico e o valor de  $\gamma$ .

## 4.1 Raio Hadrônico

Ao supor a proporcionalidade (4.6) estamos automaticamente embutindo uma dependência com a energia em  $\sigma_{\mathbf{P}h}$  já que, conforme mencionado no capítulo 2, o raio hadrônico está diretamente relacionado com o *slope* elástico,  $b_{el}$ , de acordo com as expressões (2.11) e (2.12), e este cresce com a energia. A relação (2.13) entre  $\langle r_h^2 \rangle$  e  $b_{el}$  decorrente dessas expressões se apresenta de uma forma muito simplificada, e assim buscaremos uma relação mais exata entre essas variáveis.

Analisando a questão da determinação do raio hadrônico através da relação deste com o *slope* elástico e a seção de choque total hádron-próton, Povh e Hüfner [51] apresentaram uma relação entre o raio ao quadrado médio do próton e o parâmetro de *slope* elástico dada por

$$\langle r_p^2(s) \rangle = \frac{3}{2} b_{pp}^{(-)}(s), \quad (4.11)$$

onde  $b_{pp}^{(-)}$  é o valor médio para o *slope* de espalhamentos elásticos  $pp$  e  $\bar{p}p$ . Segundo esses autores, para outros hádrons o raio ao quadrado médio hadrônico se relaciona com aquele do próton e com as seções de choque totais hádron-próton e próton-próton por

$$\langle r_h^2(s) \rangle = \langle r_p^2(s) \rangle \frac{\sigma_{tot}^{hp}(s)}{\sigma_{tot}^{pp}(s)}. \quad (4.12)$$

Resta encontrar uma parametrização apropriada para o *slope* elástico. Usaremos aquela apresentada por Goulianos [52] para os processos de espalhamento elásticos  $\bar{p}p$ ,

$$b_{\bar{p}p} = 8.5 + 0.56 \ln(s/s_0). \quad (4.13)$$

com  $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ . Substituindo (4.13) em (4.11) obtemos

$$\langle r_p^2(s) \rangle = \frac{3}{2} [8.5 + 0.56 \ln(s/s_0)], \quad (4.14)$$

onde o raio quadrático médio,  $\langle r_p^2(s) \rangle^{\frac{1}{2}}$ , é dado em  $\text{GeV}^{-1}$ .

Essa expressão para o raio quadrático médio concorda bastante bem com aquela derivada por Covolan *et al.* [53] a partir de um fator de forma dependente da energia, num contexto de modelos duais.

## 4.2 Fixando $\beta_h$

O próximo passo é estimar a constante de acoplamento  $\beta_h$  do *Pomeron* com os quarks de valência. Essa constante, dada a sua definição, é a mesma que aparece nas expressões (3.46) e (3.52) de Donnachie-Landshoff, escrita como  $\beta_0$ . Dessa forma podemos extraí-la diretamente da fenomenologia de DL para espalhamento elástico  $ph$  e para a seção de choque total  $ph$ , ambas derivadas a partir da hipótese de troca simples de *Pomeron* para altas energias. O motivo pelo qual não assumimos simplesmente o valor de  $\beta_0$  dado por DL em [30] ficará claro quando procedermos ao cálculo dessa constante para mésons.

Começaremos derivando uma relação geral entre a seção de choque diferencial elástica e a seção de choque total.

Usando a expressão (2.7) para a seção de choque diferencial elástica e (2.8) para o teorema óptico, temos que

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(t=0) = \frac{1}{16\pi s^2} \{ [Re A(s, t=0)]^2 + [Im A(s, t=0)]^2 \}, \quad (4.15)$$

e colocando em evidência  $[Im A(s, t=0)]^2$ , obtemos

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(t=0) = \frac{[Im A(s, t=0)]^2}{16\pi s^2} (1 + \rho^2), \quad (4.16)$$

onde  $\rho = \text{Re } A / \text{Im } A$ . Assim,

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(s, t=0) = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi}(1 + \rho^2). \quad (4.17)$$

A expressão acima é usualmente empregada para extrair  $\rho$  dos dados de espalhamento elástico e da seção de choque total [54]. No nosso caso, visto que ela representa uma expressão geral, podemos conectá-la com a expressão de DL para o espalhamento elástico  $pp/\bar{p}p$ , dada por (3.46)

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{[3\beta_h F_1(t)]^4}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2}, \quad (4.18)$$

com  $\alpha(t) = 1 + \epsilon + \alpha't$ , onde  $\epsilon = 0.08$ . Assim, temos para  $t = 0$

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(t=0) = \frac{[9\beta_h^2]^2}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\epsilon} = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi}(1 + \rho^2), \quad (4.19)$$

do que resulta

$$\beta_h^2 = \sigma_{tot} \frac{\sqrt{(1 + \rho^2)}}{9} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-\epsilon}. \quad (4.20)$$

Para nos mantermos dentro do espírito de uma análise fenomenológica baseada no *Pomeron*, vamos utilizar a parametrização de DL para a seção de choque total próton-hádron [36]. Nessa parametrização foi usada uma expressão para  $\sigma_{tot}^{ph}$  dada por

$$\sigma_{tot}^{ph} = Y s^\epsilon + Z s^{-\nu} \quad (4.21)$$

onde o primeiro termo surge da troca do *Pomeron* e o segundo de trocas de reggeons secundários. Os parâmetros  $\epsilon$  e  $\nu$  são mantidos fixos e seus valores são

$$\epsilon = 0.0808 \quad \nu = 0.4525. \quad (4.22)$$

Os valores de  $Y$  e  $Z$  são dados na tabela 4.1, para as reações correspondentes.

Para altas energias, o termo dominante em (4.21) é aquele ligado à troca do *Pomeron*,

$$\sigma_{tot}^{ph} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} Y s^\epsilon. \quad (4.23)$$

Usando (4.23) em (4.20) temos

$$\beta_h^2 = \frac{Y}{0.38938} \frac{\sqrt{(1 + \rho^2)}}{9}, \quad (4.24)$$

reações	Y (mb)	Z (mb)
$\bar{p}p$	21.70	98.39
$pp$	21.70	56.08
$\pi^-p$	13.63	36.02
$\pi^+p$	13.63	27.56
$K^-p$	11.82	26.36
$K^+p$	11.82	8.15

Tabela 4.1: **Parâmetros do ajuste de Donnachie-Landshoff para  $\sigma_{tot}^{ph}$  para as reações  $\bar{p}p$ ,  $pp$ ,  $\pi^\pm p$  e  $K^\pm p$  [36].**

onde o fator 0.38938 no denominador é um fator de conversão de  $mb \rightarrow GeV^{-2}$ . Assim, a expressão (4.24) depende da energia apenas através de  $\rho$ . Note-se porém que para energias iguais ou superiores às do ISR o valor de  $\rho$  é praticamente constante, além do que a sua contribuição para o cálculo de  $\beta_h$  é muito pequena já que seu valor típico é da ordem de 0.1. Contudo, para  $\sqrt{s} = 546 GeV$ ,  $\rho = 0.135 \pm 0.015$  segundo a colaboração UA4/2 [55]. Usando esse valor, obtemos no caso do próton

$$\beta_p^2 = 6.26 GeV^{-2}. \quad (4.25)$$

O valor apresentado por DL em [30] para  $\beta_h^2$  é

$$\beta_0^2 = 3.21 GeV^{-2}, \quad (4.26)$$

porém, ao introduzir (3.46) em (4.17), mudamos a sua normalização original, com um valor  $4\pi$  no denominador, por uma normalização com  $16\pi$  no denominador. Assim, para comparar corretamente nosso valor de  $\beta_p$  com aquele de DL, devemos retomar a sua normalização, o que corresponde a dividir nosso  $\beta_p^2$  por um fator 2. Isso nos dá  $\beta_p^2 = 3.13 GeV^{-2}$ , que é um valor próximo de (4.26). Devemos notar que nosso valor foi obtido a partir de parametrizações recentes de  $\sigma_{tot}^{ph}$  dos próprios Donnachie e Landshoff, enquanto o valor (4.26) foi publicado já há dez anos.

Vamos agora examinar o caso de reações próton-méson. Para este caso, a expressão para o espalhamento elástico de DL é escrita como [30]

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(t) = \frac{[3\beta_p F_1^p(t)]^2 [2\beta_m F_1^m(t)]^2}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2}, \quad (4.27)$$

onde  $F_1^m$  e  $\beta_m$  são, respectivamente, a função de estrutura dos mésons e o fator de acoplamento *Pomeron*-quark para o caso de mésons. Igualando a expressão acima com (4.17) para  $t = 0$ , temos

	$p$	$\pi$	$K$
$\beta_h^2$ ( $GeV^{-2}$ )	6.26	5.44	4.09

Tabela 4.2: **Parâmetro de acoplamento *Pomeron*-quark para o caso em que o hádron é um próton, píon ou káon.**

$$\beta_m^2 = \frac{(1 + \rho^2)(\sigma_{tot}^{mp})^2}{36\beta_p^2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-2\epsilon}. \quad (4.28)$$

e assumindo a contribuição do *Pomeron* para a seção de choque total,

$$\beta_m^2 = \frac{(1 + \rho^2)}{36\beta_p^2} \left(\frac{Y}{0.38938}\right)^2. \quad (4.29)$$

Assumindo  $(1 + \rho^2) \approx 1$  e usando os termos do *Pomeron* da parametrização de DL para  $\sigma_{tot}^{\pi^+p}$  e  $\sigma_{tot}^{K^+p}$  dados na tabela 4.1, obtemos

$$\beta_{\pi^+}^2 = 5.44 \text{ GeV}^{-2}, \quad (4.30)$$

$$\beta_{K^+}^2 = 4.09 \text{ GeV}^{-2}. \quad (4.31)$$

Dessa forma fica claro porque não adotamos desde o início o valor de  $\beta_0$  apresentado por DL. Esses autores assumem que a constante de acoplamento do *Pomeron* com os quarks tem um valor único, independente do hádron, exceto no caso de quarks estranhos, para os quais o acoplamento do *Pomeron* seria mais fraco. Isso poderia justificar o valor baixo de  $\beta_{K^+}^2$ . Porém, mesmo o resultado para  $\beta_{\pi^+}^2$  apresenta uma diferença de aproximadamente 15% em relação ao valor calculado para a reação  $pp/\bar{p}p$ , o que representa um indício de que essa constante não precisa necessariamente assumir os mesmos valores para diferentes tipos de hádrons

### 4.3 Fatores de Forma

Para o fator de forma de carga, vamos assumir uma expressão do tipo dipolo tanto para o caso do próton como para píons e káons. Dessa forma a expressão geral para  $G(t)$  é

$$G(t) = \frac{1}{(1 + v_h|t|)^2}, \quad (4.32)$$



onde o termo  $v_h$  está relacionado com o raio ao quadrado médio de carga do hádron, segundo a relação [47]

$$\langle r_{ch}^2 \rangle = 6 \left( \frac{dG(t)}{dt} \right)_{t=0} = 12 v_h. \quad (4.33)$$

Vale observar aqui que este raio está relacionado com a distribuição de carga do hádron, e vamos assumi-lo como constante com a energia. Usaremos os valores dados pela referência [10]

$$\begin{aligned} \langle r_p \rangle^{\frac{1}{2}} &= 0.805 \text{ fm} && \rightarrow && 4.086 \text{ GeV}^{-1} \\ \langle r_\pi \rangle^{\frac{1}{2}} &= 0.711 \text{ fm} && \rightarrow && 3.609 \text{ GeV}^{-1} \\ \langle r_K \rangle^{\frac{1}{2}} &= 0.566 \text{ fm} && \rightarrow && 2.873 \text{ GeV}^{-1} \end{aligned}$$

## 4.4 Estimativa do Fator de Normalização $\gamma$

Com os valores de  $\langle r_h^2 \rangle$ ,  $\beta_h$  e  $G(t)$  determinados, podemos fixar a constante de normalização  $\gamma$  através do ajuste dos dados de seção de choque invariante  $pp$  para uma dada energia no ISR. Optamos pelos dados de  $\sqrt{s} = 23 \text{ GeV}$  medidos pela colaboração CHLM [20] por apresentarem as distribuições em  $M^2/s$  para mais baixos valores de  $|t|$ . Por ser esta a energia mais baixa medida pelo CHLM, poderemos observar, fixado o parâmetro  $\gamma$ , o comportamento do modelo para energias crescentes em toda a região do ISR e Collider.

Nossa expressão para a seção de choque invariante  $pp$  é

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} = \frac{9\beta_p^2}{16\pi^2} G_p^2(t) \left( \frac{s}{M^2} \right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-1} \sigma_{\mathbf{P}p}(M^2, t), \quad (4.34)$$

onde

$$\sigma_{\mathbf{P}p}(M^2, t) = 3\beta_p \gamma \langle r_p^2(M^2) \rangle \quad (4.35)$$

Neste ajuste, usamos a subrotina CERN-MINUIT, incluindo o conjunto completo dos dados de seção de choque invariante versus  $M^2/s$ , inclusive a região de resolução, para valores de  $-t$  entre 0.15 e 1.45  $\text{GeV}^2$ . No tocante à região de resolução, usamos uma parametrização que será discutida no próximo capítulo. A região de ajuste para o modelo foi tomada como sendo

$$\frac{M^2}{s} \geq 0.01. \quad (4.36)$$

já que o *scaling*  $M^2/s$  é suposto valer nesse região. Obtivemos para  $\gamma$  o valor

$$\gamma = 0.07642 \pm 0.00031 \text{ GeV} \quad (4.37)$$

Na figura 4.2 apresentamos o resultado do ajuste para alguns valores de  $-t$ . As curvas resultantes do modelo com o valor de  $\gamma$  dado por (4.37) são mostradas para valores de  $M^2/s$  desde 0.005.

Temos agora condições de confrontar o modelo com os dados de dissociação difrativa a altas energias para processos  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $\pi^+p$  e  $K^+p$ .

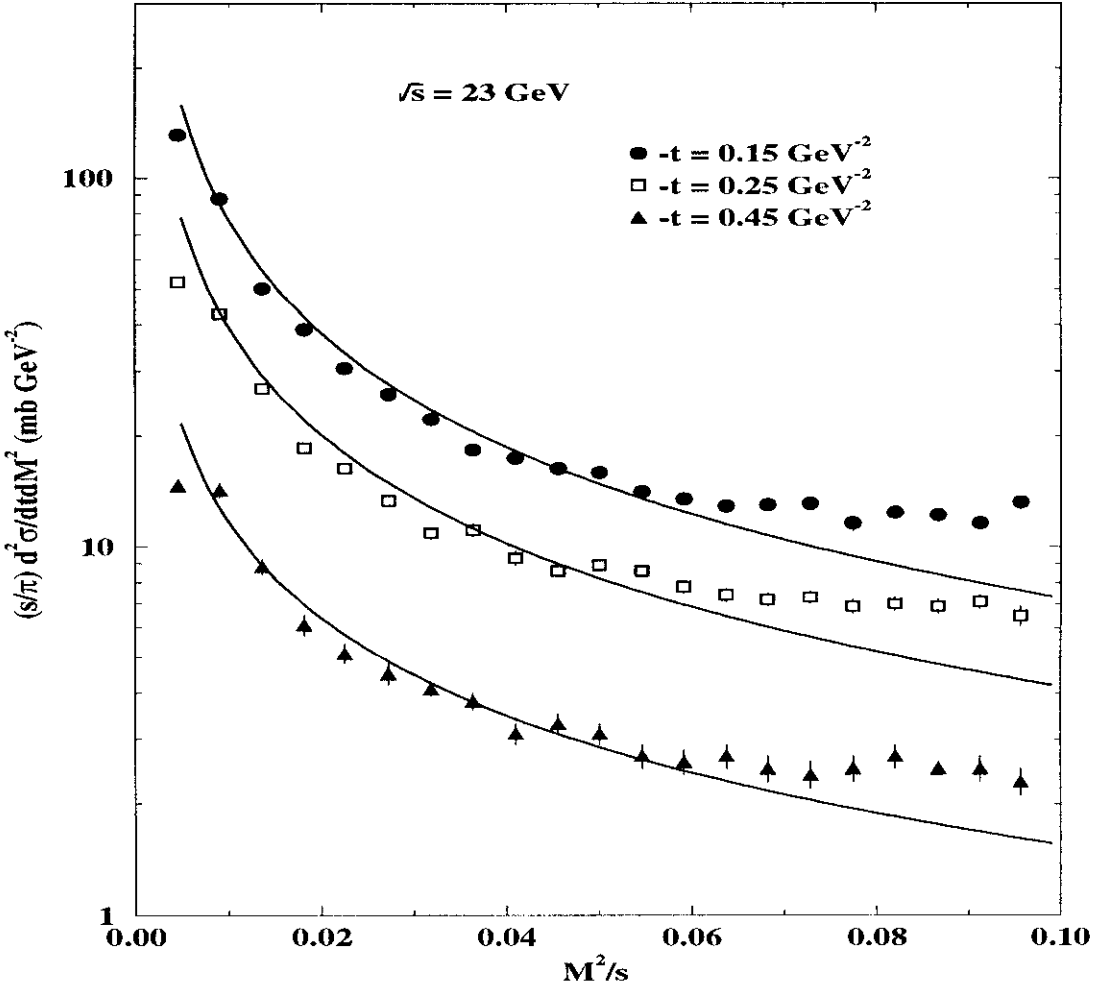


Figura 4.2: Dados da colaboração CHLM para  $s = 550 \text{ GeV}^2$  usados no ajuste para determinar o valor do parâmetro  $\gamma$ , juntamente com as curvas resultantes deste ajuste.

# Capítulo 5

## Comparação do Modelo com Experimentos

Vamos agora confrontar o modelo com os dados experimentais de dissociação difrativa  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  e  $pN$  (próton-núcleo). No caso  $pp$  usaremos os dados para as distribuições de seção de choque invariante DS com  $M^2/s$  medidos pelo experimento CHLM [20] entre as energias de  $\sqrt{s} = 23.5$  a  $63$   $GeV$ , além dos dados de seção de choque diferencial (integrada em  $M^2/s$ ) DS com  $-t$ , e de seção de choque total DS com  $s$ . No caso de  $\bar{p}p$ , usaremos os dados publicados pelo experimento UA4 para as seções de choque invariantes com  $M^2/s$  ( $|t| \geq 0.55$   $GeV^2$ ) [23], o conjunto dos dados de seção de choque diferencial com  $-t$  e o valor obtido para  $\sigma_{DS}$  [24], todos medidos a  $\sqrt{s} = 546$   $GeV$ . Dos experimentos UA5 [27], CDF [25] e E710 [26] vamos utilizar somente os valores para a seção de choque total DS  $\bar{p}p$  para as energias dadas na tabela 2.1, visto que esses experimentos não publicaram resultados para as distribuições em  $M^2/s$  e  $-t$ .

Para a dissociação difrativa de mésons, usaremos os dados publicados pelo experimento EHS/NA22 [56] para as reações  $\pi^+p$  e  $K^+p$  medidas a  $\sqrt{s} = 21.5$   $GeV$  e  $-t = 0.25$   $GeV^2$ .

Apresentaremos em seguida argumentos para estender o nosso modelo para o caso de processos próton-núcleo, com dissociação difrativa do núcleo, e compararemos o resultado com os dados publicados pelo experimento HELIOS [57] para a dissociação difrativa de núcleos em reações  $pBe$ ,  $pAl$  e  $pW$ , com prótons de  $450$   $GeV/c$ .

A tabela 5.1 condensa alguns dos parâmetros do modelo para prótons, píons e káons conforme foram estabelecidos no capítulo anterior. Iremos nos referir a ela quando necessário.

	$p$	$\pi$	$K$
$\beta_h^2 (GeV^{-2})$	6.26	5.44	4.09
$\langle r_{ch}^2 \rangle^{\frac{1}{2}} (GeV^{-1})$	4.09	3.23	2.69

Tabela 5.1: **Parâmetro de acoplamento *Pomeron*-hádron e raio quadrático médio de carga para próton, pión ou káon.**

## 5.1 Resultados para $pp$ e $\bar{p}p$

Em vista do fato do *Pomeron* não diferenciar entre o próton e o anti-próton, conforme foi observado no capítulo 3, trataremos indistintamente os dados para as reações  $pp$  e  $\bar{p}p$  como sendo processos  $pp$ .

Para este caso temos

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} = \frac{9\beta_p^2}{16\pi^2} G_p^2(t) \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-1} \sigma_{\mathbf{P}p}(M^2, t), \quad (5.1)$$

com o fator de forma dado por

$$G(t) = \frac{1}{(1 + v_p |t|)^2}, \quad (5.2)$$

onde

$$v_p = \frac{\langle r_{ch}^2 \rangle_p}{12},$$

e com a seção de choque total *Pomeron*-próton dada por

$$\sigma_{\mathbf{P}p}(M^2, t) = 3\beta_p \gamma \langle r_p^2(M^2) \rangle, \quad (5.3)$$

com

$$\langle r_p^2(M^2) \rangle = \frac{3}{2} [8.5 + 0.56 \ln \left(\frac{M^2}{M_0^2}\right)], \quad (5.4)$$

e

$$\gamma = 0.07642 \pm 0.00031 \text{ GeV}. \quad (5.5)$$

$\langle r_{ch}^2 \rangle_p^{\frac{1}{2}}$  e  $\beta_p$  são dados na tabela 5.1.  $M_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ .

### 5.1.1 Distribuição com $M^2/s$

Na figura 5.1 apresentamos nosso resultado para a distribuição da seção de choque invariante com  $M^2/s$  para algumas energias e quadrimomentos transferidos no ISR. A figura 5.2 apresenta distribuições equivalentes para o Collider.

A figura 5.1 mostra que o modelo concorda bem com os dados do ISR, fornecendo um comportamento adequado para a seção de choque com  $M^2$ , mesmo considerando que agora nossa dependência em  $M^2$ , para baixos  $|t|$ , tem um comportamento mais complexo do que aquele de uma queda simples com  $1/M^2$ , mostrada na figura 2.7 do capítulo 2. Já no caso dos dados do UA4, para  $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$  e valores de  $|t| \geq 0.55 \text{ GeV}^2$  [23] nosso modelo apresenta resultados que estão sistematicamente acima dos dados. Discutiremos melhor esta questão ao tratarmos a dependência em  $|t|$ . Podemos observar que a região de  $0.01 \leq M^2/s \leq 0.05$  é corretamente descrita pelo modelo para todas as energias do ISR, o que corrobora a hipótese de preponderância do *Pomeron* nessa região. Para  $M^2/s > 0.06$  a curva do modelo passa a subestimar os dados, o que é de se esperar visto que contribuições de outros reggeons vão se tornar importantes à medida que  $M^2/s$  cresce.

A figura 5.3 nos fornece uma outra visão do comportamento com  $M^2$  dado pelo modelo. Ao introduzirmos uma dependência com  $M^2$  em  $\sigma_{\mathbf{p}_p}$  através do raio hadrônico, estamos quebrando o *scaling* da seção de choque DS com  $M^2/s$ . Isso, somado ao fato de estarmos assumindo uma trajetória para o *Pomeron* com um  $\alpha_0 > 1$ , resulta em uma descrição para o comportamento da seção de choque, para um dado  $t = t_0$ , da forma

$$\frac{d^2\sigma_{DS}}{dt dM^2} = \frac{A(s) + B(s) \ln(M^2)}{(M^2)^{1+2\epsilon+2\alpha't_0}}. \quad (5.6)$$

Desse modo cada conjunto de dados na figura 5.3 a uma determinada energia acaba sendo descrito separadamente dos outros. Embora essa separação seja sutil entre os dados do ISR, ela se torna mais forte entre esses e os dados do Collider. A queda da seção de choque se dá agora com  $1/M^{2+4\epsilon+4\alpha't_0}$ , porém o termo  $\ln M^2$  no numerador atenua essa queda, sendo o efeito final o de uma queda menos pronunciada do que  $1/M^2$ . No caso em que  $B$  e  $\epsilon$  são iguais a zero na expressão (5.6), voltamos à dependência simples com  $M^{-2}$ , mostrada na figura 2.7 no capítulo 2.

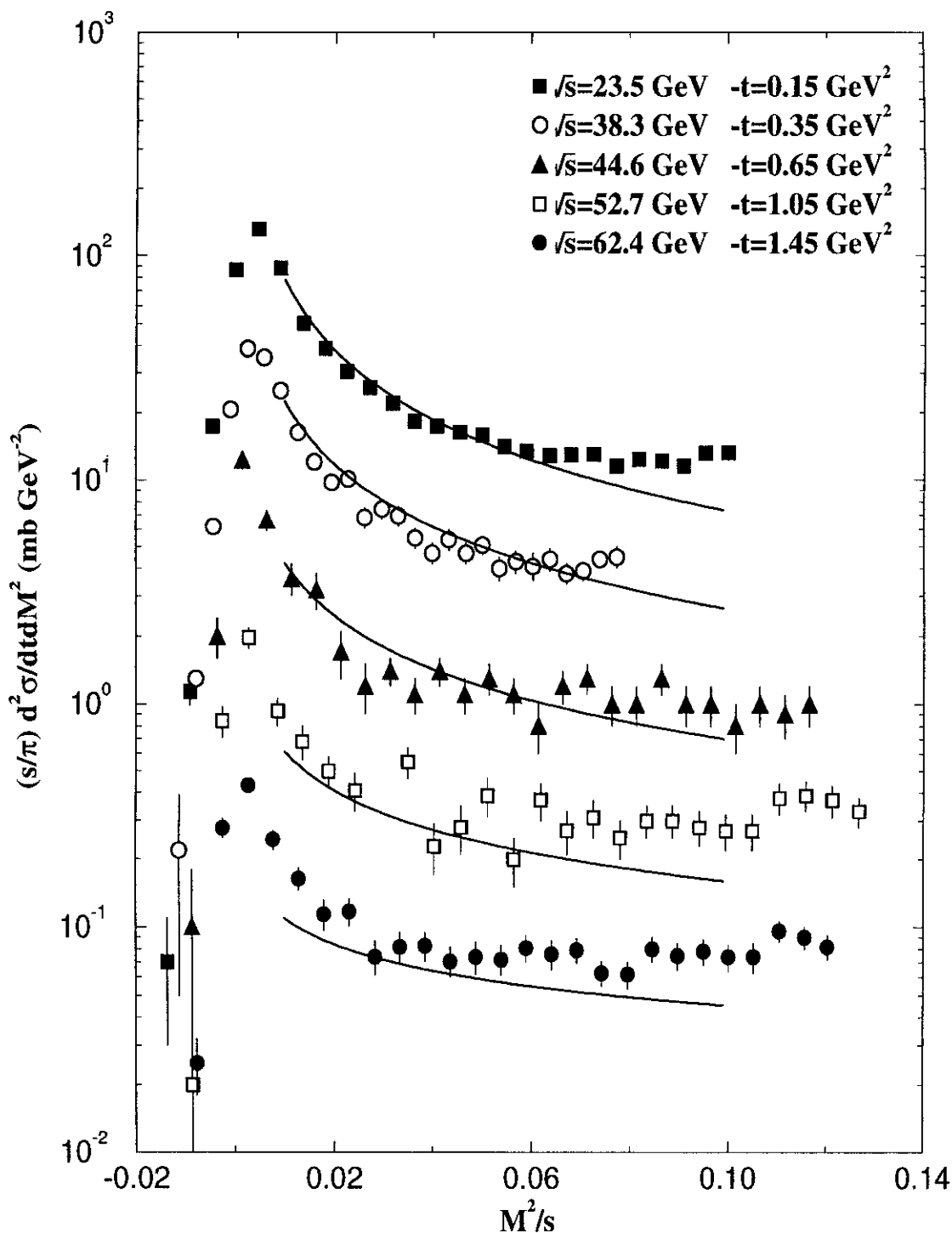


Figura 5.1: Resultados para a seção de choque  $(s/\pi) d^2 \sigma_{DS}/dt dM^2$  com  $M^2/s$  obtidos pelo modelo, para várias energias e quadrimomentos transferidos no ISR, comparados com dados do experimento CHLM [20].

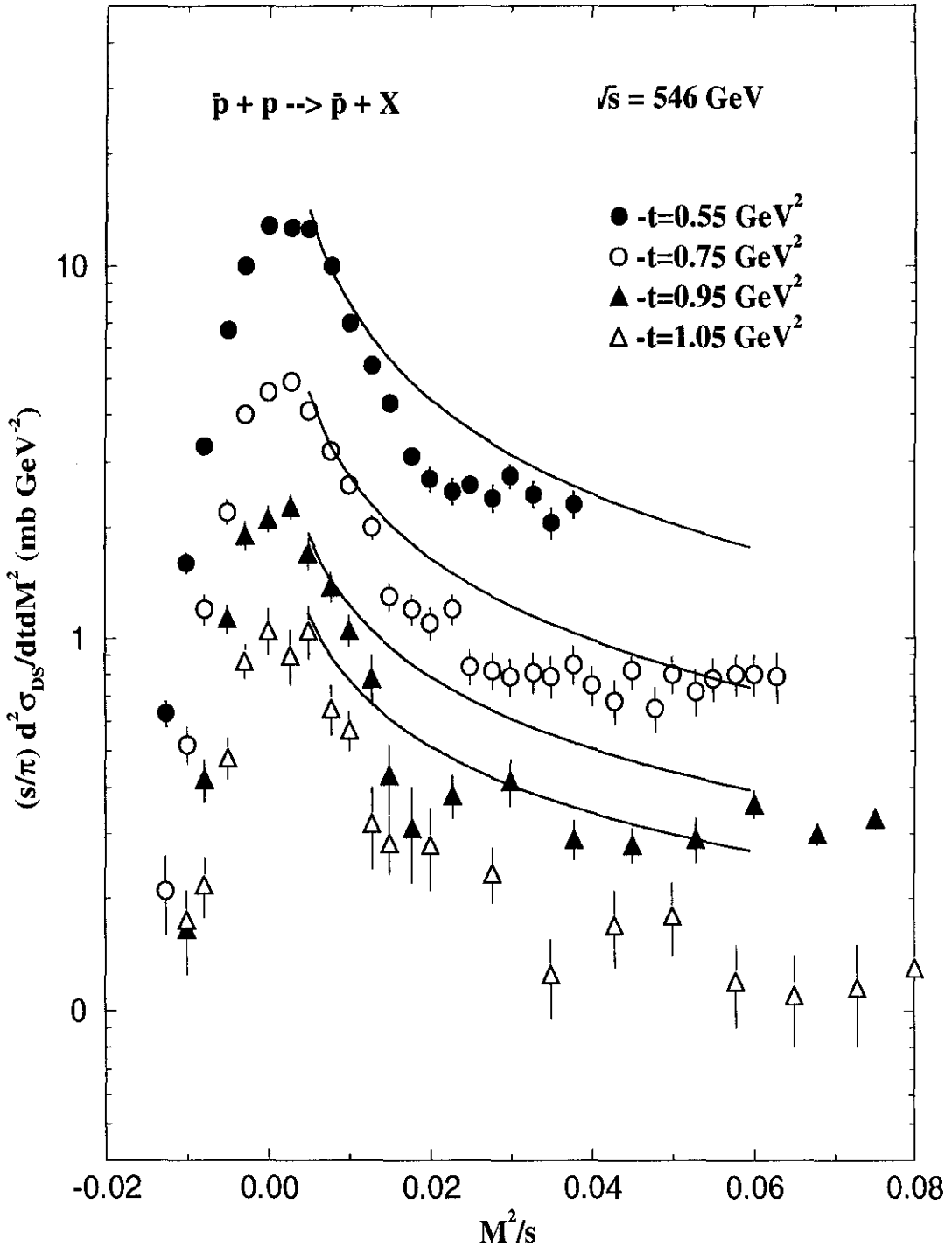


Figura 5.2: Resultados para a seção de choque  $(s/\pi) d^2 \sigma_{DS}/dt dM^2$  com  $M^2/s$  obtidos pelo modelo, para a energia no SCM de  $546 \text{ GeV}$  e vários quadrimomentos transferidos no Collider, comparados com dados do experimento UA4 [23].

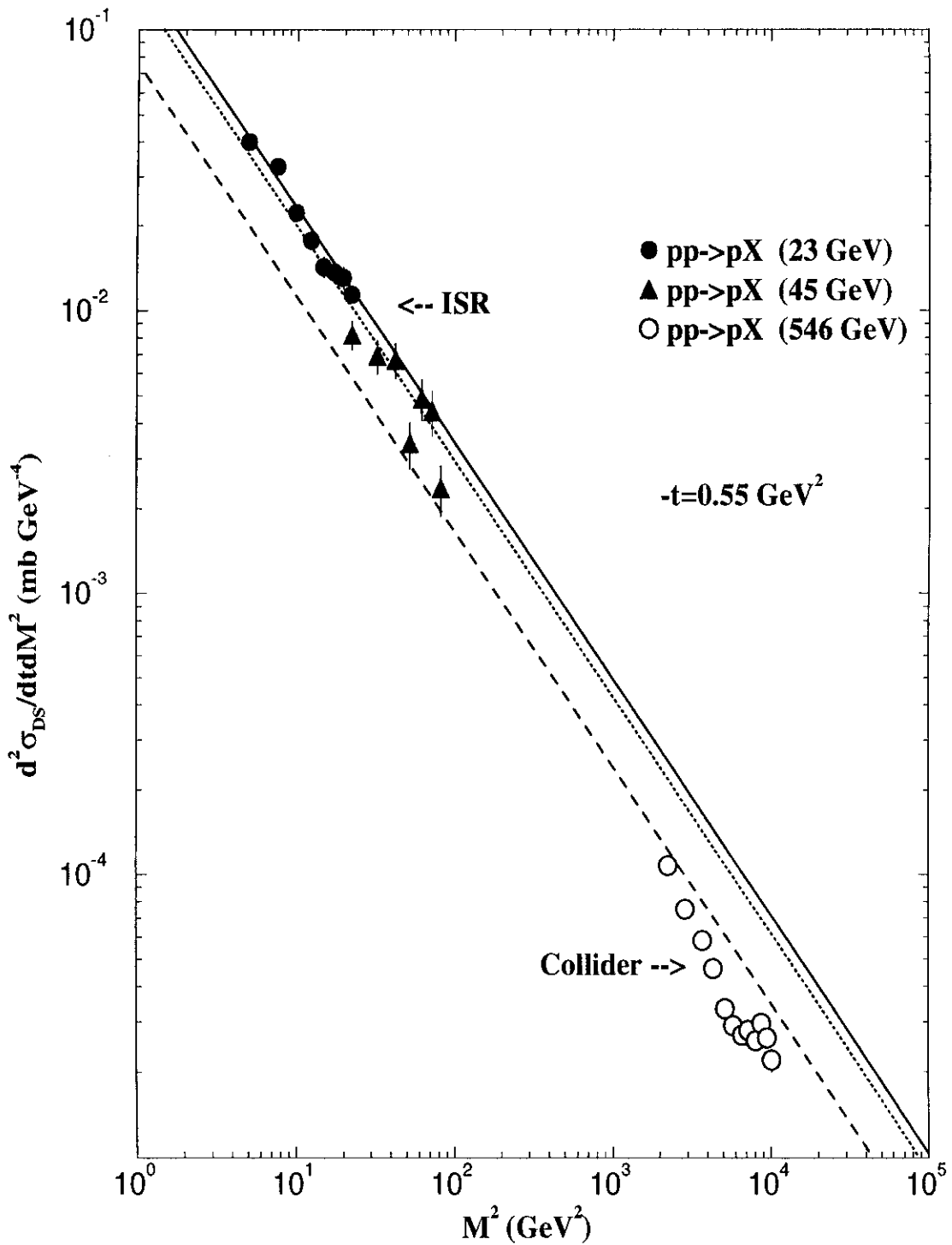


Figura 5.3: Seção de choque não-invariante  $d^2\sigma_{DS}/dt dM^2$  com  $M^2$ , para as energias no SCM de 23, 45 e 546 GeV juntamente com as curvas resultantes do nosso modelo.



## 5.1.2 Região de Resolução

Conforme já foi dito, para a análise dos dados de seção de choque diferencial integrada em  $M^2/s$ , é necessário levar em conta a região de resolução experimental, já que esta pode representar em certos casos até 50% da contribuição para a seção de choque integrada, dependendo da região de  $M^2/s$  que se tome para a integração. A sua não inclusão na descrição desses dados certamente levará a um resultado que os subestima, já que estamos restringindo o modelo à região

$$0.01 \leq \frac{M^2}{s} \leq 0.05. \quad (5.7)$$

Porém, as características da região de resolução permitem que ela seja descrita de maneira simples por uma gaussiana de largura constante, e com um valor central que é função da energia. Uma dependência em  $t$  deve também ser incluída. Usamos a expressão geral

$$R(t) = \frac{A_1}{(A_2 + |t|)^{A_3}} \exp \frac{-(M^2/s - A_4/s)^2}{2 A_5^2}. \quad (5.8)$$

Parametrizando os dados do CHLM na região de resolução, para várias energias e quadrimomentos transferidos, obtivemos os valores

$$\begin{aligned} A_1 &= 47.0, \\ A_2 &= 0.714, \\ A_3 &= 6.524, \\ A_4 &= 2.460, \\ A_5 &= 0.00538. \end{aligned}$$

Embora a parametrização acima não permita uma descrição fiel para todos os conjuntos de dados, ela nos possibilita, na média, descrever satisfatoriamente o comportamento da região de resolução. Nossa estratégia será então parametrizar os dados que estiverem abaixo da região dada por (5.7) pela expressão (5.8), e aplicar o modelo a partir de  $M^2/s \geq 0.01$ .

## 5.1.3 Distribuição com $-t$

Para obtermos a seção de choque diferencial DS com  $-t$  devemos proceder à integração

$$d\sigma_{DS}/dt = \pi \int_{-0.02}^{0.05} \frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma_{DS}}{dt dM^2} d\left(\frac{M^2}{s}\right) \quad (5.9)$$

onde, para a região

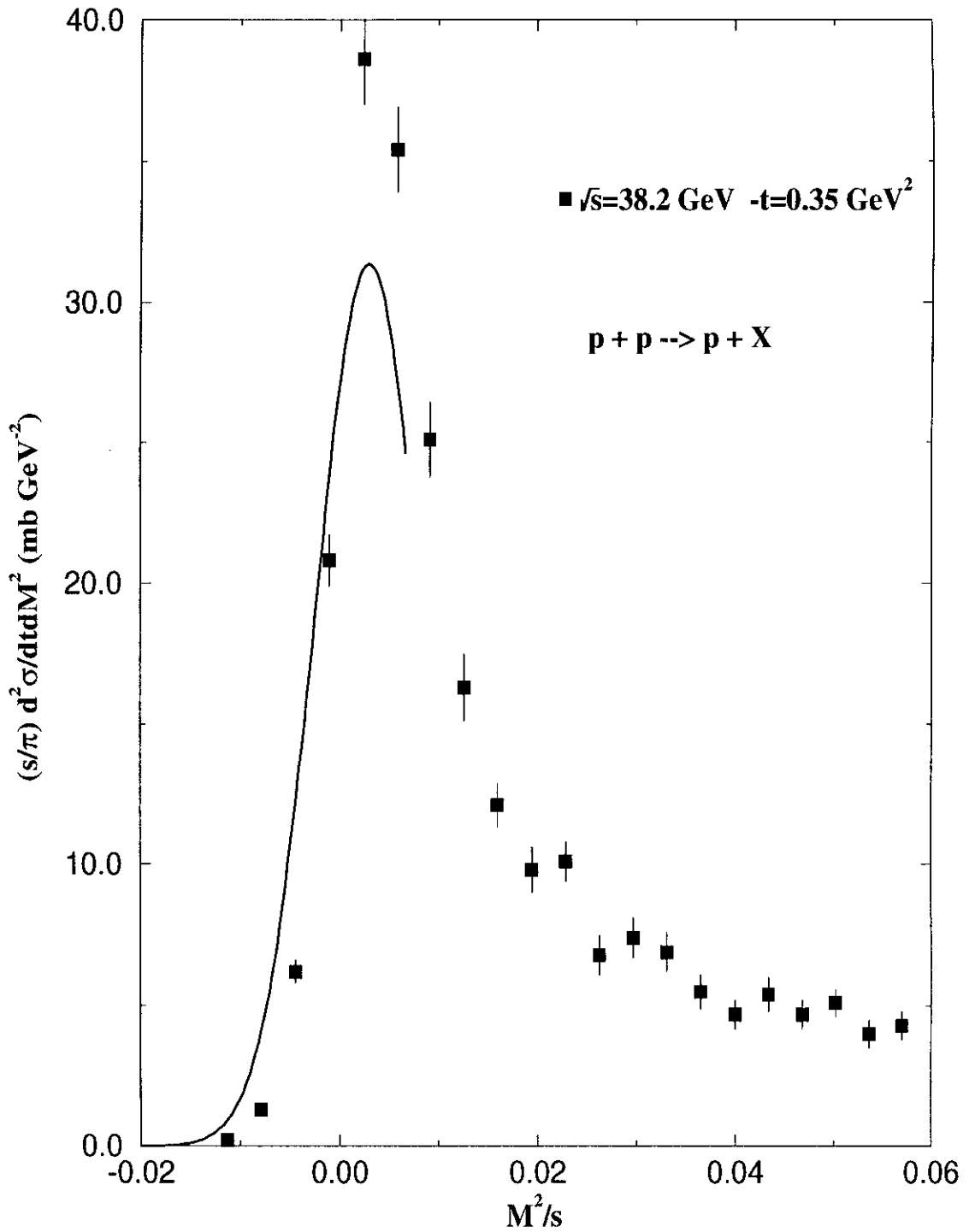


Figura 5.4: Gráfico da parametrização da região de resolução para a energia de  $23.5 \text{ GeV}$  com  $-t = 0.35 \text{ GeV}^2$ , junto com os dados experimentais correspondentes.

$$-0.02 \leq \frac{M^2}{s} < 0.01 \quad (5.10)$$

usamos em (5.9) a parametrização (5.8). O limite inferior para essa região foi fixado a partir da observação de que, para  $M^2/s = -0.02$ , (5.8) é praticamente nula para qualquer valor de  $s$  e/ou  $t$ . Para a região

$$0.01 \leq \frac{M^2}{s} < 0.05 \quad (5.11)$$

usamos o nosso modelo.

Os resultados para o ISR são mostrados nas figuras 5.5 até 5.11. Para o Collider, o resultado é mostrado na figura 5.12. O que se nota é que o modelo descreve bem os dados para valores de  $-t$  menores que  $1 \text{ GeV}^2$  para energias do ISR. Para o Collider, os dados para  $-t \geq 0.55 \text{ GeV}^2$  estão sendo superestimados pelo modelo, o que é de se esperar dado o resultado das distribuições de seção de choque invariante com  $M^2/s$  mostrados na figura 5.2. Isso poderia significar que para a energia de  $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$  o modelo estaria fornecendo uma dependência incorreta com a energia, superestimando o crescimento da seção de choque invariante com  $s$ . Porém, os dados para  $-t < 0.55 \text{ GeV}^2$  concordam muito bem com a curva teórica, indicando que a discordância para grandes  $-t$ , tanto no ISR como no Collider, se deve a outros fatores. É esperado, por exemplo, que com o aumento da energia a troca múltipla de *Pomerons* passe a se tornar importante para valores cada vez mais baixos de quadrimomentos transferidos. Tal efeito, que não é previsto no nosso modelo, pode ser invocado para explicar essa discordância com os dados para grandes  $-t$ .

Um outro efeito que se observa é que, para valores de  $-t$  grandes, a curva passa abaixo dos dados, o que é mais evidente nas figuras 5.10, 5.11 e 5.12. Essa é, por outro lado, uma região onde o modelo de dissociação difrativa de Donnachie e Landshoff apresenta bons resultados, em termos de sua analogia com o espalhamento inelástico profundo  $ep$ , com o *Pomeron* desempenhando o papel do fóton virtual. Se isso é correto, uma descrição completa da distribuição em  $-t$  poderia ser feita com uma forma conjunta do nosso modelo, que descreve bem a região de baixos  $|t|$ , com um modelo em analogia com o espalhamento inelástico profundo, conforme proposto por Donnachie e Landshoff, para a região de grandes  $|t|$ .

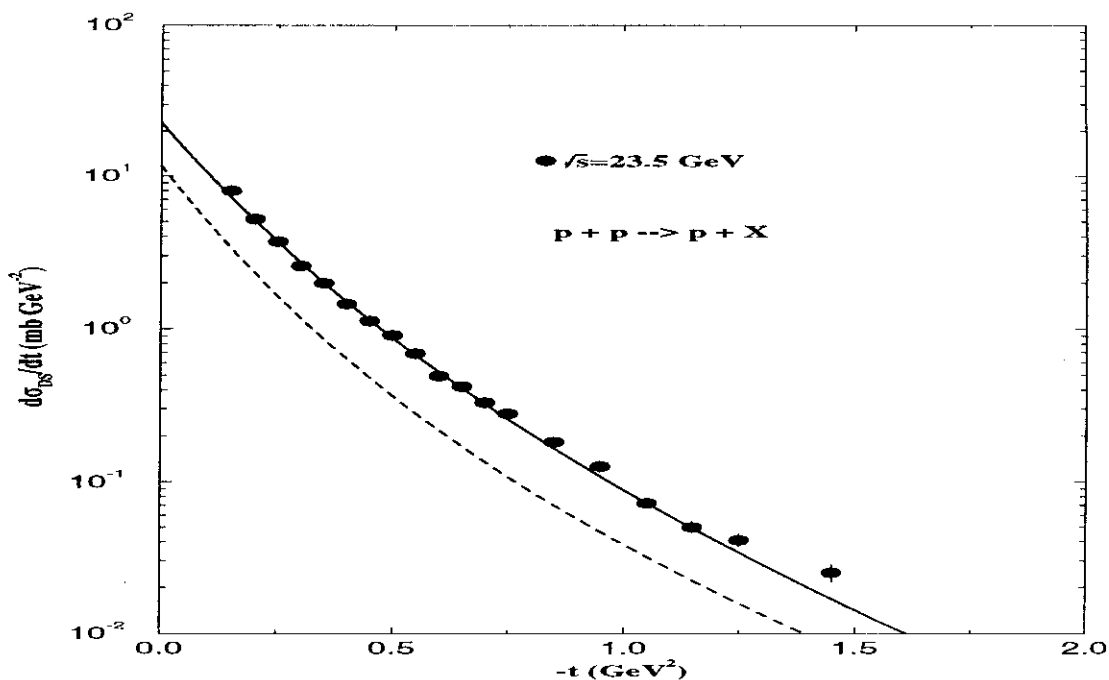


Figura 5.5: Dados de  $d\sigma_{DS}/dt$  versus  $-t$  para a energia de  $23.5 \text{ GeV}$ , juntamente com a previsão do modelo. A curva tracejada representa somente a contribuição da região de resolução, e a curva cheia a soma modelo + resolução.

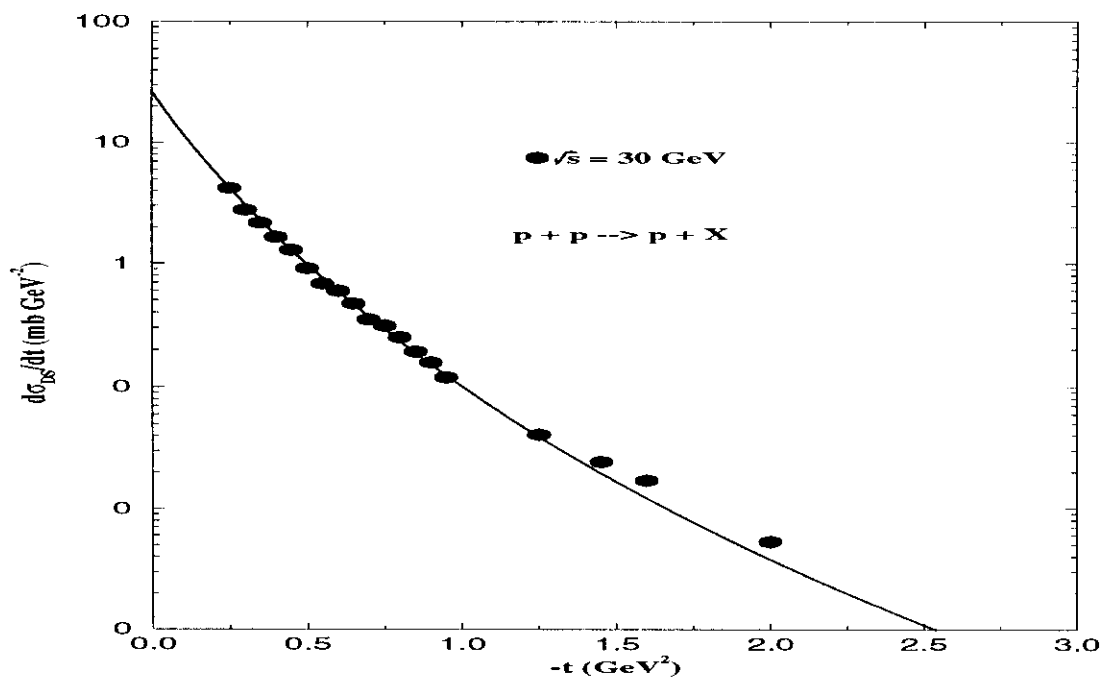


Figura 5.6: Dados de  $d\sigma_{DS}/dt$  versus  $-t$  para a energia de  $30 \text{ GeV}$ , juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia.

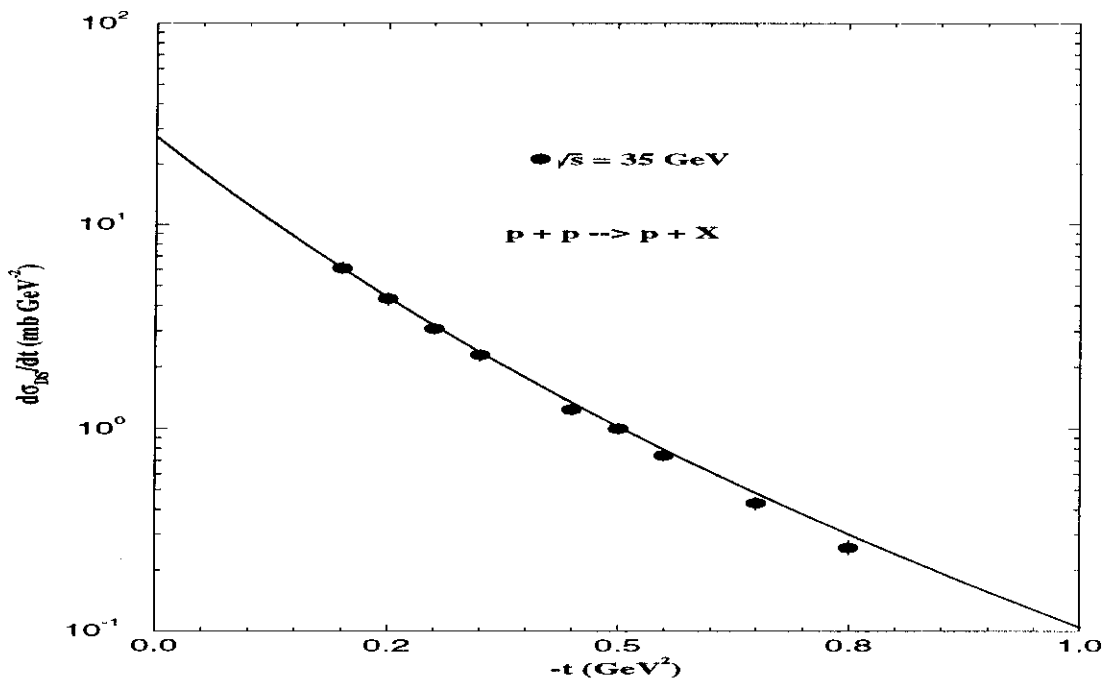


Figura 5.7: Dados de  $d\sigma_{DS}/dt$  versus  $-t$  para a energia de  $35 \text{ GeV}$ , juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia.

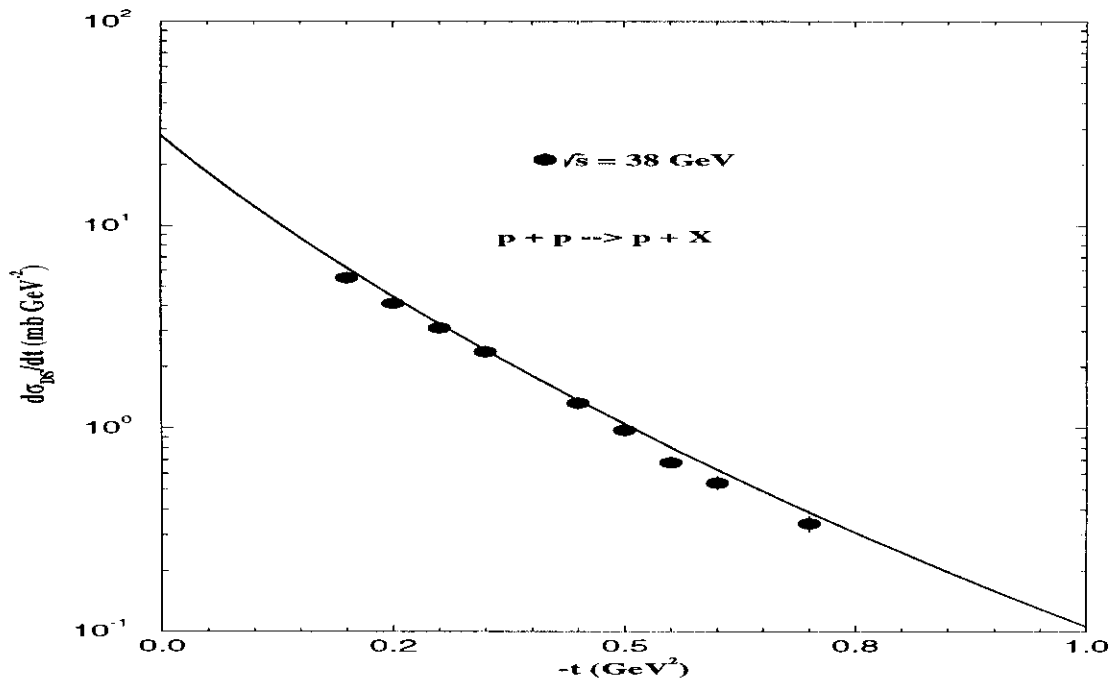


Figura 5.8: Dados de  $d\sigma_{DS}/dt$  versus  $-t$  para a energia de  $38 \text{ GeV}$ , juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia.

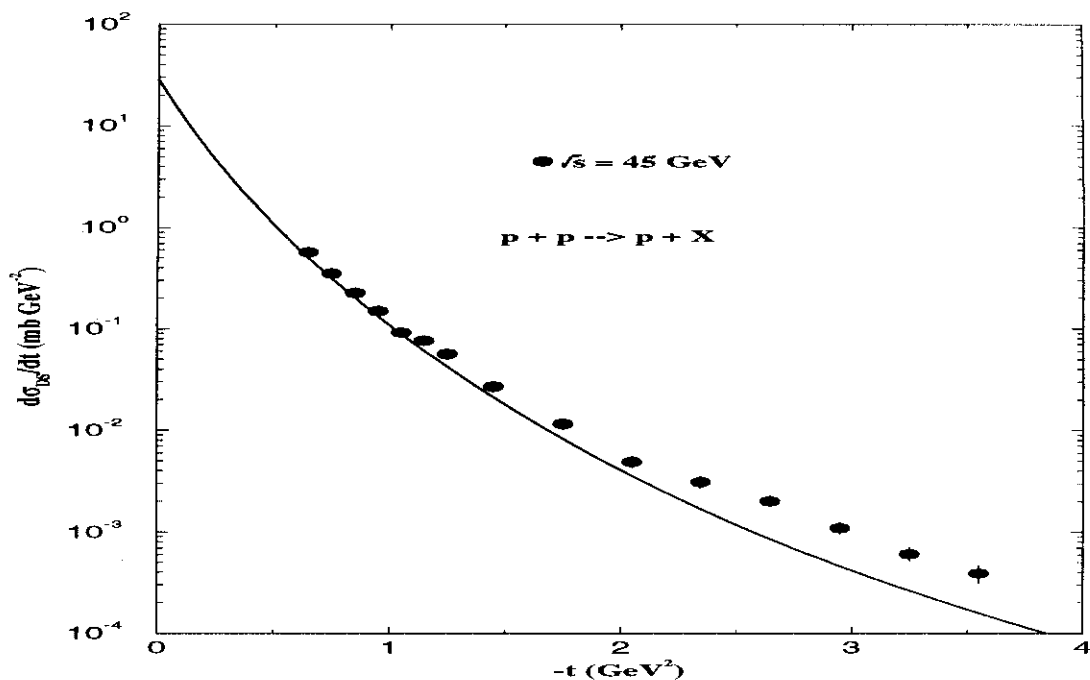


Figura 5.9: Dados de  $d\sigma_{DS}/dt$  versus  $-t$  para a energia de  $45 \text{ GeV}$ , juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia.

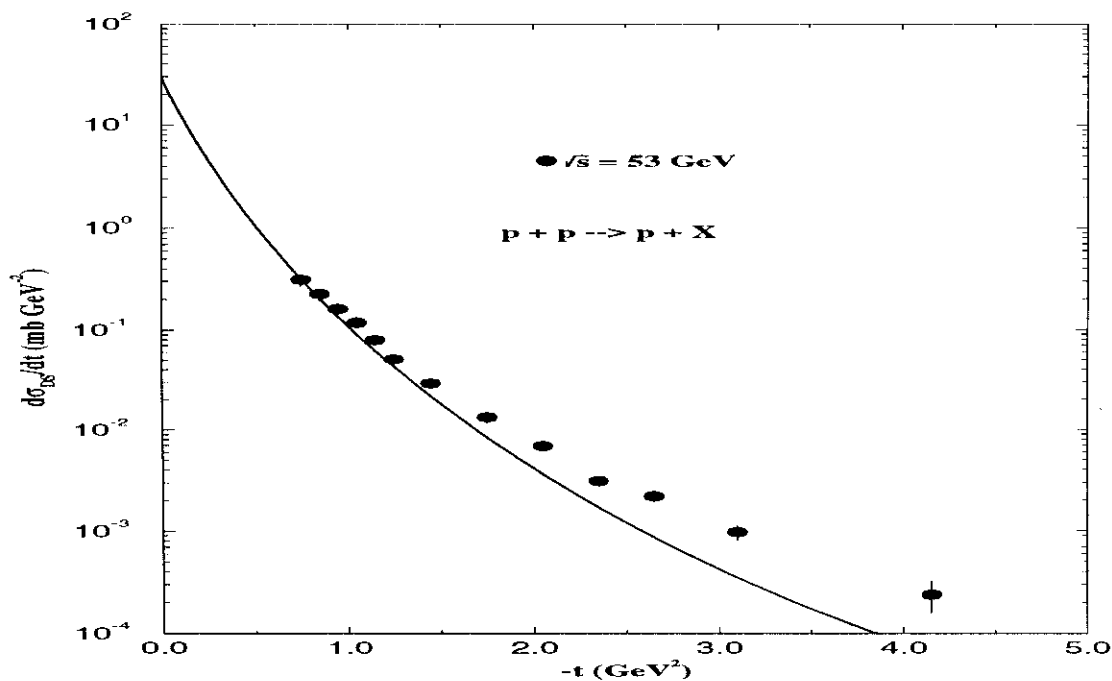


Figura 5.10: Dados de  $d\sigma_{DS}/dt$  versus  $-t$  para a energia de  $53 \text{ GeV}$ , juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia.

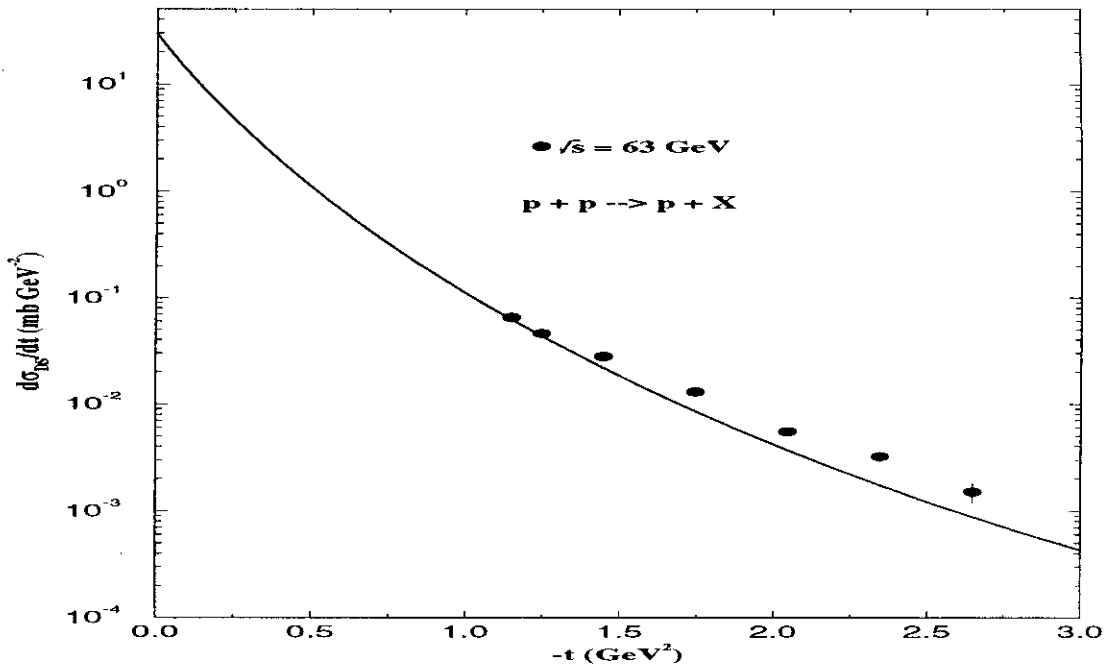


Figura 5.11: Dados de  $d\sigma_{DS}/dt$  versus  $-t$  para a energia de  $63 \text{ GeV}$ , juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia.

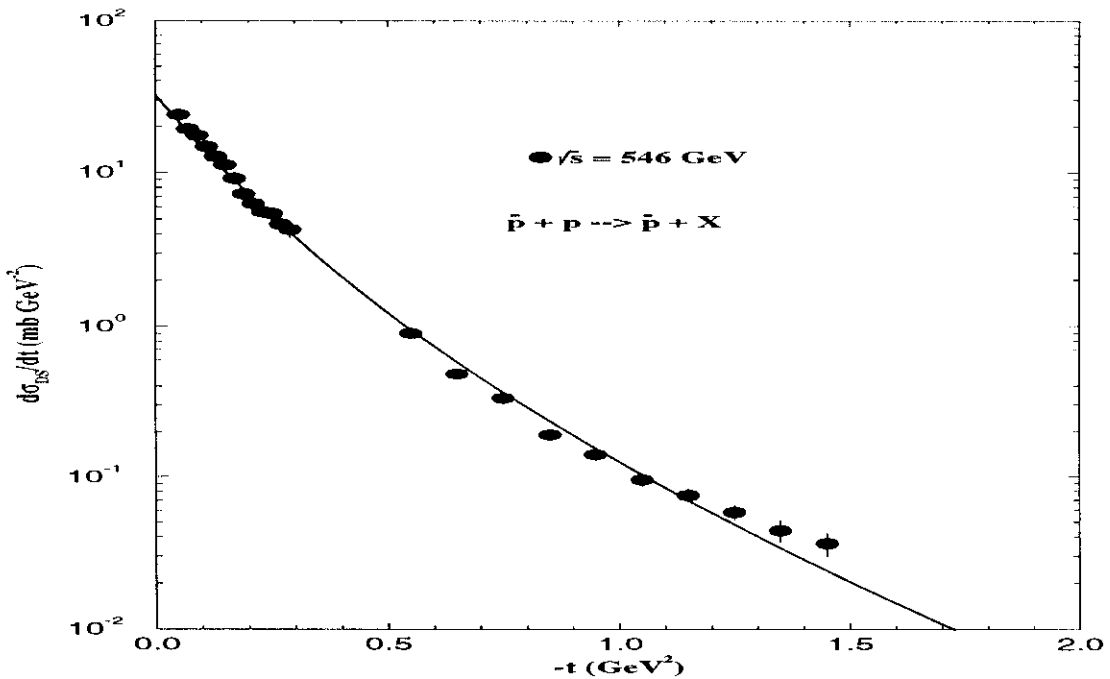


Figura 5.12: Dados de  $d\sigma_{DS}/dt$  versus  $-t$  para a energia de  $546 \text{ GeV}$ , juntamente com a previsão do modelo + resolução, somados na curva cheia.

### 5.1.4 Seção de Choque Total Difrativa Simples

A seção de choque total difrativa simples corresponde à integral

$$\sigma_{DS} = 2 \int_0^\infty \int_{-0.02}^{0.05} \frac{d^2\sigma_{DS}}{d|t|dM^2} d|t|d\left(\frac{M^2}{s}\right) \quad (5.12)$$

onde a região de resolução é incluída de acordo com o que foi discutido em 5.1.3.

A variação com a energia da seção de choque  $\sigma_{DS}$  obtida é mostrada na figura 5.13. Podemos observar que o rápido crescimento de  $\sigma_{DS}$  dado por (5.12) até a região do ISR é devido principalmente à contribuição do termo vindo da distribuição de resolução. Para entendermos o porquê disso, vamos examinar o comportamento da seção de choque invariante na região de resolução, mostrado na figura 5.4. Nessa região a distribuição apresenta um máximo próximo ao ponto  $M_{min}^2/s = (m_p + m_\pi)^2/s$ , que depende de  $s$ . Caso não houvesse problemas de resolução experimental, a seção de choque neste ponto iria a zero. Mas na prática temos uma distribuição centrada em torno de um máximo que depende da energia. Para  $s \rightarrow \infty$ ,  $M_{min}^2/s = 0$ , a contribuição da resolução satura e sua integral tende a um valor constante com  $s$ . Mas para valores mais baixos de  $s$  (energias do ISR ou menores) a distribuição se desloca para valores maiores de  $M^2/s$ . Como fixamos o início da região de validade do modelo em  $M^2/s = 0.01$ , ao se aproximar desse valor a resolução irá contribuir cada vez menos, devido ao corte que estamos impondo. Para

$$s = \frac{(m_p + m_\pi)^2}{0.01} = 116 \text{ GeV}^2 \quad (5.13)$$

a contribuição da resolução vai a zero.

Mas esse efeito está também incluído nos dados experimentais na medida em que, para se calcular  $\sigma_{DS}$ , integra-se a convolução (2.25), onde é usada uma gaussiana cujo valor central depende da energia.

Assim, podemos concluir a respeito do crescimento da seção de choque difrativa simples observado até o ISR que este é devido sobretudo à dependência com a energia da região  $M_{min}^2/s = (m_p + m_\pi)^2/s$ . Para altas energias ( $\approx 63 \text{ GeV}$ ) essa dependência estará saturada, e o crescimento observado a partir desse ponto deve ter sua origem proveniente de outros efeitos. No caso deste modelo, assumimos que esses efeitos se originam do crescimento do raio ao quadrado médio hadrônico com a energia na interação *Pomeron*-próton.

Para altas energias o modelo fornece uma perspectiva de crescimento com  $\ln s$  que parece de acordo com a tendência dos dados, e sua extrapolação para  $14 \text{ TeV}$



fornece um valor  $\sigma_{DS} \approx 10 \text{ mb}$  para o LHC.

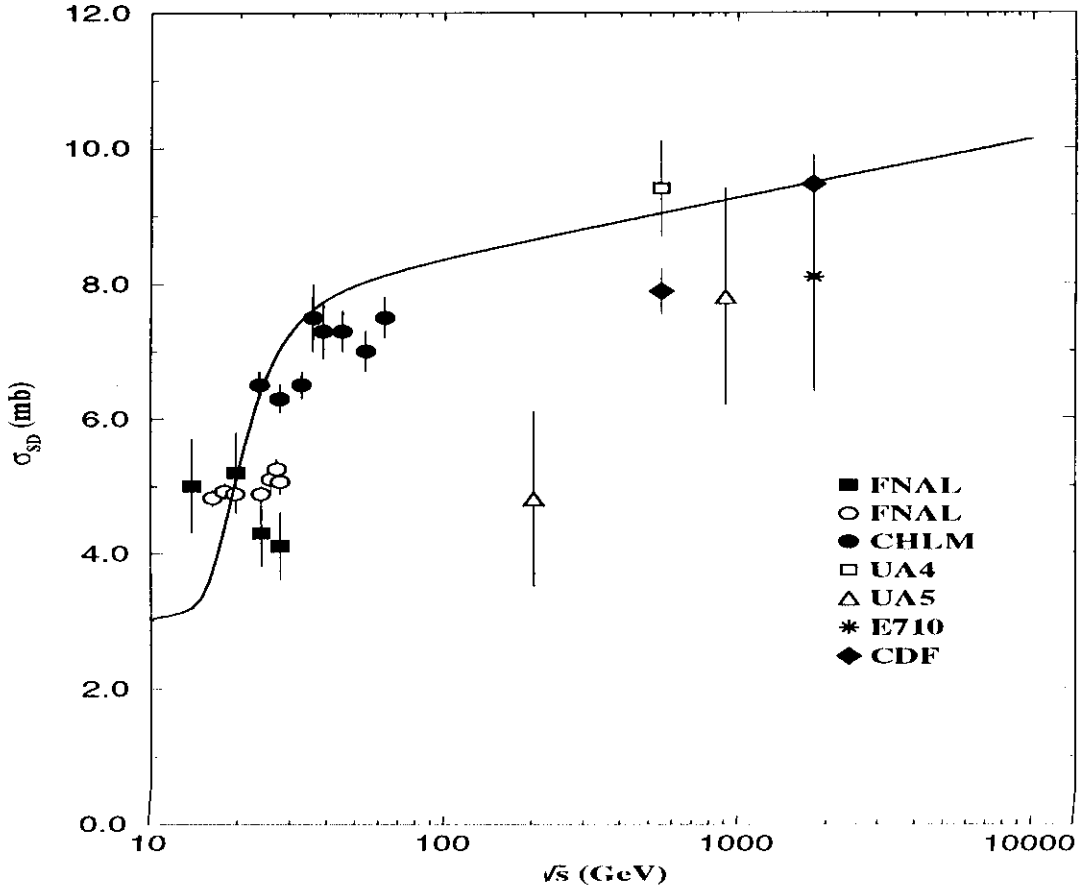


Figura 5.13: Seção de choque total difrativa simples,  $\sigma_{DS}$ , versus energia no SCM, comparada com valores do FNAL [29], ISR[20, 21] Collider [24, 27] e Tevatron [25, 26]. A curva pontilhada corresponde à contribuição da região de resolução.

## 5.2 Dissociação Difrativa de Mésons

Os dados experimentais para DS próton-méson são muito mais escassos para altas energias do que aqueles para próton-próton. Os dados que usamos aqui são aqueles publicados pelo experimento EHS/NA22 [56] para as distribuições da seção de choque não invariante com a massa,  $d^2\sigma_{DS}/dt dM^2$  versus  $M^2$ , para os processos

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + X, \quad (5.14)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow X + p, \quad (5.15)$$

$$K^+ + p \rightarrow K^+ + X, \quad (5.16)$$

$$K^+ + p \rightarrow X + p. \quad (5.17)$$

Nos casos (5.14), (5.16), a partícula espalhada quasi-elasticamente é o méson ( $\pi^+$  ou  $K^+$ ). O vértice inelástico corresponde àquele do próton, e de acordo com nossa hipótese de fatorização (4.2) devemos ser capazes de descrever esses processos usando

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma_{DS}}{dt dM^2} = \frac{4\beta_m^2}{16\pi^2} G_m^2(t) \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-1} \sigma_{\mathbf{P}p}(M^2, t), \quad (5.18)$$

$$\sigma_{\mathbf{P}p}(M^2, t) = 2\beta_p \gamma \langle r_p^2(M^2) \rangle, \quad (5.19)$$

onde o índice  $m$  diz respeito ao méson.

Nos casos (5.15), (5.17), a partícula espalhada quasi-elasticamente é o próton. O vértice inelástico corresponde àquele do méson, e neste caso devemos ter

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma_{DS}}{dt dM^2} = \frac{9\beta_p^2}{16\pi^2} G_p^2(t) \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-1} \sigma_{\mathbf{P}m}(M^2, t), \quad (5.20)$$

$$\sigma_{\mathbf{P}m}(M^2, t) = 2\beta_m \gamma \langle r_m^2(M^2) \rangle, \quad (5.21)$$

onde o raio ao quadrado médio do méson é dado por (4.12) em termos do raio ao quadrado médio do próton (5.4) e da razão entre as seções de choque totais próton-méson e próton-próton. Para estas usamos a expressão de Donnachie-Landshoff (4.21) correspondente para os processos  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  e  $pp$ , sendo que para cada caso consideramos somente o termo proveniente da contribuição do *Pomeron*.

As figuras 5.14 e 5.16 apresentam os resultados para os processos (5.14) e (5.16), e as figuras 5.15 e 5.17 aqueles para (5.15) e (5.17).

Observamos das figuras 5.14 e 5.15 que a concordância entre o modelo e os dados é muito boa, exceto para a região de baixas massas, para a qual o modelo não é válido. Para o caso dos káons as figuras 5.16 e 5.17 apresentam um resultado que, embora não seja tão bom como para os processos  $\pi^+p$ , pode ser considerado satisfatório, do ponto de vista de uma descrição geral.

Devemos notar que, ao supormos uma dependência geral da seção de choque *Pomeron*-hádron com o raio ao quadrado médio do hádron, estamos automaticamente satisfazendo a relação de fatorização entre as reações difrativas próton-próton e próton-méson. Segundo Kaidalov [43], as seções de choque  $pp$  e  $pm$  obedecem à fatorização

$$\frac{d^2\sigma_{DS}^{pm}}{dt dM^2} / \frac{d^2\sigma_{DS}^{pp}}{dt dM^2} = \sigma_{tot}^{pm} / \sigma_{tot}^{pp}. \quad (5.22)$$

No nosso caso isso surge como uma consequência direta da relação entre os raios hadrônicos do próton e dos mésons, dada por (4.12), dentro da descrição de Povh e Hüfner [51] sobre a ligação entre raio hadrônico, *slope* elástico e seção de choque total.

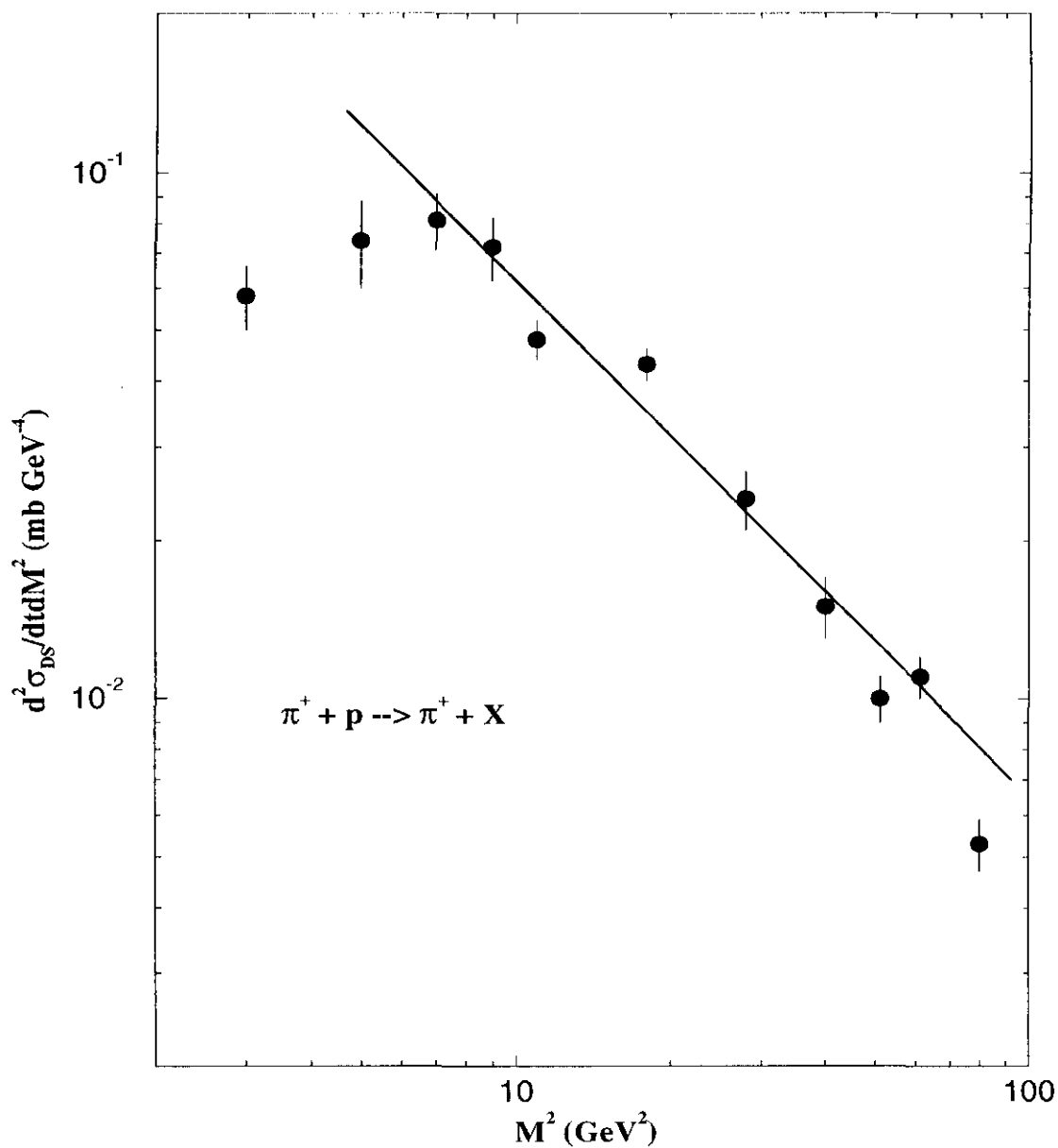


Figura 5.14: Seção de choque não-invariante  $d^2\sigma_{DS}/dt dM^2$  versus  $M^2$  para a reação  $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + X$  à energia no SCM de  $21.5 \text{ GeV}$  e  $-t = 0.25 \text{ GeV}^2$  [56], juntamente com a previsão do modelo.

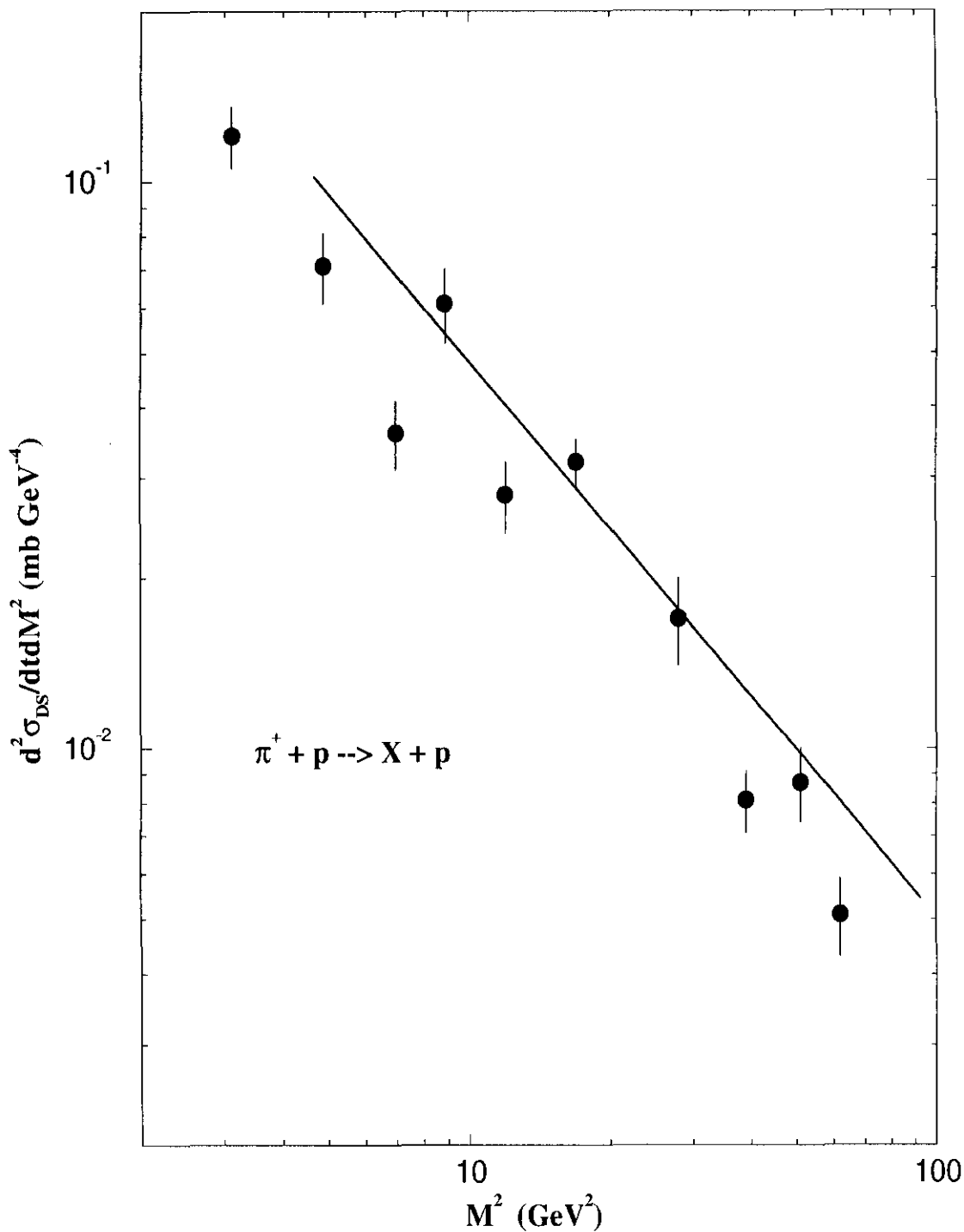


Figura 5.15: Seção de choque não-invariante  $d^2\sigma_{DS}/dt dM^2$  versus  $M^2$  para a reação  $\pi^+ + p \rightarrow X + p$  à energia no SCM de 21.5 GeV e  $-t = 0.25 \text{ GeV}^2$  [56], juntamente com a previsão do modelo.

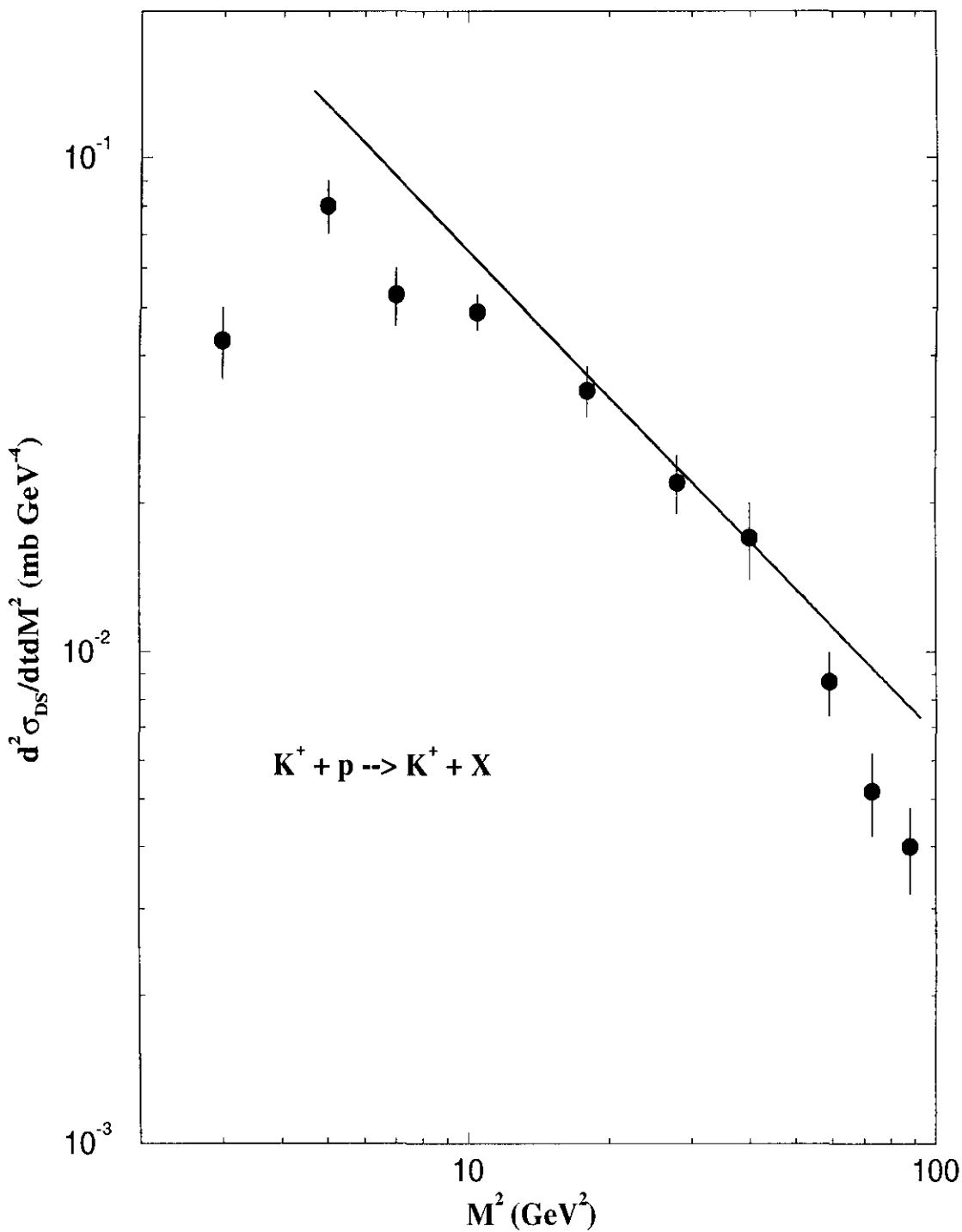


Figura 5.16: Seção de choque não-invariante  $d^2 \sigma_{DS} / dt dM^2$  versus  $M^2$  para a reação  $K^+ + p \rightarrow K^+ + X$  à energia no SCM de  $21.5 \text{ GeV}$  e  $-t = 0.25 \text{ GeV}^2$  [56], juntamente com a previsão do modelo.

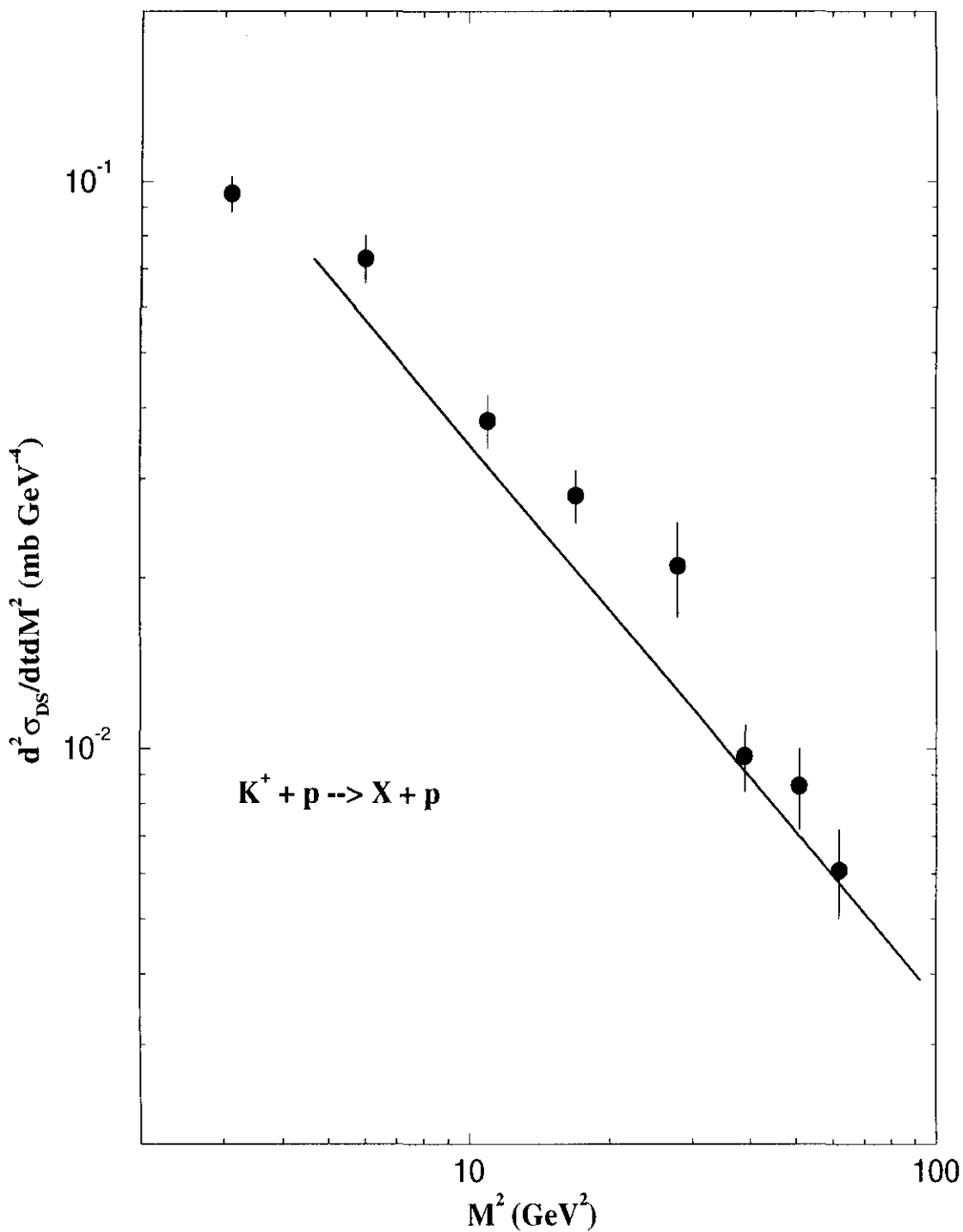


Figura 5.17: Seção de choque não-invariante  $d^2\sigma_{DS}/dt dM^2$  versus  $M^2$  para a reação  $K^+ + p \rightarrow X + p$  à energia no SCM de  $21.5 \text{ GeV}$  e  $-t = 0.25 \text{ GeV}^2$ , juntamente com a previsão do modelo.

### 5.3 Dependência com a massa atômica.

O experimento HELIOS [57], no CERN, mediu a dissociação difrativa de núcleos em reações próton-núcleo para Berílio (Be), Alumínio (Al) e Tungstênio (W) [57], com prótons de  $450 \text{ GeV}/c$ , correspondente a uma colisão próton-nucleon com  $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$ .

Observou-se que a dependência da seção de choque DS com a massa atômica  $A$  pode ser parametrizada como

$$\sigma_{SD} = (3.8 \pm 0.3) \text{ mb } A^{0.35 \pm 0.02} \propto A^{\frac{1}{3}}. \quad (5.23)$$

Este é um resultado curioso, em vista do fato de que a dependência usual da seção de choque com a massa atômica é

$$\sigma_N(A) \propto A^{\frac{2}{3}}. \quad (5.24)$$

A dependência (5.24) tem origem no fato de a seção de choque ser proporcional à área de interação, que está ligada ao raio ao quadrado médio do núcleo. Este, por sua vez, se relaciona com a massa atômica por

$$\langle r_N^2 \rangle \propto A^{\frac{2}{3}}. \quad (5.25)$$

Assim, uma dependência com a forma dada por (5.23) implica em uma relação entre a seção de choque DS e o perímetro do núcleo, que é proporcional ao raio quadrático médio, e portanto a  $A^{\frac{1}{3}}$ .

A natureza periférica das reações difrativas no espaço de parâmetros de impacto,  $\mathbf{b}$ , já foi destacada por Miettinen e Pumplin [58] para o caso hadrônico. A observação desse mesmo comportamento para a dissociação difrativa nuclear, juntamente com as características dos produtos do decaimento do estado excitado  $X$  sugerem, segundo [57], que o processo predominante é o da dissociação de nucleons individuais periféricos.

Se a dissociação difrativa se dá dessa forma, podemos estender nosso modelo para o caso de reações  $p + N \rightarrow p + X$ , e usar os dados publicados em [57] para checar nosso resultado.

Para o processo  $p + N \rightarrow p + X$  vamos então supor que a seção de choque invariante seja dada por

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2 \sigma_{DS}^{pN}}{dt dM^2} = \frac{9\beta_p^2}{16\pi^2} G_p^2(t) \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}(t)}-1} \sigma_{\mathbf{P}N}(M^2, t) \quad (5.26)$$



onde agora temos que escrever uma expressão para a seção de choque *Pomeron*-núcleo,  $\sigma_{\mathbf{P}N}$ . Levando em conta o fato de apenas nucleons simples estarem envolvidos, vamos assumir que estes tenham as mesmas características do próton livre, ou seja, mesmo valor da constante de acoplamento *Pomeron*-quark, e o mesmo raio hadrônico do próton. Isso implica em desprezarmos certos efeitos do ambiente nuclear sobre os nucleons, tal como o aumento do raio efetivo do nucleon que é suposto ocorrer neste meio. Mas dada a natureza periférica do processo, esperamos que esse comportamento não seja tão significativo.

Assumiremos uma relação entre os perímetros do núcleo e do nucleon que se dissocia, suposto ser um próton, e as seções de choque difrativas destes

$$\frac{d^2\sigma_{pN}}{dt dM^2} / \frac{d^2\sigma_{pp}}{dt dM^2} = \frac{\langle r_N^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{\langle r_p^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}. \quad (5.27)$$

O raio quadrático médio do próton é obtido extraindo-se a raiz quadrada de (5.4), e para o raio quadrático médio do núcleo usamos a parametrização

$$\langle r_N^2(A) \rangle^{\frac{1}{2}} = 1.096 A^{\frac{1}{3}} - 0.410 A^{-\frac{1}{3}}, \quad (5.28)$$

onde  $\langle r_A^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$  é dado em *fm*.

Com isso, introduzimos de uma maneira simples a dependência com a massa atômica na nossa seção de choque invariante para o processo  $p + N \rightarrow p + X$

Podemos escrever então

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma_{DS}^{pN}}{dt dM^2} = \frac{9\beta_p^2}{16\pi^2} G_p^2(t) \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-1} \sigma_{\mathbf{P}N}(M^2, t), \quad (5.29)$$

com

$$\sigma_{\mathbf{P}N}(M^2, t) = 3\beta_p \gamma \langle r_p^2(M^2) \rangle \frac{\langle r_N^2(A) \rangle^{\frac{1}{2}}}{\langle r_p^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}, \quad (5.30)$$

e podemos agora comparar (5.29) com os resultados publicados em [57].

Inicialmente vamos examinar o comportamento da seção de choque diferencial  $d^2\sigma_{DS}^{pN}/d(M^2/s)$  com  $M^2/s$ . Como os dados experimentais estão escritos em termos da variável  $x_F$ , vamos usar a relação (1.18), proceder a uma mudança de variáveis, e integrar (5.29) em  $-t$ ,

$$\frac{d\sigma_{DS}}{dx_F} = \int_0^\infty \frac{d^2\sigma_{DS}}{dt dx_F} dt. \quad (5.31)$$

O resultado de (5.31) para a reação  $pBe$  ( $A_{Be} = 9$ ) é mostrada na figura 5.18. Na figura 5.19 temos o resultado para  $pAl$  ( $A_{Al} = 27$ ), e na figura 5.20 aquele para

$pW$  ( $A_W = 184$ ). Exceto para as regiões de baixas massas ( $x_F$  próximo de 1), onde o modelo irá divergir, os resultados são bastante satisfatórios.

Para descrevermos a distribuição com o quadrimento transferido, devemos integrar (5.29) em  $M^2/s = 1 - x_F$ . Embora a distribuição com a massa não apresente aqui uma componente de resolução que se estenda para regiões não físicas de  $x_F$ , como no caso  $pp$ , temos ainda que lidar com o pico ressonante, onde nossa expressão diverge. Para resolver este problema, vamos estabelecer um corte em (5.29). Para valores de  $x_F \geq x_F^c$ , a função (5.29) assume o valor calculado no ponto  $x_F^c$ .

Se isso for feito fixando um valor de  $x_F$  como valor de corte (digamos  $x_F^c = 0.99$ ), estaremos em alguns casos subestimando o pico ressonante, e em outros superestimando. Para resolver esse problema e permitir a descrição da seção de choque total com a massa atômica  $A$ , adotamos um valor de corte que depende de  $A$ , parametrizando o valor do pico ressonante das figuras 5.18, 5.19 e 5.20. Fazendo isso, obtemos a expressão

$$x_F^c = 0.985 A^{0.0015} \quad (5.32)$$

Assim, para valores de  $x_F \leq x_F^c$ , usaremos a expressão (5.29), e para  $x_F > x_F^c$  manteremos fixo o valor de (5.29) calculado em (5.32). Isso corresponde à linha pontilhada mostrada nas figuras 5.18, 5.19, e 5.20. Os limites de integração usados pela experimento HELIOS são dados por

$$0.925 < x_F < 1, \quad (5.33)$$

o que corresponde a

$$0 \leq \frac{M^2}{s} \leq 0.075. \quad (5.34)$$

Procedendo à integração

$$d\sigma_{DS}/dt = \int_{0.925}^1 \frac{d^2\sigma_{DS}}{dt dx_F} dx_F, \quad (5.35)$$

obtemos os resultados mostrados nas figuras 5.21, para a reação  $pBe$ , 5.22 para o caso  $pAl$ , e 5.23, para a reação  $pW$ . Novamente obtemos uma concordância muito boa entre o modelo e os dados experimentais para os três valores de massa atômica. Isso nos dá uma indicação de que nossa hipótese de proporcionalidade entre as seções de choque e os raios quadráticos médios do núcleo e do próton parece ser um bom *Ansatz* para a introdução da dependência da massa atômica no comportamento da seção de choque invariante. Podemos verificar melhor esse ponto olhando para a

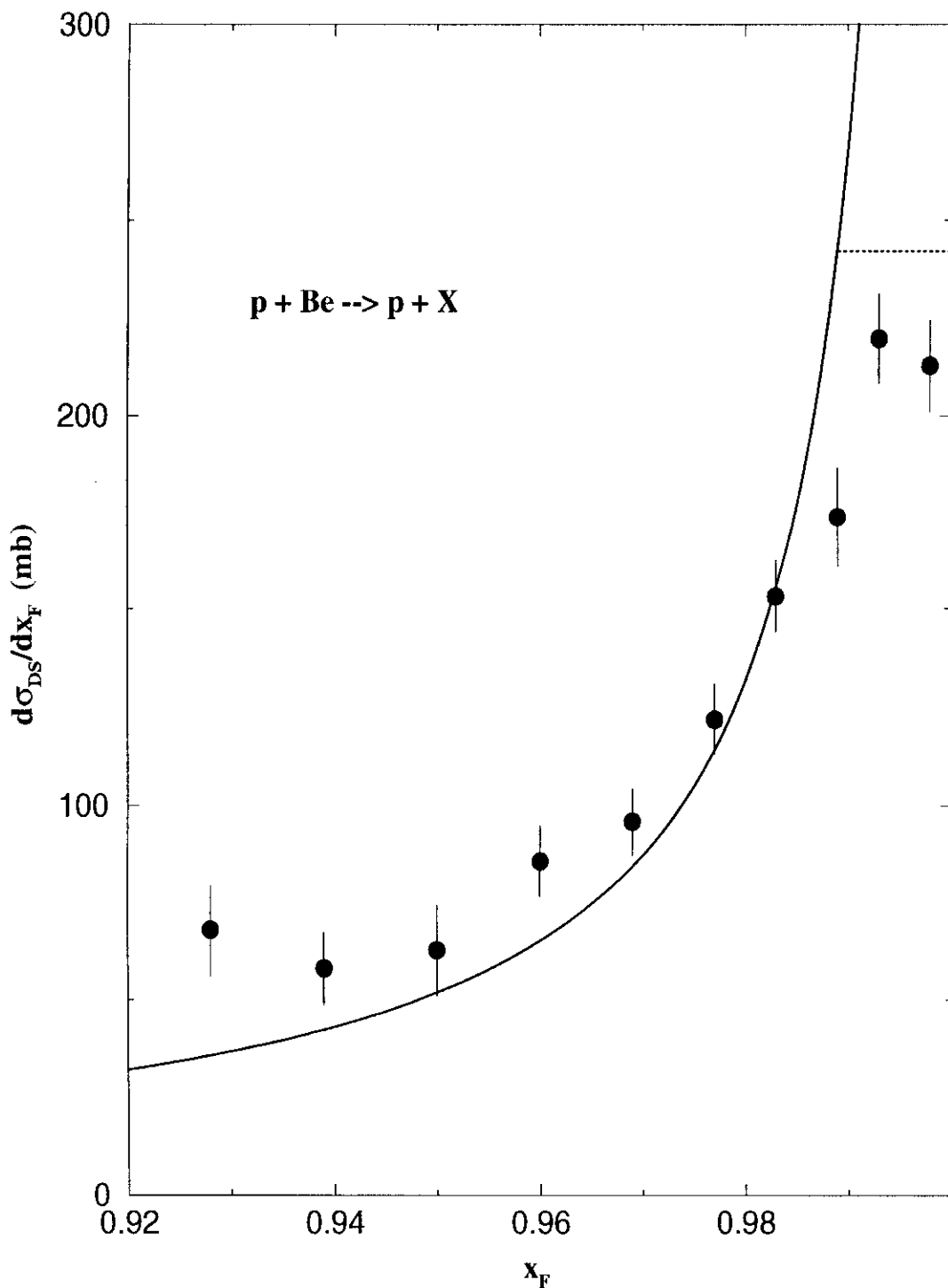


Figura 5.18: Resultado do modelo para a seção de choque diferencial  $d\sigma_{DS}/dx_F$  para a reação  $pBe \rightarrow pX$  ( $A_{Be} = 9$ ), junto com os dados experimentais correspondentes [57]. A linha pontilhada corresponde a um corte no modelo para a integral em  $x_F$ .

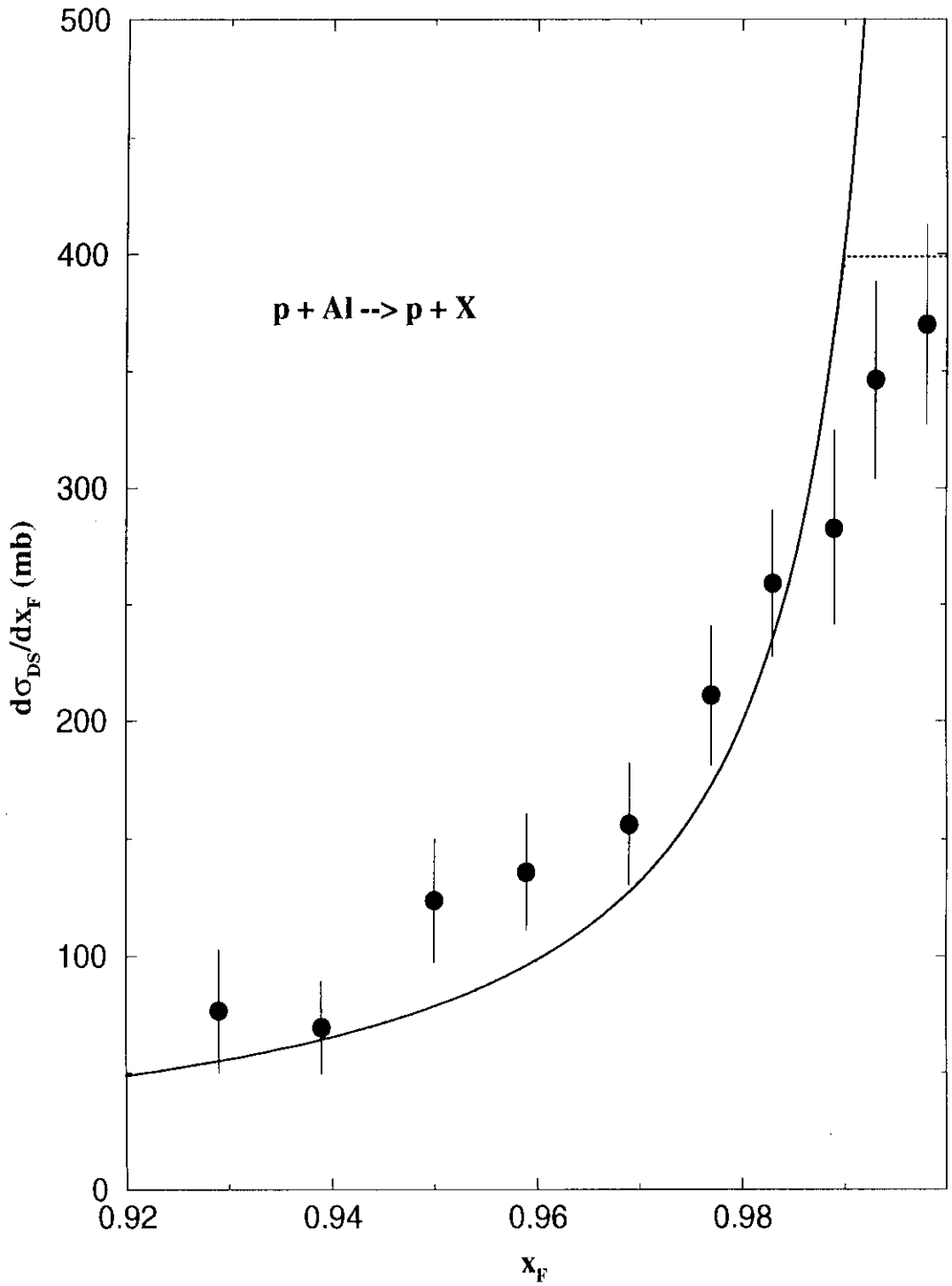


Figura 5.19: Resultado do modelo para a seção de choque diferencial  $d\sigma_{DS}/dx_F$  para a reação  $pAl \rightarrow pX$  ( $A_{Al} = 27$ ), junto com os dados experimentais correspondentes [57]. A linha pontilhada corresponde a um corte no modelo para a integral em  $x_F$ .

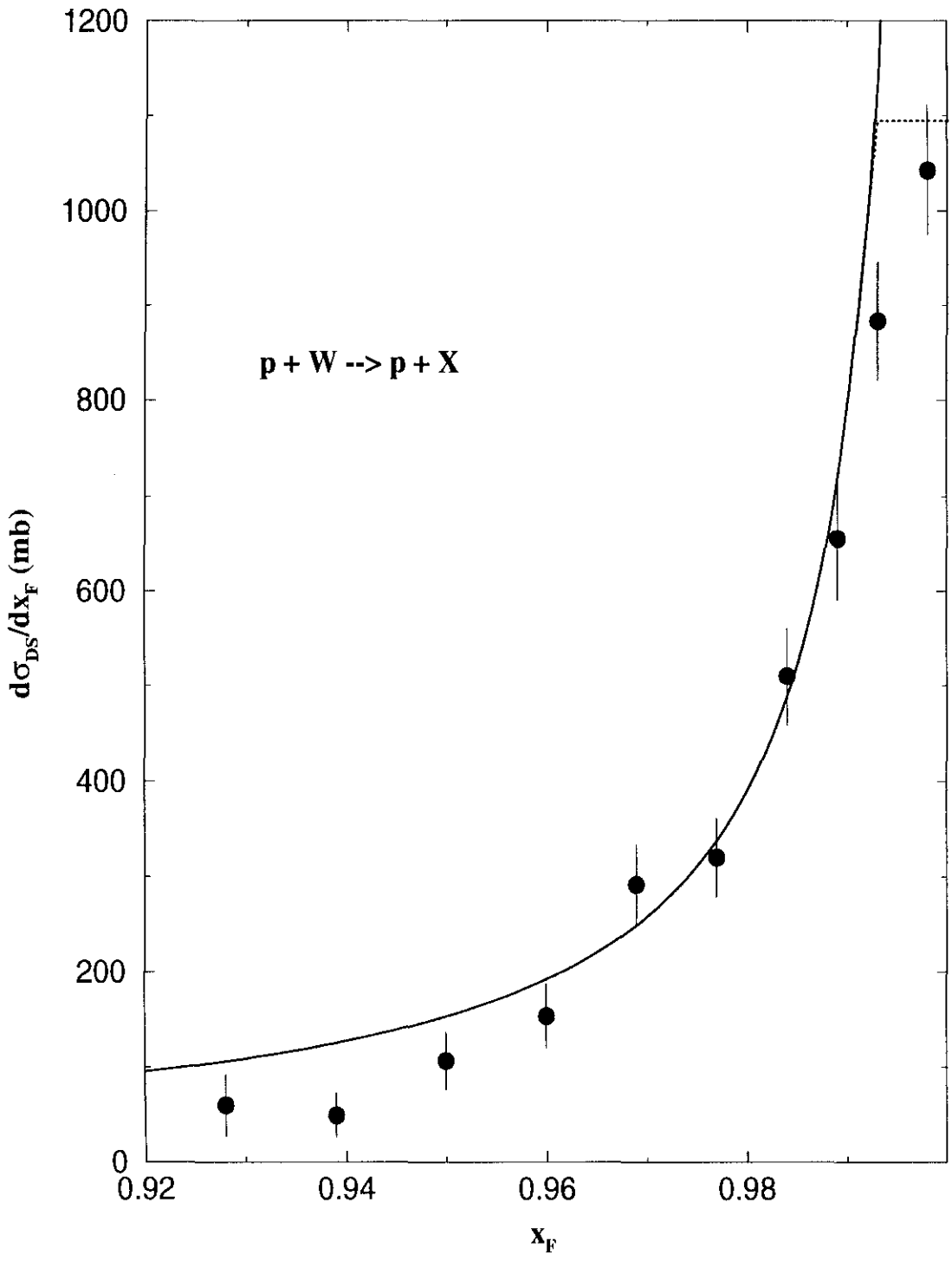


Figura 5.20: Resultado do modelo para a seção de choque diferencial  $d\sigma_{DS}/dx_F$  para a reação  $pW \rightarrow pX$  ( $A_W = 184$ ), junto com os dados experimentais correspondentes [57]. A linha pontilhada corresponde a um corte no modelo para a integral em  $x_F$ .

seção de choque integrada em  $x_F$  e  $t$ . Procedendo à integração na forma como já discutimos acima, obtemos o resultado mostrado na figura 5.24. A concordância com os dados é muito boa para todos os valores de massa. Vamos nos restringir ao limite inferior de  $A = 2$ , sem extrapolar para o limite de um único nucleon, pois a expressão (5.28) não se aplica a esse caso.

A figura 5.24 pode ser comparada com o resultado de Faessler [59], mostrado na figura 5.25. Faessler empregou um modelo óptico no espaço de parâmetros de impacto,  $\mathbf{b}$ , do tipo desenvolvido por Pumplin [58]. Seu modelo possui dois parâmetros ajustados pelos dados experimentais de espalhamento  $pp$ . A extensão do modelo para a dissociação de núcleos mantendo esses mesmos dois parâmetros se mostra insatisfatória. O resultado, comparado com os mesmos dados experimentais do experimento HELIOS que o nosso, superestima consideravelmente o valor da seção de choque integrada com o número atômico.

Vale aqui notar uma consequência importante do resultado que obtivemos do ponto de vista da interpretação da DS nuclear. De acordo com [57], a dependência com  $A^{\frac{1}{3}}$  implica que a DS é periférica, e envolve predominantemente os nucleons na borda do núcleo. Se isso é correto, então a seção de choque DS deve ser proporcional ao número de nucleons na borda do núcleo, de acordo com

$$\sigma_{DS}^{pN} \propto \frac{2\pi \langle r_N^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{2 \langle r_p^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}, \quad (5.36)$$

onde  $2\pi \langle r_N^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$  é o perímetro do núcleo, e  $2 \langle r_p^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$  é o diâmetro do nucleon. Dessa forma, teremos uma relação entre a seção de choque e os raios do núcleo e nucleon dada por

$$\sigma_{DS}^{pN} \propto \pi \frac{\langle r_N^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{\langle r_p^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}. \quad (5.37)$$

Ao assumirmos a relação (5.27), estamos considerando a natureza periférica da DS como universal, e estabelecendo que, sendo assim, esta deve ser proporcional ao perímetro tanto do nucleon como do núcleo. Isso se contrapõe à interpretação dada por [57], na qual a DS nuclear é um fenômeno periférico no sentido de estar relacionado com a difração de nucleons periféricos. Se isso estivesse correto, a proporcionalidade entre as seções de choque deveria ser dada por (5.37), e não por (5.27). A diferença de um fator  $\pi$  multiplicativo é bastante significativa, e o fato de descrevermos bem os dados usando (5.27) indica que a natureza periférica da DS é realmente uma característica intrínseca desse tipo processo, tanto em nucleons como em núcleos.

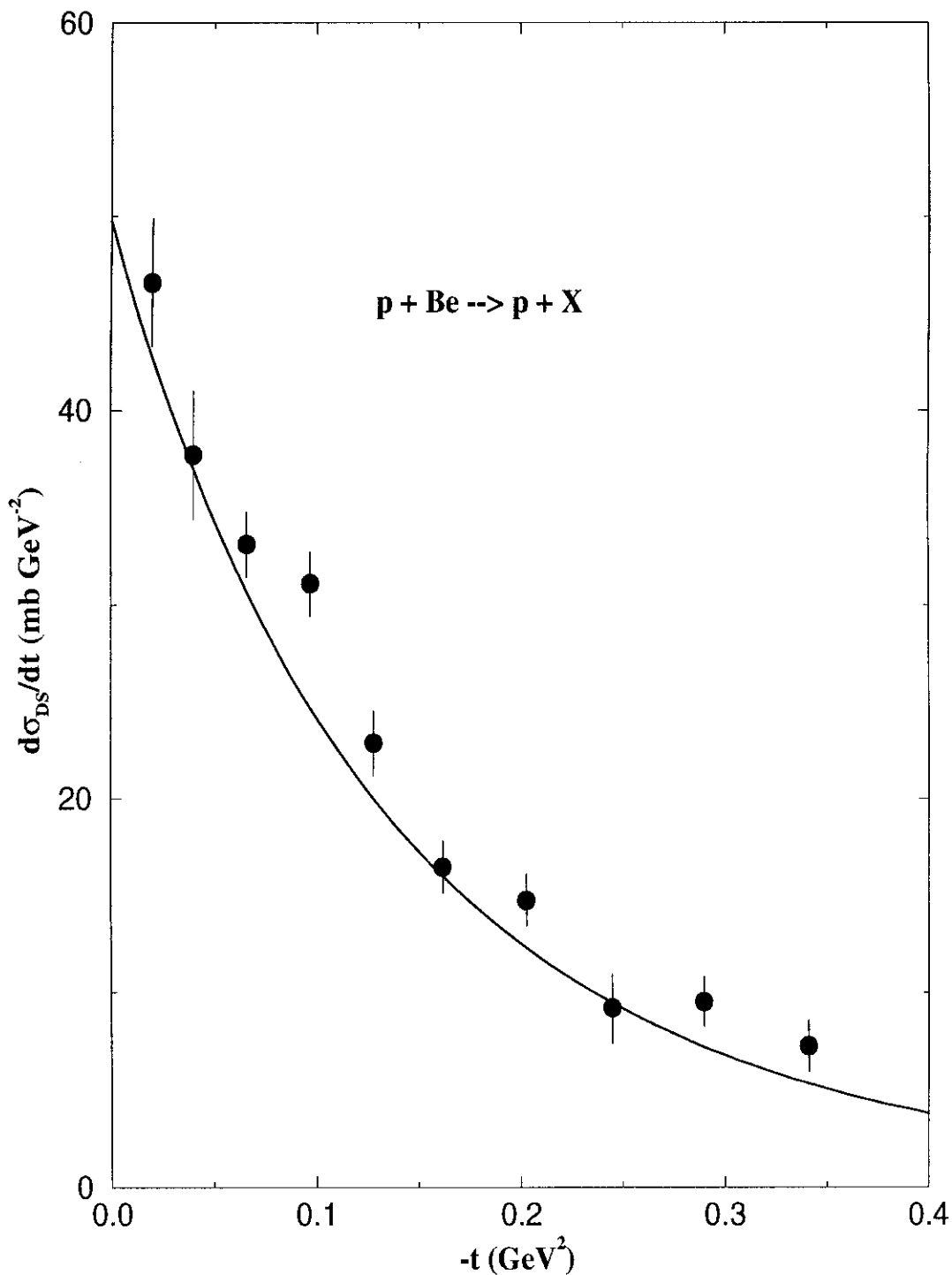


Figura 5.21: Resultado do modelo para a seção de choque diferencial  $d\sigma_{DS}/dt$  para a reação  $pBe \rightarrow pX$ , junto com os dados experimentais correspondentes [57].

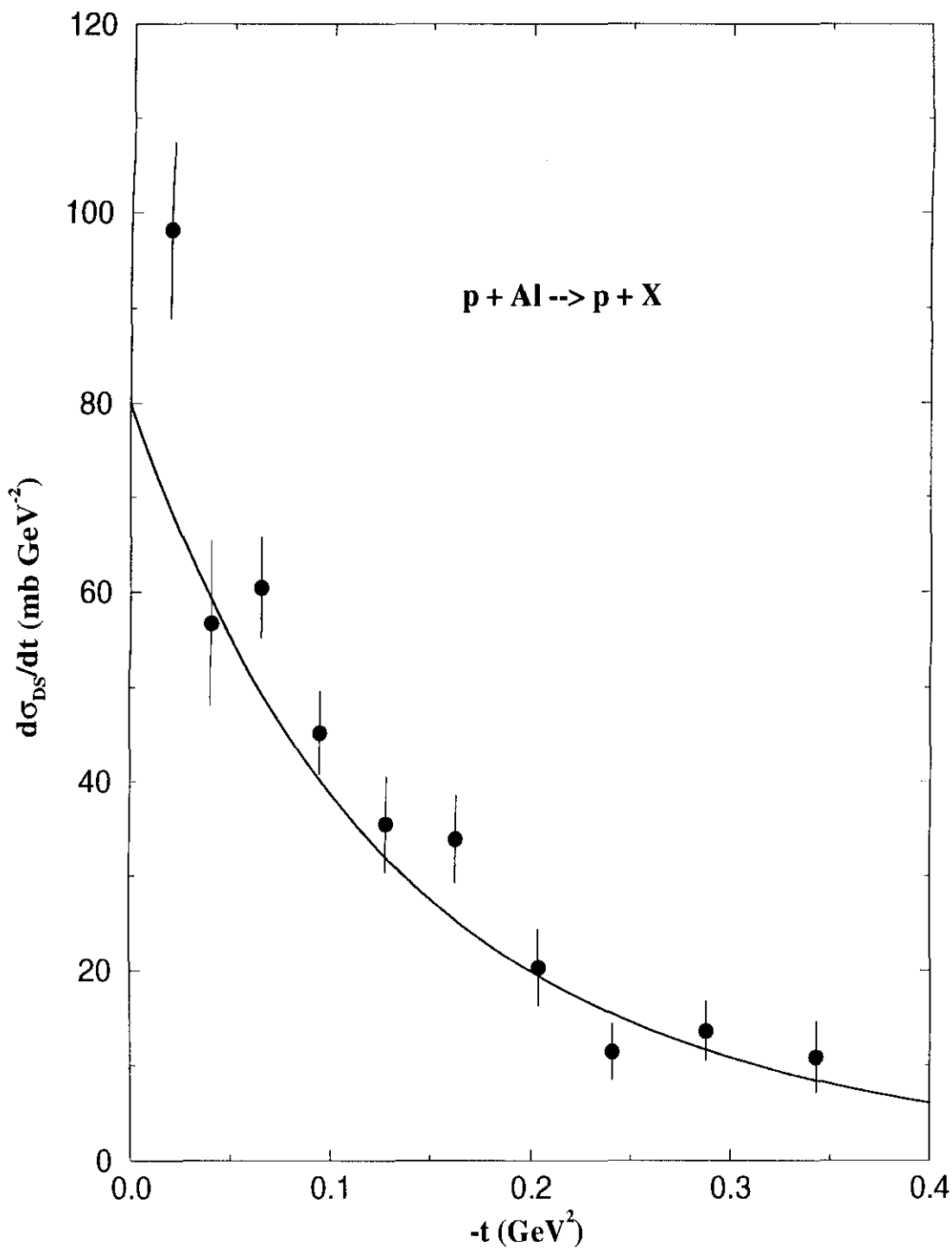


Figura 5.22: Resultado do modelo para a seção de choque diferencial  $d\sigma_{DS}/dt$  para a reação  $pAl \rightarrow pX$ , junto com os dados experimentais correspondentes [57].



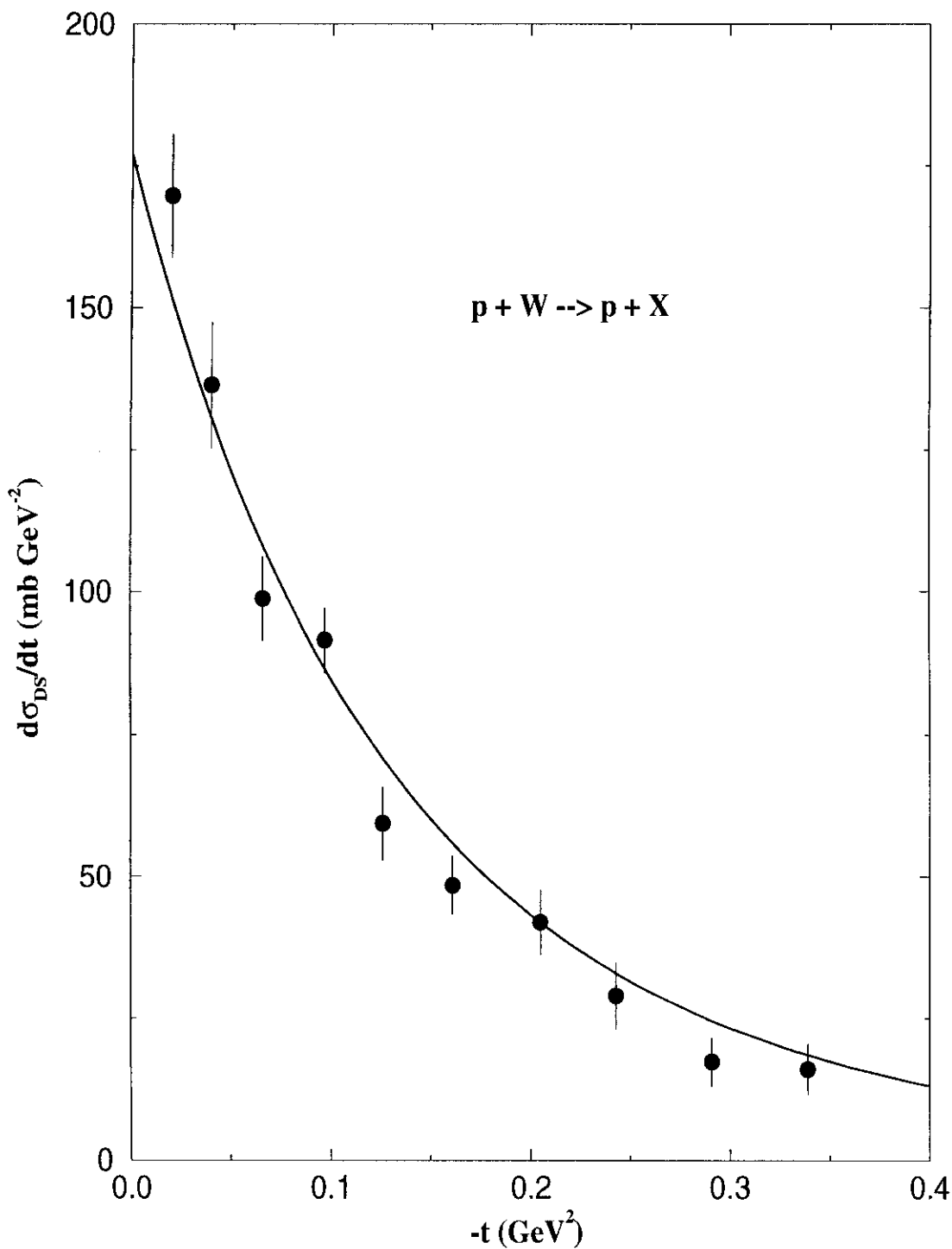


Figura 5.23: Resultado do modelo para a seção de choque diferencial  $d\sigma_{DS}/dt$  para a reação  $pW \rightarrow pX$ , junto com os dados experimentais correspondentes [57].

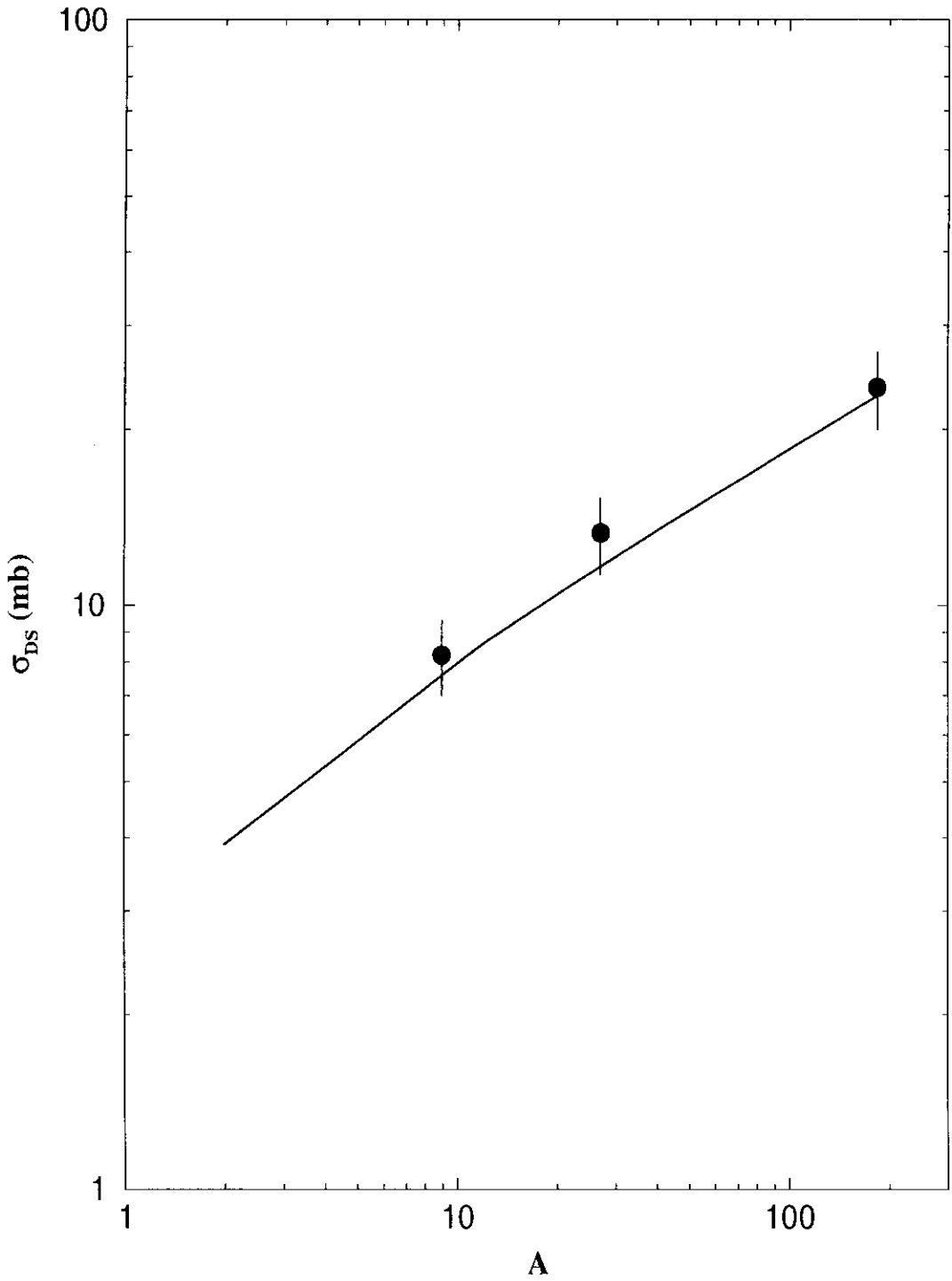


Figura 5.24: Resultado do modelo para a dependência de  $\sigma_{DS}^{pN}$  com a massa atômica,  $A$ , junto com os dados experimentais correspondentes [57].

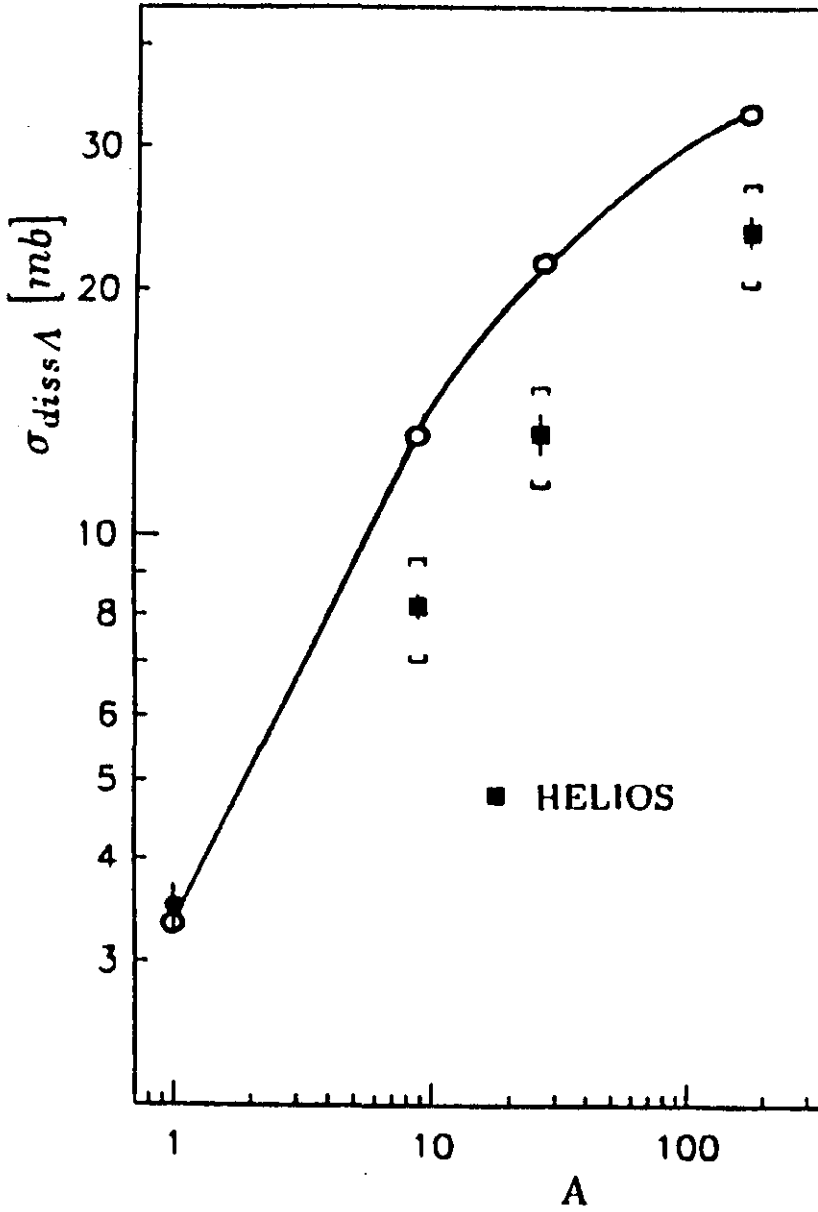


Figura 5.25: Resultado do modelo de Faessler para a dependência de  $\sigma_{DS}^{pN}$  com a massa atômica,  $A$ , junto com os dados experimentais da referência [57].

# Capítulo 6

## Aplicação Para a Fotoprodução de $J/\psi$

Uma das aplicações do modelo apresentado nos capítulos 4 e 5 é o cálculo da seção de choque difrativa para fotoprodução de  $J/\psi$ . Uma descrição não perturbativa da produção de mésons  $J/\psi$  é dada pelo modelo de dominância vetorial [60], onde o fóton incidente flutua em um méson vetorial virtual. Eventos elásticos e inelásticos são descritos pela interação desse méson vetorial com o próton alvo via troca de *Pomerons*, de acordo com o que é ilustrado na figura 6.1. Espera-se da seção de choque de produção que esta apresente todas as características de processos difrativos, ou seja, crescimento lento da seção de choque com a energia e uma queda exponencial da seção de choque diferencial  $p J/\psi$  com  $-t$ .

Schuler e Terron [61] utilizaram o modelo de Donnachie e Landshoff [30] para analisar os processos descritos na figura 6.1. Iremos seguir um caminho semelhante, porém aplicando o nosso modelo não só para a componente difrativa inelástica, mas também para o processo elástico.

Nosso ponto de partida é escrever uma expressão para a seção de choque diferencial elástica para o processo

$$J/\psi + p \rightarrow J/\psi + p. \quad (6.1)$$

No caso elástico, o que esperamos é que o fator de fluxo do *Pomeron* seja o mesmo em ambos os vértices. Assim, para o processo (6.1) devemos ter

$$\frac{d\sigma_{el}^{J/\psi p}}{dt} = \frac{1}{16\pi} [3\beta_p G_p(t)]^2 [2\beta_{J/\psi} F_{J/\psi}(t)]^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_{\mathbf{P}}(t)-2}, \quad (6.2)$$

onde os termos correspondentes ao vértice do próton são aqueles apresentados nos

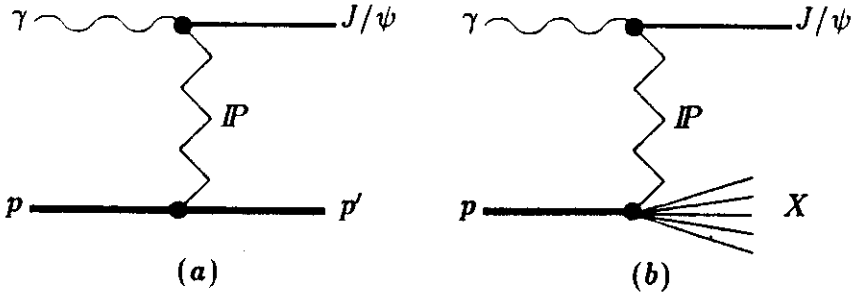


Figura 6.1: Mecanismos de produção de  $J/\psi$ : a) Produção elástica via troca de *Pomeron*; b) Dissociação difrativa do próton.

$J/\psi$ ,  $F_{J/\psi}(t)$ , e sua constante de acoplamento *Pomeron*-quark,  $\beta_{J/\psi p}$ . Para o primeiro, seguiremos o *Ansatz* de Schuler e Terron, válido para  $|t|$  suficientemente pequeno, escrevendo

$$F_{J/\psi} = \exp(B_{J/\psi}t), \quad (6.3)$$

onde  $B_{J/\psi}$  é o *slope* elástico desse méson. Dada a relação entre o *slope* e o raio ao quadrado médio do hádron estabelecida em (4.11), e usando a informação de que o raio quadrático médio da  $J/\psi$  é aproximadamente um terço do raio quadrático médio do próton [62], obtemos que

$$B_{J/\psi} \approx 10\% B_p = 0.1 [ (8.5 + 0.56 \ln s/s_0) ]. \quad (6.4)$$

Para estabelecermos a relação do processo (6.1) com a fotoprodução de  $J/\psi$ ,

$$\gamma + p \rightarrow J/\psi + p, \quad (6.5)$$

vamos invocar a dominância vetorial, e escrever

$$\frac{d\sigma_{el}(\gamma p \rightarrow J/\psi p)}{dt} = \frac{4\pi\alpha}{f_{J/\psi}^2} \frac{d\sigma_{el}(J/\psi p)}{dt}, \quad (6.6)$$

onde o fator  $4\pi\alpha/f_{J/\psi}^2 = 1/1570$  [60].

Temos ainda que determinar o valor de  $\beta_{J/\psi}$ . Para isso devemos estabelecer uma conexão direta com os dados experimentais. Isso pode ser feito integrando-se a expressão (6.6) em  $-t$ , e comparando o resultado com medidas experimentais de  $\sigma_{el}(\gamma p \rightarrow J/\psi p)$ .

O experimento FTPS [63] fez medidas de fotoprodução de  $J/\psi$  para a energia de  $\sqrt{s} = 13.7 \text{ GeV}$ . Para a seção de choque elástica o resultado obtido foi

$$\sigma_{el}(\gamma p \rightarrow J/\psi p) = 9.8 \pm 2.0 \text{ nb}. \quad (6.7)$$

Por sua vez, a integral de (6.6) para  $\sqrt{s} = 13.7 \text{ GeV}$  fornece

$$\sigma_{el}(\gamma p \rightarrow J/\psi p) = 260 \beta_{J/\psi}^2 \text{ nb GeV}^{-2}, \quad (6.8)$$

e dessa forma, temos

$$\beta_{J/\psi}^2 = 0.03769 \text{ GeV}^{-2}. \quad (6.9)$$

Podemos agora proceder ao cálculo da contribuição DS para a fotoprodução. Como neste caso o processo se dá pela dissociação do próton, podemos descrever com o nosso modelo a reação

$$J/\psi + p \rightarrow J/\psi + X. \quad (6.10)$$

Nesse caso, a expressão será

$$\frac{s}{\pi} \frac{d^2 \sigma_{DS}^{J/\psi p}}{dt dM^2} = \frac{1}{16\pi^2} [2\beta_{J/\psi} F_{J/\psi}(t)]^2 \sigma_{\mathbf{P}p}, \quad (6.11)$$

onde

$$\sigma_{\mathbf{P}p} = 3\beta_p \gamma \langle r_p^2 \rangle, \quad (6.12)$$

Estabelecemos a conexão com o processo  $\gamma + p \rightarrow J/\psi + X$  invocando novamente a dominância vetorial

$$\frac{d^2 \sigma_{DS}(\gamma + p \rightarrow J/\psi + X)}{dt dM^2} = \frac{4\pi\alpha}{f_{J/\psi}^2} \frac{d^2 \sigma_{DS}(J/\psi + p \rightarrow J/\psi + X)}{dt dM^2}. \quad (6.13)$$

Resta proceder à integração de (6.13) em  $M^2/s$  e em  $-t$ . Para nos mantermos coerentes com a análise de Schuler e Terron, usaremos os limites de integração

$$(m_\pi + m_p)^2 < M^2 < 0.1s \quad (6.14)$$

$$|t| < 2 \text{ GeV}^2 \quad (6.15)$$

O resultado para  $\sigma_{DS}$  obtido desse modo, à energia no SCM da reação  $\gamma p$  de  $13.7 \text{ GeV}$  é

$$\sigma_{DS} = 4.27 \text{ nb} \quad (6.16)$$

o que está de acordo com o valor obtido pelo experimento FTSP para a mesma energia, que é

$$\sigma_{DS}(FTSP) = 4.4 \pm 1.4 \text{ nb} \quad (6.17)$$

Na figura (6.2) apresentamos o comportamento com a energia para a soma das seções de choque elástica e difrativa simples, comparadas com os dados experimentais de várias colaborações até o HERA. Nosso resultado se apresenta bastante satisfatório, dado que estamos fazendo um tratamento puramente *soft* desse processo. Em comparação, o resultado obtido por Schuler e Terron [61] cai abaixo dos dados, o que não surpreende, pois como foi discutido sobre o modelo de Donnachie-Landshoff, este não descreve corretamente a distribuição com o quadrimomento transferido para  $|t| < 0.2 \text{ GeV}^2$ .

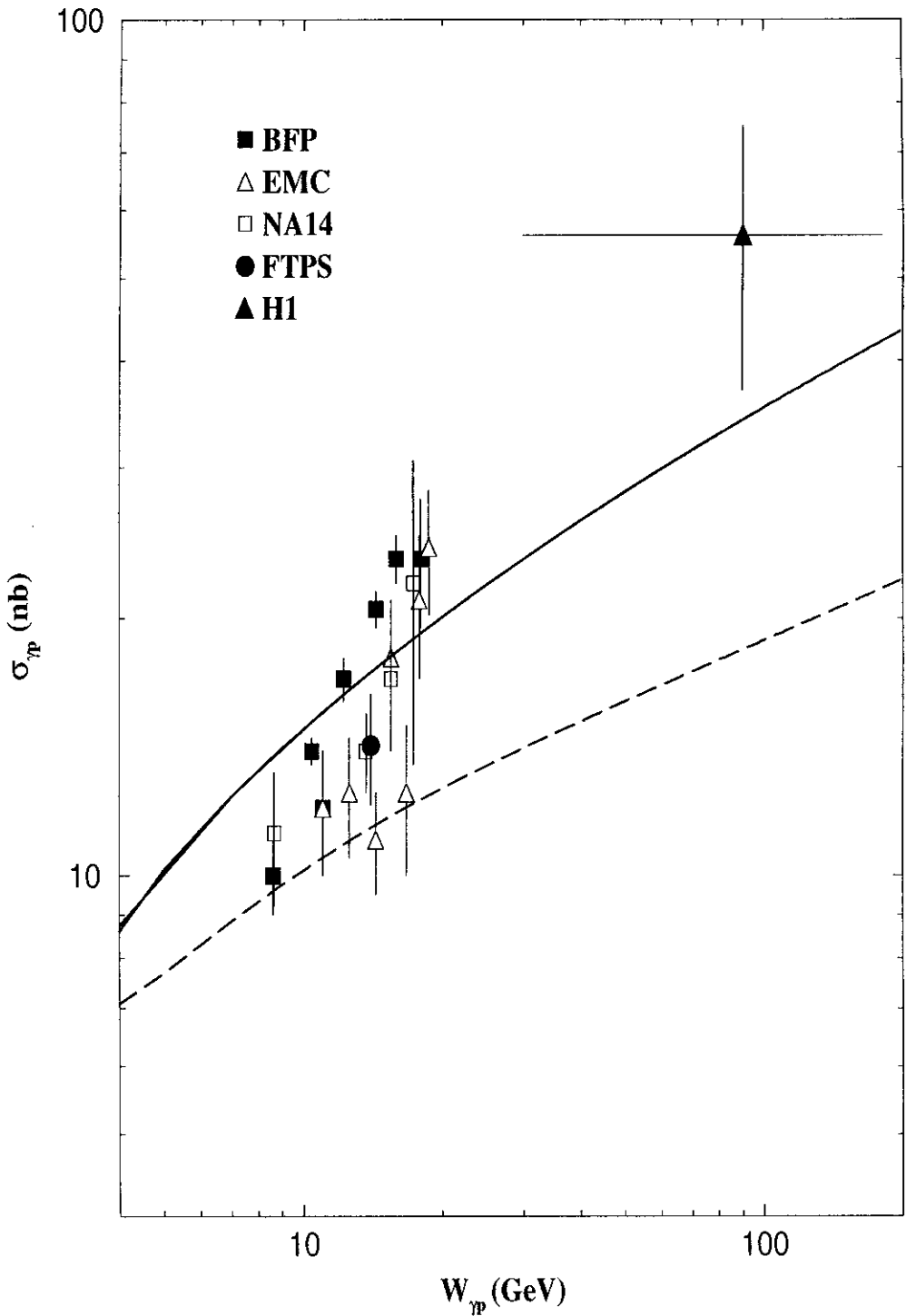


Figura 6.2: Seção de choque elástica + inelástica difrativa para o processo  $\gamma + p \rightarrow J/\psi + p$ , para energias no SCM da reação  $\gamma p$ . A curva cheia representa o resultado do nosso modelo, somando a componente difrativa inelástica com a contribuição elástica. A curva tracejada representa a análise da referência [61]. Os pontos representam dados experimentais de vários experimentos [7, 63, 64, 65, 66, 67].



# Capítulo 7

## Conclusões

Os resultados apresentados no capítulo 5 mostram que o modelo proposto descreve de uma maneira muito boa os dados de dissociação difrativa em reações  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $\pi^+p$  e  $K^+p$  para uma ampla região de energia, e para quadrimomentos transferidos baixos. Sua extensão para processos  $pN$  mostrou-se muito satisfatória, principalmente se considerarmos que para a introdução da dependência com o número atômico foi usada apenas uma hipótese simples de *scaling* entre os raios quadráticos médios hadrônico e nuclear. Essa hipótese, é necessário ressaltar, tem sua origem no caráter periférico dos processos difrativos inelásticos. Devemos também destacar que usamos somente um parâmetro livre para descrever o comportamento geral dos processos difrativos hadrônicos como um todo. Esse parâmetro foi fixado pelo ajuste de um único conjunto de dados de seção de choque invariante  $pp$  para a energia de  $\sqrt{s} = 23.5 \text{ GeV}$ .

Um ponto que merece ser comentado é a introdução de um *background* de resolução para descrever os dados integrados em  $M^2/s$ , para os caso  $pp$  e  $\bar{p}p$ . A introdução desse termo se fez necessária pois o método usado pelos grupos experimentais para extrair a seção de choque diferencial  $d\sigma_{DS}/dt$  e a seção de choque DS,  $\sigma_{DS}$ , dos dados de seção de choque invariante,  $(s/\pi) d^2\sigma_{DS}/dt dM^2$ , levam em conta a contribuição dessa região inclusive para o limite não físico de  $M^2/s < 0$ . Nenhum modelo teórico ou fenomenológico poderia descrever corretamente os dados de DS  $pp$  e  $\bar{p}p$  medidos no ISR e Collider sem levar essa região em conta. Outro ponto importante é aquele relativo à constante de acoplamento  $\beta_h$ . Como, dentro da fenomenologia de Donnachie e Landshoff, esse parâmetro está relacionado ao acoplamento do *Pomeron* com os quarks, seu valor deveria ser o mesmo para prótons e píons, ambos compostos de quarks leves. Porém, o resultado que extraímos da própria fenomenologia de DL mostra que esse parâmetro tem valores distintos para cada um dos hádrons. Nota-se que esse comportamento é fundamental para a correta

descrição das seções de choque difrativa simples  $\pi^+p$ .

De fato, todas as hipóteses apresentadas são fundamentais para a descrição geral dos dados de dissociação difrativa hadrônica, e todas elas ou partem da, ou se conectam com a fenomenologia de processos difrativos como é atualmente aceita, de tal maneira que formam um todo coeso. A escolha da dependência da seção de choque *Pomeron*-próton com o raio ao quadrado médio do hádron, por exemplo, partiu de uma interpretação geométrica simples do conceito de seção de choque. A partir de relações fenomenológicas existentes entre o raio ao quadrado médio hadrônico e o *slope* elástico, foi possível introduzir a relação de fatorização entre as seções de choque de dissociação difrativa de processos  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  e  $pp$ , dada em termos de um *scaling* entre as seções de choque totais dessas reações.

O modelo, no seu estágio atual, demonstra algumas interessantes possibilidades de aplicação. O resultado obtido na descrição da seção de choque de foto-produção de  $J/\psi$  mostra que o modelo é adequado à descrição de processos difrativos envolvendo quarks pesados, o que abre a possibilidade de seu uso na descrição de outros eventos difrativos envolvendo sabores pesados.

Entre os pontos que devemos destacar para a continuidade do trabalho estão:

1. Procurar esclarecer melhor o papel da constante  $\gamma$  na seção de choque  $\sigma_{\mathbf{P}p}$ .
2. Descrever a distribuição em multiplicidade dos produtos do decaimento do estado excitado de massa  $M$ . Isso irá demandar, além do modelo para a produção difrativa de estados excitados, descrito nesta tese, um modelo específico para o processo de decaimento desses estados.
3. Analisar a contribuição da componente difrativa para a inelasticidade em reações próton-próton e próton-núcleo. O nosso modelo fornece todas as variáveis necessárias para o cálculo da contribuição difrativa para a inelasticidade, podendo ser usado em conjunto com modelos baseados na QCD perturbativa, tais como o IGM, (*Interacting Gluon Model*) [70] que, dada a sua natureza, excluem os efeitos difrativos (não perturbativos). Tal análise já está em andamento, e tem como motivação a descrição das cascatas nucleônicas na atmosfera.
4. Verificar a aplicabilidade do modelo para os processos difrativos de produção de sabores pesados [68], e produção difrativa de  $W$  e  $Z$  [69].

Como comentário final, vale destacar que cálculos posteriores à redação desta tese mostram que a relação entre a seção de choque *Pomeron*-próton,  $\sigma_{\mathbf{P}p}$ , e o

raio hadrônico, calculado através de sua conexão com o *slope* elástico dada por (4.11), é uma consequência natural da unitarização da amplitude de espalhamento *Pomeron*-próton. É possível derivar explicitamente essa conexão entre  $\sigma_{\mathbf{P}_p}$  e o *slope* elástico dentro do formalismo de matriz-U [71], e dessa forma introduzir os termos de múltiplos espalhamentos dentro do modelo geométrico apresentado nesta tese.

# Bibliografia

- [1] R. Castaldi e G. Sanguinetti “Elastic scattering and total cross section at very high energies” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **35**, 351(1985).
- [2] M. Kamram “A review of elastic hadronic scattering at high energies and small momentum transfer” *Phys. Rep.* **108**, 275(1984).
- [3] G. Matthiae “Proton and antiproton cross sections at high energies” *Rep. Prog. Phys.* **57**, 743(1994).
- [4] Christoph Geich-Gimbel “Particle production at Collider energies” *Int. Jour. Mod. Phys. A* **4**, 1527(1989).
- [5] E. Predazzi “Perspectives in high energy physics” Proceedings of III Gleb Wataghin School, Campinas, (Brazil) (1994)
- [6] A. H. Mueller e W. K. Tang “ High energy parton-parton elastic scattering in QCD” *Phys. Lett. B* **284**, 123(1992).
- [7] H1 Collab. (T. Ahmed *et al.*) “Photoproduction of  $J/\psi$  mesons at HERA” Desy 94-153, August 1994
- [8] A. H. Mueller “ $O(2, 1)$  analysis of single particle spectra at high energy” *Phys. Rev. D* **2**, 2963(1970).
- [9] M. Giffon e E. Predazzi “ High energy physics after the SPS Collider” *Riv. Nuov. Cim.* **7**, 1(1984).
- [10] K. Goulios “Diffractive Interaction of hadrons at high energies” *Phys. Rep.* **101**, 169(1983).
- [11] G. Alberi e G. Goggi “Diffraction of subnuclear waves” *Phys. Rep.* **74**, 1(1981).
- [12] M. L. Good e W. D. Walker, “Diffraction dissociation of beam particles” *Phys. Rev.* **120**, 1857(1960).

- [13] M. Froissart “Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation” Phys. Rev. **123**, 1053(1961).
- [14] A. Martin “Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes” Phys. Rev. **129**, 1432(1963).
- [15] I. Ia. Pomeranchuk “Equality of the nucleon and antinucleon total interaction cross section at high energies” Sov. Phys. JETP **34**, 499(1958).
- [16] H. Cornille e A. Martin Nucl. Phys. **B77**, 141(1974).
- [17] UA4/2 Collab. (C. Augier *et al.* “Predictions on the total cross section and real part at LHC and SSC” Phys. Lett B **315**, 503(1993).
- [18] M. G. Albrow *et al.* “The spectrum of protons produced in  $pp$  collisions at 31 GeV total energy” Nucl. Phys. **B54**, 6(1973).
- [19] M. G. Albrow *et al.* “Missing mass spectra in  $pp$  inelastic scattering at total energies of 23 GeV and 31 GeV.” Nucl. Phys. **B72**, 376(1974).
- [20] M. G. Albrow *et al.* “Inelastic diffractive scattering at the CERN ISR” Nucl. Phys. **B108**, 1(1976).
- [21] J. C. M. Armitage *et al.* “Diffraction dissociation in proton-proton collisions at ISR energies” Nucl. Phys. **B194**, 365(1982).
- [22] P. M. Koijsman “Investigation of Diffraction Dissociation in Proton-Proton Collisions at High Energies” Tese de Doutorado - Universidade de Utrecht - Holanda(1979).
- [23] M. Bozzo *et al.* “Single diffraction dissociation at the CERN SPS collider” Phys. Lett. **136B**, 217(1984).
- [24] D. Bernard *et al.* “The cross section of diffraction dissociation at the CERN SPS collider” Phys. Lett. **186B**, 227(1987).
- [25] CDF Collab. (F. Abe *et al.*) “Measurement of  $\bar{p}p$  single diffraction dissociation at  $\sqrt{s} = 546$  and 1800 GeV. Fermilab-Pub-93/233-E submite to Phys. Rev. D
- [26] E710 Collab. (N. A. Amos *et al.*) “Diffraction dissociation in  $\bar{p}p$  at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV.” Phys. Lett. **B301**, 313(1993).

- [27] R. E. Ansorge *et al.* “Diffraction dissociation at the CERN pulsed  $p\bar{p}$  collider at c.m. energies of 900 and 200  $GeV$ ” *Z. Phys. C* **33**, 175(1986).
- [28] D. Bernard *et al.* “Pseudorapidity distributions of charged particles in diffraction dissociation events at the CERN SPS collider” *Phys. Lett. B* **166**, 459(1986).
- [29] J. Schamberger *et al.* “Cross section for diffractive  $p + p \rightarrow p + X$  from 100 to 400  $GeV$ ” *Phys. Rev. Lett.* **34**, 121(1974).
- [30] A. Donnachie e P. V. Landshoff “Elastic scattering and diffraction dissociation” *Nucl. Phys. B* **244**, 322(1984).
- [31] P. D. B. Collins “An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics” Cambridge University Press (1977).
- [32] R. J. Eden “High Energy Collisions of Elementary Particles” Cambridge University Press (1967).
- [33] M. L. Perl “High Energy Hadron Physics” John Wiley & Sons (1974).
- [34] L. Caneschi (Editor) “Regge Theory of Low- $p_t$  Hadronic Interactions” North-Holland (1989).
- [35] S. N. Ganguli e D. P. Roy “Regge phenomenology of inclusive reactions” *Phys. Rep.* **67**, 201(1980)
- [36] A. Donnachie e P. V. Landshoff “Total cross section” *Phys. Lett. B* **296**, 227(1992).
- [37] C. E. DeTar, C. E. Jones, F. E. Low, J. H. Weis, J. E. Young e Chung-I Tan “Helicity poles, triple-Regge behavior, and single-particle spectra in high energy collisions” *Phys. Rev. Letters* **26**, 675(1971).
- [38] D. P. Roy “Duality and Regge analysis of inclusive reactions. Part I” *Act. Phys. Pol.* **B5**, 23(1974).
- [39] R. C. Brower, C. E. DeTar e J. H. Weis “Regge theory for multiparticle amplitudes” *Phys. Rep.* **14C**, 257(1974).
- [40] R. G. Roberts “Duality and Regge analysis of inclusive reactions. Part II” *Act. Phys. Pol.* **B5**, 47(1974).

- [41] R. D. Field e G. C. Fox “Triple regge and finite mass sum rule analysis of the inclusive reaction  $pp \rightarrow pX$ ” Nucl. Phys. **B80**, 367(1974).
- [42] D. P. Roy e R. G. Roberts “Triple regge analysis of  $pp \rightarrow pX$  and some related phenomena - A detailed study” Nucl. Phys. **B77**, 240(1974).
- [43] A. B. Kaidalov “Diffractive Production Mechanisms” Phys. Report **50**, 157(1979).
- [44] A. Donnachie e P. V. Landshoff “ $pp$  and  $\bar{p}p$  elastic scattering” Nucl. Phys. **B231**, 189(1992).
- [45] G. A. Jaroszkiewicz e P. V. Landshoff “Model for diffraction excitation” Phys. Rev. D **10**, 170(1974).
- [46] P. V. Landshoff e J. C. Polkinghorne “The dual quark-parton model and high energy hadronic processes” Nucl. Phys. **B32**, 541(1971)
- [47] F. Halzen e A. D. Martin “Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics” John Wiley & Sons (1984) (Ver capítulo 8).
- [48] M. Kamran e N. A. Malik “The Donnachie-Landshoff model and single diffraction dissociation at the  $S\bar{p}pS$  collider” Hadronic Journal **12**, 43(1989).
- [49] G. Ingelman e P. E. Schlein “Jet structure in high mass diffractive scattering” Phys. Lett. **B 152**, 256(1985).
- [50] T. T. Chou e C. N. Yang “Model of elastic high energie scattering” Phys. Rev. **170**, 1591(1968).
- [51] B. Povh e J. Hüfner “Systematics of strong interaction radii for hadrons” Phys. Lett. **B 245**, 653(1990).
- [52] K. Goulianos “Pomeron Phenomenology” III Gleb Wataghin School, Campinas, Brasil, Julho(1994).
- [53] R. J. M. Covolan, L. L. Jenkovszky e E. Predazzi “ The pomeron from dual models: beyond the naive geometrical picture” Z. Phys. **C 51**, 459(1991).
- [54] P. D. B. Collins e A. D. Martin “Hadron Interactions” Adam Hilger Ltd, Bristol(1984).

- [55] UA4/4 Collab. (C. Augier *et al.*) “A precise measurement of the real part of the elastic scattering amplitude at the  $S\bar{p}pS$ ” Phys. Lett. **B316**, 448(1993).
- [56] EHS/NA22 Collab. (M. Adamus *et al.*) “Single diffraction dissociation in  $\pi^+p$  e  $K^+p$  interactions at 250  $GeV/c$ ” Z. Phys. C **39**,301(1988).
- [57] HELIOS Collab. (T. Akesson *et al.*) “Diffraction dissociation of nuclei in 450  $GeV/c$  proton-nucleus collisions” Z. Phys. C, **49**, 355(1991).
- [58] H. I. Miettinen e J. Pumplin “ Diffraction scattering and the parton structure of hadrons” Phys. Rev. D **18**, 1696(1978).
- [59] M. A. Faessler “*Pomeron*-nucleus interactions” Z. Phys. C **58**, 567(1993).
- [60] S. D. Holmes, W. Lee e J. E. Wiss “High energy photoproduction of charmed states” Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35**, 397(1987).
- [61] G. A. Schuler e J. Terron “Elastic and Diffractive Photoproduction of  $J/\psi$  mesons” CERN-TH.6403/92.
- [62] V. A. Novikov *et al.* “Charmonium and gluons” Phys. Rep. C **41**, 1(1978).
- [63] FTPS Collab. (B. H. Denby *et al.*) “Inelastic and elastic photoproduction of  $J/\psi$  (3097)” Phys. Rev. Lett. **52**, 795(1984).
- [64] BPF Collab. (A. R. Clarck *et al.*) “Observation of  $J/\psi$  (3100) production by 209  $GeV$  muons” Phys. Rev Lett. **43**, 187(1979).
- [65] EMC Collab. (J. J. Aubert *et al.*) “Production of charmonium in 250  $GeV$   $\mu^+$ -Iron interaction” Nucl. Phys. B **213**, 1(1983).
- [66] NA-14 Collab. (R. Barate *et al.*) “Measurement of  $J/\psi$  and  $\psi'$  real photoproduction on Lithium-6 at a mean energy of 90  $GeV$ ” Z. Phys. C **33**, 505(1987).
- [67] NMC Collab. (M. Arneodo *et al.*) “Quasielastic  $J/\psi$  muonproduction from hydrogen, deuterium, carbon and tin” Phys. Lett. B **332**, 195(1994).
- [68] K. H. Streng “Multiple pairs of heavy flavours in diffractive central clusters at hadron colliders” Phys. Lett. B **171**, 313(1986).
- [69] P. Bruni e G. Ingelman “Diffractive  $W$  and  $Z$  production at  $p\bar{p}$  colliders and the pomeron parton content” Phys. Lett. B **311**, 317(1993).



[70] F. O. Durães et al.; Phys. Rev. D **47**, 3049(1993).

[71] Sov.J.Part.Nucl. **15**, 25(1984).