

TESTES DE UNIVERSALIDADE PARA SEÇÕES DE CHOQUE TOTAL

Ary A. Perez Jr.

Orientador: Prof. Dr. José Bellandi Filho

28238 (TF/1034)

Tese apresentada ao Instituto de Física *Gleb Wataghin*

para obtenção do título de Mestre em Física

Área: Fenomenologia de Partículas Elementares

Campinas, UNICAMP, 1996.

Este exemplar corresponde à redação
final da tese de mestrado defendida
pelo aluno Ary Armando Perez Jr. e
aprovada pela comissão julgadora

Campinas 05/julho de 1996
J. Bellandi

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

P415t

Perez Júnior, Ary Armando
Testes de universalidade para seções de
choque total / Ary A. Perez Jr. -- Campinas,
SP : [s.n.], 1996.

Orientador: José Bellandi Filho.
Dissertação (mestrado) - Universidade
Estadual de Campinas, Instituto de Física
"Gleb Wataghin".

1.*Seções de choque total. 2.*Pomeron.
3.*Reggeon. 4.*Modelo de soma de quarks.
I. Bellandi Filho, José. II. Universidade
Estadual de Campinas. Instituto de Física
"Gleb Wataghin". III. Modelo.

UNIDADE	IF
N.º CHAMADA:	T UNICAMP
	P415t
V. Et.	
TOMBO BC/	28238
PROC.	667196
C <input type="checkbox"/>	D <input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	13/08/96
N.º CPD	

IF/1034

m

CM-00092088-4 ✓

TESTES DE UNIVERSALIDADE

PARA

SEÇÕES DE CHOQUE TOTAL

Ary A. Perez Jr.

PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE MESTRADO
ARY ARMANDO PEREZ JÚNIOR

DATA: 03.07.96

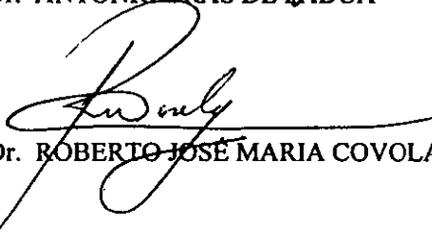
BANCA EXAMINADORA:



- Prof. Dr. JOSÉ BELLANDI FILHO (Orientador)



- Prof. Dr. ANTONIO BRÁS DE PÁDUA



- Prof. Dr. ROBERTO JOSÉ MARIA COVOLAN

Banca Examinadora

- Prof. Dr. José Bellandi Filho (Orientador) - IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Roberto J. M. Covolan - IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Antônio Bras de Pádua - UEL
- Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato (Suplente) - UFGW/UNICAMP
- Profa. Dra. Norma Reggiane (Suplente) - LNLS

À Vladimir Martchuk.

Agradecimentos

Agradeço indiscriminadamente a todas as pessoas com as quais me relacionei durante a elaboração desse trabalho. Particularmente, e especialmente, agradeço ao Professor J. Bellandi pela presença constante e pela compreensão nos momentos difíceis. Agradeço ao Professor Jorge Dias de Deus, com o qual tive a oportunidade, e a sorte, de colaborar.

Tenho, também uma enorme dívida de gratidão para com a Professora Carola Dobrigkeit Chinellato, cujo apoio foi muito para além da física. No mesmo contexto agradeço ao Professor J. Augusto Chinellato, pela preocupação sincera com o meu bem estar. Agradeço ao Professor Marcelo Guzzo pelo empenho em ajudar nas situações complexas.

Agradeço a todos os amigos do GT: Juliana, Mirian, Mara, "Professor" Luiz Américo, Kesley e Montanha, assim como a todos os outros que fiz no IFGW. Aos meus amigos da UEL, Professor Veríssimo Manoel de Aquino, Professor Antônio Braz de Pádua, Msc. Edson Laureto, Alexandre Urbano e a todos os outros professores e colegas com os quais convivi em Londrina, durante a graduação.

Evidentemente, agradeço à toda a minha família pelo apoio incondicional e à Themis C. B. Lima e Thales C. B. Lima, que estiveram sempre próximos.

Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro do Conselho Nacional de pesquisa (CNPq) e da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

Resumo

Utilizando-se diretamente os dados experimentais testamos a universalidade da decomposição da seção de choque total hadrônica em um termo dominante, termo de Pomeron, e de um não dominante, termo de Reggeon. Não foram impostos para esses termos nenhum tipo de comportamento com a energia, como o assumido pela Teoria de Pólos de Regge; ou as relações específicas derivadas via modelo a quarks, mostramos que esses modelos são compatíveis com os dados experimentais existentes.

Abstract

Starting directly from data we test the universality of the decomposition of total cross section in an asymptotic dominant term, the Pomeron, and a non dominant one, the Reggeon. Without assuming Regge pole model behaviour or additive quark model relations we show that are compatible with both models.

Conteúdo

1	Dados Experimentais	1
1.1	Introdução	1
1.2	Cinemática Relativística das Colisões Entre Duas Partículas	4
1.3	Os Experimentos	14
1.3.1	W. Galbraith et al., [6].	15
1.3.2	K. J. Foley et al., [7].	21
1.3.3	S. P. Denisov et al., [8].	23
1.3.4	S. P. Denisov et al., [9].	27
1.3.5	S. P. Denisov et al., [10].	29
1.3.6	A. S. Carrol et al., [11].	31
2	Pólos de Regge e Universalidade	41
2.1	Introdução	41
2.2	Os Ajustes	42
2.3	Comentários Sobre os Ajustes	44
3	Somas de Quarks e Universalidade	47
3.1	Introdução	47
3.2	Cruzamento de Canais e Contagem de Quarks	48
4	Testes de Universalidade	50
4.1	Introdução	50
4.2	A Componente de Reggeon	50
4.3	A Componente de Pomeron	55
4.4	Dependência com a energia	60

Lista de Figuras

1.1	<i>Representação genérica dos processos soft através da colisão pp.</i>	3
1.2	<i>Reação 1.1 no referencial do laboratório (a) e no centro de massa (b).</i>	5
1.3	<i>Diagramas de espalhamento em termos dos 4-momentos para os canais s 1.1, t 1.31 (a) e para o canal u 1.32 (b).</i>	12
1.4	<i>Diagrama de Mandelstam ilustrando as regiões físicas.</i>	12
1.5	<i>Dados experimentais de seção de choque para prótons e antiprótons, $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$ e σ_{tot}^{pp}.</i>	37
1.6	<i>Dados experimentais de seção de choque para píons, $\sigma_{tot}^{\pi^{\pm}p}$.</i>	38
1.7	<i>Dados experimentais de seção de choque para káons, $\sigma_{tot}^{K^{\pm}p}$.</i>	39
1.8	<i>Dados experimentais de seção de choque para neutrons, $\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$ e σ_{tot}^{pn}.</i>	40
4.1	<i>Relações de Universalidade para $pp \times \pi p$, componente de Reggeon.</i>	52
4.2	<i>Relações de Universalidade para $pp \times Kp$, componente de Reggeon.</i>	53
4.3	<i>Relações de Universalidade para $pp \times np$, componente de Reggeon.</i>	54
4.4	<i>Relações de Universalidade para $pp \times \pi p$, componente de Pomeron.</i>	57
4.5	<i>Relações de Universalidade para $pp \times Kp$, componente de Pomeron.</i>	58
4.6	<i>Relações de Universalidade para $pp \times np$, componente de Pomeron.</i>	59

Lista de Tabelas

1.1	Conteúdo de quarks de $p, \bar{p}, n, \bar{n}, \pi^\pm$ e K^\pm	3
1.2	Significado dos invariantes em cada reação, onde Δp é o 4-momento transferido durante a colisão.	11
1.3	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^\pm p}$	18
1.4	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^\pm p}$	18
1.5	Dados experimentais de σ_{tot}^{pp} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$	19
1.6	Dados experimentais de σ_{tot}^{pn} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$	19
1.7	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^- p}$	22
1.8	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^+ p}$	23
1.9	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^- \bar{p}}$	25
1.10	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^- p}$	26
1.11	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$	27
1.12	Dados experimentais de σ_{tot}^{pp}	28
1.13	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^+ p}$	28
1.14	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^+ p}$	29
1.15	Dados experimentais de σ_{tot}^{pn}	29
1.16	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^- \bar{p}}$	30
1.17	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^- \bar{p}}$	30
1.18	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$	31
1.19	Dados experimentais de σ_{tot}^{pn} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$	31
1.20	Dados experimentais de σ_{tot}^{pp} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$	33
1.21	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^+ p}$ e $\sigma_{tot}^{\pi^- \bar{p}}$	34
1.22	Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^+ p}$ e $\sigma_{tot}^{K^- \bar{p}}$	35
1.23	Dados experimentais de σ_{tot}^{pn} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$	36
2.1	Os valores de X e Y	43
2.2	Valores de P_{hp} e R_{hp} a partir de X e Y normalizados.	44

3.1	Valores de P_{hp} e R_{hp} no GAQM.	49
4.1	Valores do parâmetro A_h , $h = \pi, K, n$, para o RPM, GAQM em comparação com o valor experimental.	51
4.2	Valores do parâmetro γ_h , $h = \pi, K, n$, para o RPM, GAQM em comparação com o valor experimental.	56
4.3	Valores do parâmetro B_h , $h = \pi, K, n$, para o RPM, GAQM em comparação com o valor experimental.	60

Apresentação

Apresenta-se nesse trabalho um estudo sobre a universalidade das seções de choque hadrônica em altas energias [1]. Entende-se por universalidade a possibilidade de se decompor essas seções de choque em dois termos: um termo assintoticamente dominante na região de altas energias, chamado termo de Pomeron e outro não dominante, o termo de Reggeon. Pela teoria de Pólos de Regge, o termo de Pomeron deve crescer com a energia no centro de massa, enquanto o termo de Reggeon decresce com a energia.

Nesse trabalho, partimos dessa decomposição universal para as seções de choque hádron-próton sem assumir nenhum comportamento para os termos de Pomeron e de Reggeon; como por exemplo, o comportamento esperado via modelos de Pólos de Regge, ou a utilização de relações entre seções de choque, derivadas via modelo de soma de quarks.

O teste de universalidade para as seções de choque será realizado utilizando-se somente os dados experimentais existentes. Este estudo está limitado pelo fato de que não há dados experimentais para as seções de choque méson-próton além da energia do centro de massa $\sqrt{s} > 26$ GeV.

Este trabalho está dividido da seguinte forma: No Cap. 1 discutimos o conceito de universalidade, fazemos uma revisão da cinemática relativa a esses processos de espalhamento hadrônico e apresentamos os dados experimentais utilizados. No Cap. 2 apresentamos um estudo de universalidade das seções de choque via Teoria de Pólos de Regge, e no Cap. 3 o tratamento via modelo a quarks. No Cap. 4 apresentamos o estudo da universalidade de forma independente de modelo, pela simples análise direta dos dados experimentais. As conclusões finais estão no Cap. 5.

Capítulo 1

Dados Experimentais

”Se um experimental do Caltech falasse a Feynman de um resultado obtido na seqüência de um complexo processo de correção de dados, Feynman não deixaria de lhe perguntar o que o tinha levado a parar as correções, e se tal decisão havia sido tomada antes de o experimental saber qual o efeito disso sobre os resultados. Era muito fácil cair na tentação de corrigir até a resposta parecer verdadeira. Evitá-lo, pressupunha um profundo conhecimento das regras do jogo da ciência. Requeria também honestidade, bem como a consciência de que a honestidade exige esforço.”

(J. Gleick, *A natureza do gênio*, Ed. Gradiva, 1993, p. 323.)

1.1 Introdução

As medidas de seção de choque total para a interação de partículas e antipartículas com os prótons fornecem um método relativamente direto para estudar o comportamento das interações fortes, e a própria estrutura de composição das partículas que sofrem essas interações, *os hádrons*.

Olharemos para os dados experimentais de colisões elásticas sem a utilização prévia de qualquer modelo, e tentaremos desenvolver um método independente para testar a *universalidade* da decomposição das seções de choque totais hadrônicas σ_{tot}^{hp} , em uma combinação linear de um termo de *Reggeon*, $R_{hp}\sigma^R$, e um termo de *Pomeron*¹, $P_{hp}\sigma^P$, onde R_{hp} e P_{hp} são os pe-

¹Reggeon e Pomeron, aqui, poderiam ser chamados possibilidades de aniquilação quark-antiquark e possibilidades de interação quark-quark durante o processo de colisão entre

dos de contribuição da seção de choque do Reggeon σ^R e da seção de choque do Pomeron σ^P , respectivamente.

Aplicando esse método, podemos determinar *experimentalmente* os R_{hp} e P_{hp} , testando a validade da decomposição de σ_{tot}^{hp} , para $h = p, \bar{p}, \pi^\pm, K^\pm, n$ e \bar{n} , testar o *Modelo de Pólos de Regge* (RPM), na versão de Donnachie & Landshoff [3], o *Modelo de Soma Generalizada de Quarks* (GAQM) [4] e, por último, tentar a determinação experimental de σ^{P^2} .

Adotando uma abordagem experimental a fim de determinar os pesos das contribuições de Reggeon e Pomeron nas σ_{tot}^{hp} e testar experimentalmente a validade de modelos, é necessário conhecer os detalhes dos experimentos. Além dos erros estatísticos dados nas tabelas, devemos considerar os erros sistemáticos, próprios dos diferentes métodos utilizados em cada uma das experiências. Assim poderemos determinar quais são os valores experimentais mais confiáveis e avaliar a confiabilidade dos nossos próprios resultados.

Essa atitude adquire ainda mais naturalidade no caso das colisões elásticas hádron-hádron, processos *soft*, para os quais não é possível a aplicação da *Cromodinâmica Quântica* (QCD), a teoria de campo para interações fortes geralmente aceita, mesmo na sua versão perturbativa (QCDp). Essa é uma dificuldade bastante geral dessa teoria, envolvendo divergências, que não será tratada aqui.

De um ponto de vista bastante geral, um processo *soft* e a conseqüente dificuldade em aplicar a QCD, pode ser representado pela Figura 1.1; nas colisões elásticas hp , para as energias disponíveis, a distância $\sim 2r$ para a maior parte das reações é da ordem do raio dos hádrons envolvidos no processo, implicando em comportamentos de longa distância entre os quarks que os compõem. Para o que nos interessa, esse é o significado de um processo *soft*. Além da dificuldade entre as distâncias quark-quark, há o problema fundamental da interação de muitos corpos (quarks) e a influência causada pelo seu confinamento no hádron.

Assim, o método de trabalho nesse problema, forçosamente, é uma estreita associação entre experimento e teoria. Da QCD, utilizamos algumas idéias gerais que se mostraram corretas para outros tipos de colisões, e são partes dessa teoria experimentalmente comprovadas há muito tempo, prin-

hádrons, respectivamente.

²O interesse em determinar σ^P , ao invés de σ^R é determinado pela predominância do Pomeron nas altas energias.

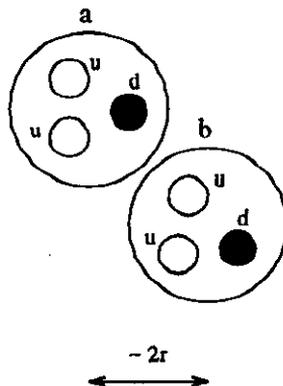


Figura 1.1: Representação genérica dos processos soft através da colisão pp .

principalmente no que se relaciona aos quarks, suas propriedades como constituintes dos hádrons (Tabela 1.1) e as interações entre eles.

Hádron	Conteúdo de quarks	massa (MeV)
p, \bar{p}	$uud, \bar{u}\bar{u}\bar{d}$	938.27231 ± 0.00028
n, \bar{n}	$udd, \bar{u}\bar{d}\bar{d}$	939.56563 ± 0.00028
π^\pm	$ud, \bar{d}\bar{u}$	139.56995 ± 0.00035
K^\pm	$u\bar{s}, \bar{s}u$	493.677 ± 0.016

Tabela 1.1: Conteúdo de quarks de $p, \bar{p}, n, \bar{n}, \pi^\pm$ e K^\pm .

Independente da teoria ou dos modelos que pretendam descrever os dados, a idéia por trás dos experimentos é bastante simples, e na maioria dos casos consiste em acelerar e fazer colidir prótons contra alvos fixos de hidrogênio (H_2) e deutério (D_2). Mas, em se tratando de medidas em aceleradores, há grande quantidade de parametrizações, extrapolações e correções das grandezas às quais se pretende medir.

Antes de passarmos ao estudo dos experimentos, faremos uma introdução à cinemática das colisões entre partículas movendo-se com grandes velocidades, ressaltando os pontos relevantes para o entendimento dos procedimentos experimentais e para extração dos dados de seção de choque total com os menores erros possíveis.

1.2 Cinemática Relativística das Colisões Entre Duas Partículas

Discutiremos de maneira geral a cinemática da colisão entre duas partículas movendo-se em alta velocidade. Antes de mais nada, é importante chamar a atenção de que a física envolvida nesses processos reside toda nas *Amplitudes de Espalhamento*. A introdução de variáveis que não se alteram nas passagens entre os referenciais de laboratório e centro de massa, e que mantêm certas simetrias nas mudanças do "espaço" ou canal onde ocorrem as reações, ao que se deu o nome de *invariantes relativísticos* e *simetria de cruzamento*, respectivamente, têm uma origem mais fundamental, nas tentativas de substituição das equações, antes mais usuais, da teoria quântica de campos, pelas *relações de dispersão*³, que contêm as amplitudes de espalhamento.

O interesse particular nos aspectos cinemáticos, fica evidente quando relacionamos a contagem de quarks, através do GAQM, e o comportamento das σ_{tot}^{hp} . Essa contagem não incorpora as possibilidades de cruzamento de canais, esse é o principal motivo para mantermos a cinemática sempre à mão.

Partindo de um diagrama de espalhamento, tentamos criar uma imagem simples dos processos de colisão. Esse exercício, interessante por ele mesmo, se mostra útil quando tratamos das aniquilações quark-antiquark, sua analogia com os termos de Reggeon e a diminuição das seções de choque total entre $4 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 20 \text{ GeV}$.

Representaremos as reações como

$$a + b \longrightarrow c + d, \quad (1.1)$$

onde a e b são as partículas colidentes e b pode estar em repouso ou não. As

³Essa idéia foi proposta inicialmente por M. Gell-Mann, Proceedings of the Sixth Annual Rochester Conference High-Energy Physics, 1956 (Interscience Publishers, Inc., New York, 1956), Sec. III, p. 30

partículas c e d são emergentes na colisão. No caso particular dos dados experimentais que analisaremos, $c \equiv a$ e $d \equiv b$, configurando colisões elásticas, nas quais a energia cinética das partículas colidentes não dá origem a novas partículas.

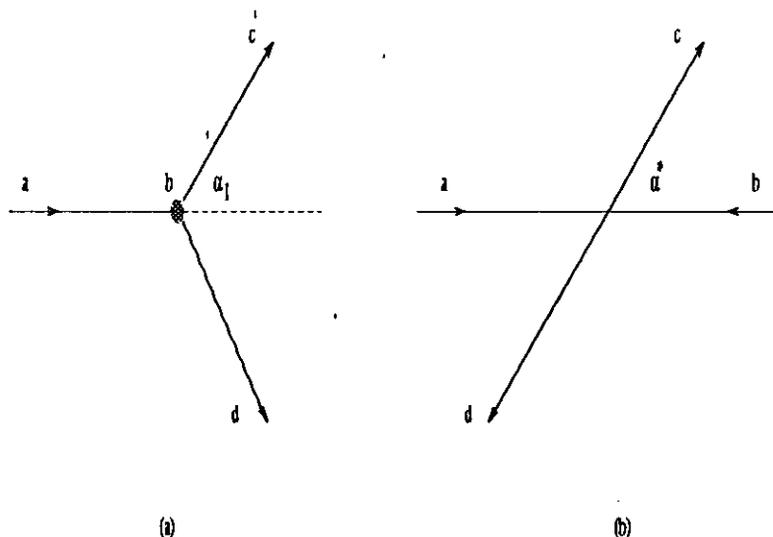


Figura 1.2: Reação 1.1 no referencial do laboratório (a) e no centro de massa (b).

A geometria dessa colisão, em termos dos 4-momentos, pode ser vista na Figura 1.2. Consideremos inicialmente o caso em que b se encontra em repouso⁴, os 4-momentos das partículas no referencial do laboratório, Figura 1.2a, são dados por p_a , p_b , p_c e p_d :

$$p_a = \begin{pmatrix} E_l \\ \mathbf{p}_l \end{pmatrix}, p_b = \begin{pmatrix} m_b \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}, p_c = \begin{pmatrix} E_c \\ \mathbf{p}_c \end{pmatrix}, p_d = \begin{pmatrix} E_d \\ \mathbf{p}_d \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Onde E_l e \mathbf{p}_l são a energia e o momento do projétil a , no referencial do laboratório. Tomando o ângulo de espalhamento⁵ nesse referencial, entre os

⁴Esse é o caso dos experimentos que analisaremos.

⁵O ângulo de espalhamento, junto com a energia da partícula incidente, são as variáveis realmente importantes do ponto de vista experimental. O formalismo atual, utilizando os invariantes relativísticos, é em grande parte, uma conveniência teórica, visando simplificações nas manipulações.

momentos das partículas a e c

$$\cos \alpha_l = \frac{\mathbf{p}_a \cdot \mathbf{p}_c}{|\mathbf{p}_a| |\mathbf{p}_c|} \quad (1.3)$$

pela conservação dos 4-momentos, temos

$$p_a + p_b = p_c + p_d. \quad (1.4)$$

Por conveniência, consideremos a reação (1.1) no referencial do centro de massa, Figura 1.2b, onde os 4-momentos serão p_a^* , p_b^* , p_c^* e p_d^* e como consequência da conservação do momento e da definição do referencial do centro de massa,

$$p_a^* + p_b^* = p_c^* + p_d^* = 0. \quad (1.5)$$

A energia no centro de massa é chamada \sqrt{s} , e pela conservação da energia temos

$$E_a^* + E_b^* = E_c^* + E_d^* = \sqrt{s}. \quad (1.6)$$

Na Eq. (1.5) vemos que no referencial do centro de massa, as partículas c e d emergem do espalhamento em direções opostas com momentos de mesma magnitude

$$|\mathbf{p}_c^*| = |\mathbf{p}_d^*|. \quad (1.7)$$

O ângulo de espalhamento no referencial de centro de massa é

$$\cos \alpha^* = \frac{\mathbf{p}_a^* \cdot \mathbf{p}_c^*}{|\mathbf{p}_a^*| |\mathbf{p}_c^*|} \quad (1.8)$$

Pretendemos, agora, encontrar as relações entre as variáveis que descrevem o espalhamento no referencial do centro de massa e as que descrevem no referencial de laboratório. A maneira mais simples de se fazer isso, é utilizar os invariantes relativísticos.

Como um desses invariantes escolhemos s , o quadrado da energia no centro de massa, que de acordo com a Eq.(1.6) e Eq.(1.5), já que a soma das componentes de momento é nula, pode ser escrito em termos do quadrado do 4-vetor $p_a^* + p_b^*$. Como essa forma quadrática é relativisticamente invariante, o mesmo resultado é obtido no referencial de laboratório

$$s = (p_a^* + p_b^*)^2 = (p_a + p_b)^2. \quad (1.9)$$

Pela conservação dos momentos temos, também,

$$s = (p_c^* + p_d^*)^2 = (p_c + p_d)^2. \quad (1.10)$$

A Eq. (1.9), então, fornece a relação entre a energia no centro de massa e a energia E_l , do projétil a , no referencial de laboratório:

$$E_l = \frac{s - m_a^2 - m_b^2}{2m_b}. \quad (1.11)$$

Freqüentemente, encontramos os dados experimentais de $\sigma_{tot}^{p_h}$ medidos em relação ao momento p_l . Então é conveniente que façamos a transformação para a energia total no centro de massa \sqrt{s} . A relação entre a energia, o momento e a massa é

$$E^2 - p^2 = m^2, \quad (1.12)$$

em nosso caso específico,

$$E_l^2 - p_l^2 = m_a^2. \quad (1.13)$$

Substituindo E_l na Eq.(1.11) e isolando \sqrt{s} obtemos

$$\sqrt{s} = \sqrt{2m_b \sqrt{m_a^2 + p_l^2} + m_a^2 + m_b^2}. \quad (1.14)$$

É imediata a determinação do momento de laboratório da partícula a ,

$$p_l = \sqrt{E_l^2 - m_a^2} = \frac{1}{2m_b} \sqrt{s^2 + m_a^4 + m_b^4 - 2sm_a^2 - 2sm_b^2 - 2m_a^2 m_b^2}. \quad (1.15)$$

A combinação de variáveis, vista na Eq. (1.15), aparece freqüentemente nos cálculos cinemáticos. É comum, então, introduzir uma notação especial, definindo a função

$$w(x, y, z) = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz}. \quad (1.16)$$

A energia e o momento das partículas no centro de massa também podem ser escritos em termos da variável s . Como o 4-vetor $p_a^* + p_b^*$ tem apenas componentes de energia, da Eq. 1.6 temos

$$E_a^* = \frac{(p_a^*, p_a^* + p_b^*)}{\sqrt{s}} = \frac{(p_a, p_a + p_b)}{\sqrt{s}} = \frac{s + m_a^2 - m_b^2}{2\sqrt{s}} \quad (1.17)$$

onde utilizamos a invariância relativística do produto escalar. Da mesma forma podemos determinar

$$\begin{aligned} E_b^* &= \frac{s + m_b^2 - m_a^2}{2\sqrt{s}} \\ E_c^* &= \frac{s + m_c^2 - m_a^2}{2\sqrt{s}} \\ E_d^* &= \frac{s + m_d^2 - m_a^2}{2\sqrt{s}} \end{aligned} \quad (1.18)$$

Para a magnitude do momento da partícula no centro de massa, obtemos

$$p_b^* = p_a^* = \sqrt{(E_a^*)^2 - m_a^2} = \frac{1}{2\sqrt{s}} w(s, m_a^2, m_b^2) \quad (1.19)$$

e

$$p_c^* = p_d^* = \frac{1}{2\sqrt{s}} w(s, m_c^2, m_d^2). \quad (1.20)$$

Introduziremos mais dois invariantes, relacionado a partícula a com as partículas c e d :

$$t = (p_a - p_c)^2 = (p_b - p_d)^2, \quad (1.21)$$

$$u = (p_a - p_d)^2 = (p_b - p_c)^2. \quad (1.22)$$

Os três invariantes s , t e u não são independentes. Numa reação de dois corpos, como a reação 1.1, líá (quando não consideramos spin) apenas duas variáveis cinemáticas independentes. Para mostrarmos isso, consideremos a reação no referencial do centro de massa. Nesse sistema todas as energias e as magnitudes de todos os momentos são determinados pela energia total no centro de massa \sqrt{s} , Eqs.(1.17) - (1.20).

A única variável independente que resta é o ângulo de espalhamento α^* no referencial do centro de massa, Eq.(1.8). O invariante t é proporcional ao $\cos \alpha^*$. Mais precisamente, temos

$$t = (p_a^* - p_c^*)^2 = m_a^2 + m_c^2 - \frac{1}{2s} (s + m_a^2 - m_b^2) \times \\ (s + m_c^2 - m_d^2) + \frac{1}{2s} w(s, m_a^2, m_b^2) w(s, m_c^2, m_d^2) \cos \alpha^*. \quad (1.23)$$

O invariante u difere de t apenas na posição onde as partículas c e d são trocadas na representação da reação. Como no sistema de centro de massa essas partículas são espalhadas em direções opostas (Figura 1.2a), o ângulo de espalhamento entre as partículas a e d é igual a $\pi - \alpha^*$. Então

$$u = (p_a^* - p_d^*)^2 = m_a^2 + m_d^2 - \frac{1}{2s} (s + m_a^2 - m_b^2) \times \\ (s + m_d^2 - m_c^2) - \frac{1}{2s} w(s, m_a^2, m_b^2) w(s, m_c^2, m_d^2) \cos \alpha^*. \quad (1.24)$$

A soma da Eq.(1.23) e Eq.(1.24) leva à importante relação

$$s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2. \quad (1.25)$$

Investigaremos agora os intervalos de validade para essas variáveis cinemáticas. É claro que a reação (1.1) ocorre apenas se a energia no centro de massa é maior que a soma das massas das partículas no estado inicial (e final respectivamente):

$$\sqrt{s} \geq m_a + m_b, \\ \sqrt{s} \geq m_c + m_d \quad (1.26)$$

Por outro lado, o ângulo de espalhamento no referencial do centro de massa pode assumir qualquer valor entre 0 e π .

$$0 \leq \alpha^* \leq \pi, \quad -1 \leq \cos \alpha^* \leq 1. \quad (1.27)$$

Dessas condições podemos obter os limites cinemáticos para os invariantes t e u . Como as fórmulas resultantes são muito longas, apresentaremos apenas os limites para altas energias

$$s \gg m_a^2, m_b^2, m_c^2, m_d^2. \quad (1.28)$$

Para um dado valor de s , obtemos das Eqs.(1.23) e (1.24) os seguintes limites permitidos para t e u :

$$t \cong -\frac{s}{2}(1 - \cos \alpha^*), \quad 0 \geq t \geq -s, \quad (1.29)$$

$$u \cong -\frac{s}{2}(1 + \cos \alpha^*), \quad 0 \geq u \geq -s. \quad (1.30)$$

Passaremos agora à discussão das reações vinculadas à reação (1.1) por cruzamento de canais. Na reação de canal cruzado uma partícula da reação direta (canal s) é trocada por sua antipartícula correspondente, aparecendo no outro lado da equação que representa a reação.

Trocando partículas de um lado a outro na Eq. (1.1) podemos, por exemplo, obter as seguintes reações de canal cruzado:

$$a + \bar{c} \longrightarrow \bar{b} + d \quad (1.31)$$

e

$$a + \bar{d} \longrightarrow \bar{b} + c. \quad (1.32)$$

Para a reação (1.31) os invariantes serão

$$s' = (p_a + p_{\bar{c}})^2, t' = (p_a - p_{\bar{b}})^2, u' = (p_a - p_d)^2 \quad (1.33)$$

e a vinculação com a reação (1.1), do ponto de vista cinemático⁶, tem origem na possibilidade de obtermos essas novas variáveis s' , t' e u' como uma permutação das variáveis s , t e u originais; se fizermos as seguintes substituições:

$$\begin{aligned} p_c &\rightarrow -p_{\bar{c}} \\ p_b &\rightarrow -p_{\bar{b}} \\ t &\rightarrow s' \\ s &\rightarrow t' \\ u &\rightarrow u'. \end{aligned} \quad (1.34)$$

⁶Basicamente, o vínculo entre as reações se deve ao fato de que a mesma *amplitude de espalhamento* representa todas elas.

Reação	s	t	u
1.1	\sqrt{s}	Δp^2 , espaço t	Δp^2 , espaço u
1.12	Δp^2 , espaço s	\sqrt{s}	Δp^2 , espaço u
1.13	Δp^2 , espaço s	Δp^2 , espaço t	\sqrt{s}

Tabela 1.2: Significado dos invariantes em cada reação, onde Δp é o 4-momento transferido durante a colisão.

que no caso da reação (1.32) são

$$\begin{aligned}
 p_d &\rightarrow -p_{\bar{d}} \\
 p_b &\rightarrow -p_{\bar{b}} \\
 u &\rightarrow s'' \\
 s &\rightarrow t'' \\
 t &\rightarrow u''.
 \end{aligned} \tag{1.35}$$

As reações (1.31) e (1.32) são chamadas canal t e canal u , respectivamente, já que $t \rightarrow s$ e $u \rightarrow s$ em cada uma das reações, e a variável que assume a representação da energia no centro de massa, \sqrt{s} , dá o nome à reação ou canal. O significado de s , t e u , em cada uma das reações é dado na Tabela 1.2.

A continuação analítica, Eqs. (1.34) e (1.35), das variáveis s , t e u possibilita a obtenção da amplitude de espalhamento das reações (1.31) e (1.32), através da amplitude de espalhamento da reação (1.1).

Podemos visualizar a conexão entre os invariantes s , t e u em um diagrama de espalhamento como os da Figura 1.3, onde as linhas (4-momentos) de partículas indo podem representar partículas voltando, dependendo do canal onde são vistas as reações.

Os invariantes s , t e u são freqüentemente representadas graficamente por diagramas bidimensionais (diagramas de Mandelstam), que mostram a distribuição dos eventos em cada canal, e delimitam às regiões cinemáticas ou físicas, onde a reação é permitida.

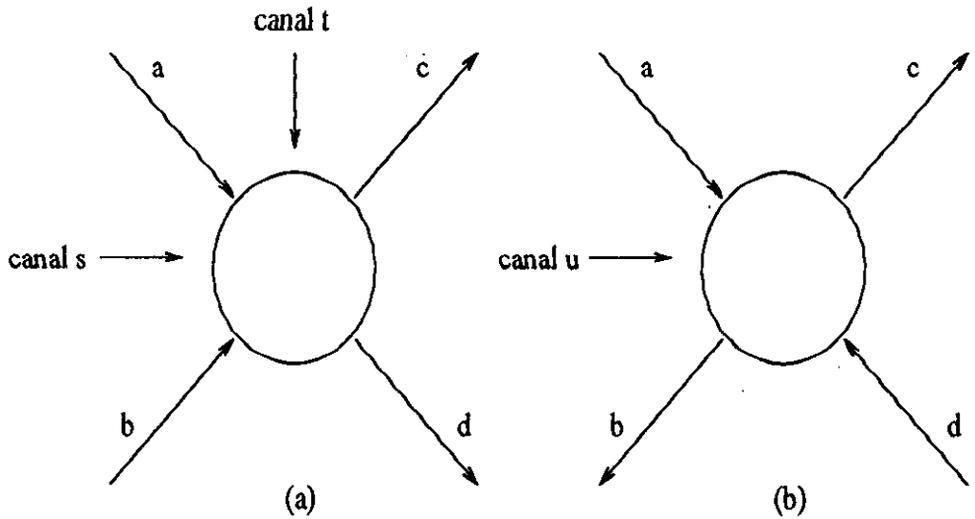


Figura 1.3: Diagramas de espalhamento em termos dos 4-momentos para os canais s 1.1, t 1.31 (a) e para o canal u 1.32 (b).

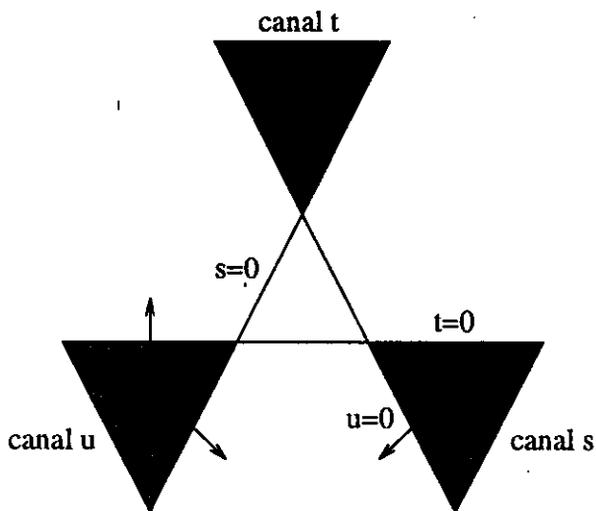


Figura 1.4: Diagrama de Mandelstam ilustrando as regiões físicas.

Para construir esse diagrama, tomamos as coordenadas $s = 0$, $t = 0$ formando um ângulo de $\pi/3$ entre elas. Os valores de s , t são dados pelas distâncias entre os respectivos eixos. Os valores positivos aparecem nas direções das setas na Figura 1.4. As linhas

$$\begin{aligned} s &= 0 \\ t &= 0 \\ u &= m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2 - s - t = 0, \end{aligned} \quad (1.36)$$

formam um triângulo equilátero de altura

$$h = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2, \quad (1.37)$$

todo ponto P no plano corresponde a um valor possível para s , t e u que, junto com seus sinais, são dados pela distância e direção em relação às retas $s = 0$, $t = 0$ e $u = 0$. As regiões permitidas são mostradas na Figura 1.4. Os valores $t = 0$ ($u = 0$) corresponde ao espalhamento para frente (trás), respectivamente.

Para encerrar a nossa discussão sobre a cinemática, retornemos brevemente à discussão inicial sobre as origens da simetria de cruzamento e à sua relação com a teoria de campos.

A introdução dos invariantes relativísticos s , t e u , ao invés de manipularmos diretamente as grandezas medidas, energia da partícula incidente e os ângulos de espalhamento, é mais ou menos óbvia e auto-explicativa por motivos de simplicidade e conveniência nas passagens entre referenciais; o que é claramente uma vantagem.

Agora; alguém poderia perguntar qual a razão para a ocorrência dos canais cruzados, e as delimitações das regiões físicas para os conjuntos de s , t e u . Essas questões têm origem, como apontamos no início, nas tentativas de substituição das equações da teoria de campos pelas relações de dispersão, que elimina (parcialmente) as dificuldades próprias da teoria de campos, e conseqüentemente facilita as comparações com os experimentos e a fenomenologia de hádrons em altas energias.

Ha uma série de dificuldades nessa substituição já que, apesar de serem utilizados todos os princípios da teoria de campos para derivar as relações de dispersão, não é possível escrever a Hamiltoniana. Apenas são feitas

exigências de que seja *local* e invariante sob transformações de Lorentz, o que é suficiente para um tratamento perturbativo.

Adiando a resposta à questão sobre as delimitações de regiões físicas, podemos dizer que numa teoria relativística as relações de dispersão envolvem amplitudes de espalhamento em regiões para as quais α^* implica em $\cos \alpha^*$ menor que -1 .

Se requeremos a analiticidade das amplitudes de espalhamento, tanto para a energia quanto para os momentos transferidos na colisão, e tentamos levar em frente uma demonstração rigorosa dessa propriedade de analiticidade, quase certamente será necessário considerar várias funções de Green, junto com as equações que as conectam por exigências de unitaridade.

Além disso, devemos apontar que as relações de dispersão não possuem solução única; o que era esperado já que a Hamiltoniana pode ser alterada sem implicar em mudança nas relações de dispersão. Assim, é bem possível que os *estados fantasmas*, que tanto atrapalharam as soluções das equações da teoria de campos, estejam ligados à não consideração da simetria de cruzamento, já que as funções de Green relevantes para o processo no canal s , também fornecem, naturalmente, os processos de canal t (canal u).

Há, também, uma série de dificuldades relacionadas à exigência de localidade da Hamiltoniana, que acabaram levando, nos últimos anos às tentativas de manter apenas as amplitudes de espalhamento como observáveis da teoria⁷ e, posteriormente, criar uma abordagem gráfica dos problemas de interações fortes, em analogia com a *Eletrodinâmica Quântica* (QED).

Finalizamos, então, essa discussão, tentando deixar uma imagem de que o "simples" cruzamento de canais, muitas vezes considerado um princípio da física de partículas, tem uma origem mais fundamental e está longe de ser apenas trocas de partículas de um lado a outro de uma representação da reação.

1.3 Os Experimentos

Partindo da idéia de desenvolver um método, independente de modelos, para testar a universalidade da decomposição

⁷L. D. Landau, *Fundamental problems (Pauli Memorial Volume)*, Interscience, p.245, 1960; *Proc. Ninth Annual Conf. High Energy Phys.* (Kiev 1959), Moscow 1962, p. 95)

$$\sigma_{tot}^{hp}(s) = P_{hp}\sigma^P(s) + R_{hp}\sigma^R(s) \quad (1.38)$$

de um ponto de vista experimental, passaremos a analisar os experimentos de medida de seção de choque total.

A idéia geral, os métodos de extração dos dados e o aparato experimental não sofrem grandes alterações de um experimento para outro. Naturalmente houve, desde as primeiras medidas, melhorias fundamentais nos aceleradores, nos métodos de detecção e o aproveitamento dos desenvolvimentos teóricos ligados a importantes correções nas medidas.

É visível, por exemplo, o aumento de complexidade das formas de extrapolação para medidas de σ_{tot}^{hp} , como exigência do aumento das energias disponíveis nos aceleradores com o passar do tempo.

Infelizmente, talvez com base na idéia de que já havia dados suficientes para colisão de mésons-próton, no fim dos anos 70 esse tipo de medidas não teve continuidade. Atualmente são medidas apenas as seções de choque pp e $\bar{p}p$. A origem dessa idéia pode estar na confiança de que os resultados obtidos na descrição de $\sigma_{tot}^{pp,\bar{p}p}$ possam ser aplicados às outras colisões hadrônicas. Nesse ponto, os testes de universalidade podem, de certa forma, dar indicativos de que isso seja mesmo verdade.

Por outro lado, como veremos, a quantidade de dados existentes, não permite que façamos afirmações definitivas sobre a extensão da validade da decomposição na Eq. (1.38).

1.3.1 W. Galbraith et al., [6].

Nesse experimento realizado no "Brookhaven National Laboratory" em 1964, foram medidas as seções de choque totais σ_{tot} do próton (p), antipróton (\bar{p}), píons (π^\pm) e káons (K^\pm) contra alvos de hidrogênio (H_2) e deutério (D_2) entre $6 \text{ GeV}/c \leq p_t \leq 22 \text{ GeV}/c$, com a maior precisão obtida até então.

Com o aumento na precisão das estatísticas, ficou claro que o procedimento adotado anteriormente, de extrapolar a seção de choque parcial para ângulos sólidos iguais a zero, quando é medida em relação a ângulos sólidos finitos, não é um procedimento suficientemente preciso para se deduzir a seção de choque total.⁸

⁸Essa extrapolação é a maior fonte de erros nos experimentos de medidas de σ_{tot} , cerca de 1 %.

Esse experimento foi, também, um dos primeiros a deduzir as seções de choque partícula-neutron, aplicando o modelo de Glauber de correção de "screening", à diferença entre seção de choque partícula-deuteron e partícula-próton⁹. Para aplicar o modelo de Glauber é necessário determinar o parâmetro $\langle r^{-2} \rangle$, onde r é a separação média dos nucleons no deutério. Esse parâmetro, como veremos, pode ser determinado pelas medidas de $\sigma_{tot}^{\pi^+p}$, $\sigma_{tot}^{\pi^-p}$ e $\sigma_{tot}^{\pi^\pm d}$, para diversos momentos p_l .

Nesse tipo de experimento é necessário corrigir os dados, porque os detectores e o feixe de partículas têm dimensões finitas. Isso vinha sendo feito pela extrapolação linear, para ângulos sólidos nulos, da seção de choque parcial medida por detectores perfazendo vários ângulos sólidos no alvo. O valor extrapolado de σ é, então, a medida da seção de choque total σ_{tot} . Esse procedimento acabou por se mostrar apenas uma aproximação; quando a experiência indicou que σ não é linear em relação aos ângulos sólidos.

A fim de minimizar os erros sistemáticos, três alvos idênticos foram utilizados nesse experimento, e colocados alternadamente na linha de incidência do feixe: Um deles continuamente cheio de hidrogênio líquido, outro de deutério líquido e um terceiro mantido sob vácuo. Nesses alvos é fundamental conhecer e controlar, as flutuações na densidade, a temperatura e quanto cada um dos alvos atenua o feixe de partículas.

Um conjunto de dados para um determinado valor de momento, compreende várias rodadas alternadas com os alvos de H_2 , D_2 e vácuo. A eficiência dos contadores são checadas no início e fim de cada conjunto de medidas. Dessa maneira a consistência interna dos dados, para um determinado alvo, pode ser prontamente verificada e os erros sistemáticos, devidos às variações das condições experimentais, são reduzidos ao mínimo.

Os resultados das medidas diretas são, então, verificados observando a consistência interna, e pequenas correções são aplicadas. Os dados corrigidos compreendem uma série de medidas de fatores de transmissão, para contadores de diferentes ângulos sólidos, ou para comparar convenientemente um momento com outro, para diferentes valores de $-t$, Eq. (1.29), onde t é o quadrado do 4-momento transferido na colisão. Para um dado t a seção de choque parcial registrada por um contador é expressa pela relação

⁹Esse procedimento é a única maneira de determinar a seção de choque partícula-neutron indiretamente. A outra alternativa, de medidas em sincrotron, não possibilita acesso às altas energias

$$\sigma(t) = \frac{1}{N} \ln \frac{T_E}{T_F}, \quad (1.39)$$

onde N é o número de núcleos por cm^2 no alvo e T_F , T_E são os fatores de transmissão para alvo cheio (F) e vazio (E), respectivamente. O erro estatístico de $\sigma(t)$ é dado por

$$\Delta\sigma = \frac{1}{N} \frac{\Delta\left(\frac{T_E}{T_F}\right)}{\frac{T_E}{T_F}}. \quad (1.40)$$

Há erros globais a serem atribuídos a cada uma das medidas, e serão discutidos em conjunto mais tarde.

As seções de choque parciais, medidas em diversos valores de $-t$ são ajustadas por um polinômio da forma

$$\sigma(t) = \alpha_0 + \alpha_1 t + \alpha_2 t^2. \quad (1.41)$$

Esse ajuste polinomial, com um termo de grau 2 em t , foi efetuado quando ficou aparente através dos dados, que para grandes valores de p_l a seção de choque parcial não era uma linha reta em gráficos $\sigma \times -t$.

Utilizando várias combinações de tamanhos dos contadores, para diferentes momentos, diferentes valores dos coeficientes α foram encontrados para as várias partículas. Dois conjuntos (grande e pequeno diâmetro) de contadores são utilizados, dependendo do momento do feixe. Aparece uma descontinuidade de 1 % nos valores extrapolados de α_0 , nas regiões de momento onde os dois conjuntos foram utilizados para determinar σ_{tot} , dando um efeito de serrilhado no comportamento de σ_{tot} em relação ao momento. Foi determinado que para $-t = 0.02 (\text{GeV})^2$, que está sempre dentro das dimensões dos contadores utilizados, a seção de choque parcial σ é essencialmente independente dos contadores utilizados para determiná-la.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{\pi^+p}$ (mb)	$\sigma_{tot}^{\pi^-p}$ (mb)
3.49	26.2 ± 0.2	28.5 ± 0.3
3.99	25.1 ± 0.2	27.5 ± 0.3
4.43	24.8 ± 0.2	26.5 ± 0.3
4.84	24.2 ± 0.2	25.9 ± 0.3
5.21	23.9 ± 0.2	25.4 ± 0.3
5.56	23.4 ± 0.2	25.1 ± 0.3
5.89	23.5 ± 0.2	25.0 ± 0.3
6.20	23.4 ± 0.2	24.8 ± 0.3

Tabela 1.3: *Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^\pm p}$.*

Para encontrar o valor de $\alpha_0 (= \sigma_{tot})$ em cada p_l , os valores médios dos coeficientes α_1, α_2 e σ (0.02) para os diferentes conjuntos de contadores usados, são então substituídos de volta na Eq.(1.41), resolvida para α_0 . Os resultados são dados na Tabela 1.3, Tabela 1.4, Tabela 1.5 e Tabela 1.6, onde utilizamos para a conversão $p_l \rightarrow \sqrt{s}$, Eq.(1.14), as massas dadas na Tabela 1.1:

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{K^+p}$ (mb)	$\sigma_{tot}^{K^-p}$ (mb)
3.52	17.0 ± 0.1	24.0 ± 0.3
4.02	17.3 ± 0.1	23.6 ± 0.2
4.46	17.3 ± 0.1	22.5 ± 0.2
4.86	17.3 ± 0.1	21.6 ± 0.2
5.23	17.4 ± 0.1	21.5 ± 0.2
5.58	17.0 ± 0.1	21.3 ± 0.4
5.91	17.1 ± 0.1	21.0 ± 0.8
6.22	17.5 ± 0.1	22.4 ± 4.6

Tabela 1.4: *Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^\pm p}$.*

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot}^{pp} (mb)	$\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$ (mb)
3.63	40.6 ± 0.6	59.3 ± 1.1
4.11	40.0 ± 0.6	56.4 ± 0.8
4.54	39.9 ± 0.6	...
4.93	39.4 ± 0.6	51.7 ± 0.8
5.30	39.1 ± 0.6	50.7 ± 0.9
5.64	38.7 ± 0.6	49.2 ± 0.8
5.96	38.7 ± 0.6	50.3 ± 3.6
6.27	38.4 ± 0.6	...
6.56	38.3 ± 0.6	...

Tabela 1.5: Dados experimentais de σ_{tot}^{pp} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot}^{pn} (mb)	$\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$ (mb)
3.63	42.6 ± 1.7	59.5 ± 4.0
4.11	41.8 ± 1.7	57.3 ± 3.9
4.54	41.5 ± 1.7	...
4.93	40.4 ± 1.7	53.8 ± 3.7
5.30	40.2 ± 1.7	53.4 ± 3.7
5.64	40.2 ± 1.7	52.7 ± 3.7
5.96	39.2 ± 1.7	44.4 ± 9.0
6.27	38.7 ± 1.7	...
6.56	38.2 ± 1.7	...

Tabela 1.6: Dados experimentais de σ_{tot}^{pn} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$.

Além das correções anteriores, considera-se também:

1. *Decaimento de partículas instáveis.* Devido à perda de energia, teremos diferenças entre alvo cheio e vazio, na fração de mésons K decaindo em múons. Esse efeito é maior para káons com baixos momentos; a 6 GeV/c o efeito produz mudança de 1 % em $\sigma_{tot}^{K^{\pm}p}$. Acima de 8 GeV/c é desprezível.

2. *Contaminação do feixe.* Para grandes valores de momento há dificuldades em separar píons e káons no feixe incidente; conseqüentemente os feixes de káons sempre terão uma pequena quantidade de píons, cuja influência é desprezível quando comparada ao erro final nas medidas de σ_{tot}^{hp} .
3. *Espalhamento Coulombiano múltiplo nos alvos.* Devido ao grande intervalo de momento, é importante considerar o efeito do espalhamento coulombiano múltiplo nos pequenos contadores em determinados valores de momento. A correção de Coulomb é algo incerto de se fazer, devido à incerteza na forma do feixe; conseqüentemente é melhor excluir os contadores afetados. O aparecimento do efeito coulomb nos menores contadores é facilmente reconhecido, em claro contraste com a diminuta contribuição desse efeito à seção de choque parcial em $-t = 0.02$ (GeV/c)².

Para calcular as seções de choque partícula-neutron, σ_{tot}^{hn} , é necessário aplicar o modelo de Glauber para correções de "screening", escrito originalmente como:

$$\sigma_{tot}^{hd} = \sigma_{tot}^{hn} + \sigma_{tot}^{hp} + \frac{\langle r^{-2} \rangle}{4\pi} \left[\left(\frac{4\pi}{K} \right)^2 \text{Re}f_{hn}(0) \text{Re}f_{hp}(0) - \sigma_{tot}^{hn} \sigma_{tot}^{hp} \right] \quad (1.42)$$

onde $\text{Re}f_{hn}(0)$ é a parte real da amplitude de espalhamento para frente, da partícula sobre o neutron, $\text{Re}f_{hp}(0)$ é a parte real para o espalhamento sobre o próton, $\langle r^{-2} \rangle$ é um parâmetro representando a média do inverso do quadrado da separação dos nucleons no deutério.

Evidências experimentais sugerem que as partes reais de amplitude de espalhamento para frente, se ocorrem, são pequenas. A fim de calcular a seção de choque do neutron, assumimos que os produtos das partes reais para todas as partículas são suficientemente pequenos, para serem considerados nulos, dando uma expressão para a seção de choque partícula-neutron na forma

$$\sigma_{tot}^{hn} = \frac{\sigma_{tot}^{hd} - \sigma_{tot}^{hp}}{1 - (4\pi)^{-1} \langle r^{-2} \rangle \sigma_{tot}^{hp}} \quad (1.43)$$

O valor do parâmetro $\langle r^{-2} \rangle$ pode ser determinado a partir das medidas de seção de choque dos píons sobre hidrogênio e deutério.

Devido à simetria de carga, podemos escrever

$$\langle r^{-2} \rangle = \frac{4\pi \left(\sigma_{tot}^{\pi^+p} + \sigma_{tot}^{\pi^-p} - \sigma_{tot}^{\pi^+d} \right)}{\sigma_{tot}^{\pi^+p} \sigma_{tot}^{\pi^-p}}, \quad (1.44)$$

o que fornece o valor $\langle r^{-2} \rangle = 0.042 \pm 0.003 \text{ mb}^{-1}$. A forma do modelo de Glauber acima, pressupõe que o alcance da força partícula-neutron é pequena em comparação com a separação neutron-próton no deutério.

Para finalizar a nossa discussão sobre esse experimento, observamos que o limite de precisão na determinação de σ_{tot}^{hn} em experimentos de diferença D_2-H_2 é dado por dois fatores: 1) A validade geral do modelo de Glauber e 2) A precisão com que podemos determinar $\langle r^{-2} \rangle$ para a correção dos dados de píons.

1.3.2 K. J. Foley et al., [7].

Também realizado no "Brokhaven National Laboratory", esse experimento é uma extensão natural, com aumento de precisão, das medidas de seção de choque de píons do experimento anterior [6]. Foram medidas $\sigma_{tot}^{\pi^-p}$ de 8 a 29 GeV/c e $\sigma_{tot}^{\pi^+p}$ de 8 a 22 GeV/c, utilizando métodos que permitiram uma precisão, em valores absolutos, de 0.3 % quando no caso anterior era de $\sim 1\%$.

A densidade do hidrogênio líquido no alvo, fator determinante para a confiabilidade dos resultados, foi mantida constante dentro de uma margem de 0.03 %. Todo o tratamento de dados e o sistema de computação são os mesmos de [6]. A forma da extrapolação, em relação ao experimento anterior, foi alterada para

$$\sigma_{tot}(t) = \sigma(0) + Ae^{bt} \quad (1.45)$$

e os melhores ajustes ocorreram para $|t|=0.005 \text{ (GeV)}^2$. Foram feitas tentativas de extrapolações através de polinômios cúbicos, que não resultaram em χ^2 melhores.

A contribuição total da extrapolação foi de apenas 2 % da seção de choque total, e a seção de choque total não se mostrou sensível à grandes variações

no mínimo de corte de $-|t|$. Assim, esse procedimento experimental virtualmente eliminou o erro da extrapolação, que era a fonte de erro predominante nas investigações anteriores.

Foram feitas correções para espalhamento múltiplo e contaminação do feixe por múons. A contaminação por (3 - 5 %) foi medida antes e depois da extração dos valores de σ_{tot} , e a incerteza foi determinada dentro da margem de 0.1 %. A contaminação por elétrons foi medida, e é menor que 0.1 % e, portanto, pode ser desprezada.

Para evitar efeitos acidentais, todos os eventos em que mais de um contador era atingido, foram eletronicamente vetados dentro de um erro estatístico de 0.2 %. Os resultados são dados na Tabela 1.7 e na Tabela 1.8

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{\pi^-p}$ (mb)
3.84	27.755 \pm 0.089
3.89	27.671 \pm 0.089
4.39	26.871 \pm 0.084
4.84	26.273 \pm 0.083
5.24	25.915 \pm 0.081
5.43	25.799 \pm 0.082
5.61	25.642 \pm 0.081
5.78	25.509 \pm 0.081
5.94	25.327 \pm 0.084
6.00	25.344 \pm 0.081
6.08	25.308 \pm 0.081
6.22	25.150 \pm 0.082
6.51	25.064 \pm 0.079
6.81	24.955 \pm 0.082
7.07	24.822 \pm 0.079
7.40	24.744 \pm 0.083

Tabela 1.7: Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^-p}$.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{\pi^+p}$ (mb)
3.92	25.564 ± 0.084
4.40	24.921 ± 0.079
4.82	24.517 ± 0.078
5.22	24.187 ± 0.081
5.55	24.025 ± 0.076
5.89	23.805 ± 0.081
6.24	23.731 ± 0.079
6.51	23.422 ± 0.098

Tabela 1.8: *Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^+p}$.*

Os erros mostrados nas Tabelas 1.7 e 1.8 são principalmente sistemáticos, e foram obtidos compondo as incertezas nas correções para espalhamento πe , variações de eficiência, contaminação por múons, acidentes (contadores), efeito Coulomb, incertezas nos valores de t e as estatísticas de contagem ($\sim 0.1\%$).

A composição das incertezas é justificável, já que os efeitos são de magnitudes comparáveis e não relacionados. Embora, como se vê nas tabelas, os resultados sejam sistematicamente maiores que os valores de [6], não se deve considerar a diferença como sendo significativa, já que os erros são principalmente sistemáticos e em quase todos os casos se sobrepõem.

1.3.3 S. P. Denisov et al., [8].

Realizado no "Institute for High Energy Physics" (Serpukhov), esse experimento efetuou medidas de seções de choque totais para π^-p , K^-p e $\bar{p}p$ contra alvo de H_2 , entre $20 \text{ GeV}/c \leq p_l \leq 65 \text{ GeV}/c$. A precisão estatística varia de 0.3 % a 0.6 % e erro sistemático de ≈ 0.4 %.

A densidade de H_2 líquido no alvo foi mantida constante em uma margem de ~ 0.1 % e como nos experimentos anteriores, foi utilizado um alvo com mesmo desenho, mantido sob vácuo a fim de controlar a atenuação dos feixes.

Uma série de experimentos de controle foi realizada antes das medidas. Para checar a identidade do alvo de H_2 e do alvo evacuado, foram feitas

comparações através do feixe de π^- para 35 GeV/c e 40 GeV. A correção correspondente na seção de choque total ficou em torno de 0.15 %.

As correções, levando em conta o espalhamento das partículas pelo material ao longo do caminho do feixe, foram efetuadas antes e depois do alvo. O procedimento experimental para obter a seção de choque total consiste na definição da seção de choque parcial $\sigma(t)$, medida pelos contadores de transmissão, da mesma forma que aparece na Eq.(1.39).

Para definir a seção de choque total σ_{tot} , a seção de choque parcial $\sigma(t)$ é extrapolada para valores de $t = 0$, e nesse experimento a extrapolação tem a forma

$$\sigma(t) = \sigma_{tot}e^{(at+bt^2)}. \quad (1.46)$$

Na extrapolação foi utilizada a seção de choque parcial medida em $0.015 (\text{GeV}/c)^2 \leq t \leq 0.059 (\text{GeV}/c)^2$.

A seção de choque dos píons foi corrigida considerando-se a contaminação do feixe por múons. Medidas de controle, quando os contadores são colocados em coincidência e anticoincidência com os contadores de transmissão, provaram que os procedimentos para avaliação do fluxo de múons estão corretos com uma precisão de 10 %. As correções medidas para os múons crescem de 1 % em $p_l = 65 \text{ GeV}/c$ à 5.9 % em $p_l = 6.65 \text{ GeV}/c$. Para os káons K^- as correções de múons podem ser desprezadas.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{\pi^-p}$ (mb)
6.38	25.22 ± 0.48
6.64	24.94 ± 0.48
6.91	24.79 ± 0.47
7.25	24.84 ± 0.47
7.56	24.78 ± 0.48
7.71	24.56 ± 0.51
7.98	24.41 ± 0.47
8.44	24.28 ± 0.47
8.71	24.36 ± 0.47
8.98	24.23 ± 0.47
9.24	24.37 ± 0.47
9.49	24.31 ± 0.47
9.73	24.30 ± 0.48
9.97	24.23 ± 0.47
10.20	24.29 ± 0.47
10.43	24.20 ± 0.47
10.65	24.20 ± 0.47
10.87	24.33 ± 0.47
11.08	24.26 ± 0.47

Tabela 1.9: *Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^-p}$.*

As Tabelas 1.9, 1.10 e 1.11 apresentam os resultados desse experimento. Os erros estatísticos incluem as correções para múons. Os erros sistemáticos são devidos à incerteza sobre o número de núcleos no alvo de H_2 por cm^2 ($\sim 0.15\%$), à incerteza no procedimento de extrapolação ($\sim 0.25\%$), efeitos randômicos, ligados à saturação dos contadores e da eletrônica ($\sim 0.1\%$), espalhamento de partículas do feixe pelo material no caminho ($\sim 0.15\%$). O erro global da seção de choque total, medida em $20 \text{ GeV}/c \leq p_t \leq 65 \text{ GeV}/c$ é $\sim 0.5\%$ para píons, $\sim 0.6\%$ para káons e $\sim 0.8\%$ para antiprótons.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{K^-p}$ (mb)
6.37	21.09 ± 0.50
6.65	20.89 ± 0.49
6.93	20.81 ± 0.48
7.26	20.72 ± 0.48
7.76	20.50 ± 0.49
8.00	20.55 ± 0.48
8.23	20.43 ± 0.48
8.45	20.39 ± 0.48
8.73	20.49 ± 0.48
8.99	20.35 ± 0.48
9.25	20.45 ± 0.48
9.50	20.45 ± 0.48
9.74	20.40 ± 0.48
9.98	20.32 ± 0.50
10.21	20.32 ± 0.56

Tabela 1.10: *Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^-p}$.*

Os valores da seção de choque não contêm correções resultantes do espalhamento coulombiano e da interferência Coulomb-nuclear. Essas pequenas correções não foram incluídas nos valores medidos de σ_{tot} porque são baseadas em valores de ρ (razão entre a parte real e imaginária da amplitude de espalhamento para frente), calculadas via modelos, já que na época desse experimento não havia dados de ρ para $p_t > 30$ GeV/c.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot}^{pp} (mb)
6.70	47.4 ± 0.53
7.30	46.3 ± 0.53
7.74	46.1 ± 0.53
8.04	45.6 ± 0.53
8.21	44.6 ± 0.53
8.49	44.7 ± 0.53
8.76	44.0 ± 0.53
9.03	44.5 ± 0.53
9.53	44.1 ± 0.53

Tabela 1.11: *Dados experimentais de σ_{tot}^{pp} .*

Por comparação com os experimentos anteriores [6], [7], é possível verificar a concordância entre os dados de baixa energia.

1.3.4 S. P. Denisov et al., [9].

Esse experimento é uma complementação das medidas anteriores [8], e forneceu as seções de choque totais para π^+p , K^+p e pp contra alvos de H_2 e D_2 no intervalo de $15 \text{ GeV}/c \leq p_l \leq 60 \text{ GeV}/c$. É deduzida, também a σ_{tot}^{pn} , aplicando o modelo de Glauber como no experimento [6].

As correções aplicadas às medidas são as mesmas do experimento anterior [8], e os resultados são dados nas Tabelas 1.12, 1.13, 1.14 e 1.15.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot}^{pp} (mb)
5.47	39.29 ± 0.52
6.27	39.06 ± 0.52
6.98	38.80 ± 0.52
7.62	38.52 ± 0.52
8.21	38.49 ± 0.52
8.76	38.50 ± 0.52
9.28	38.45 ± 0.52
9.78	38.46 ± 0.52
10.24	38.43 ± 0.52
10.69	38.44 ± 0.52

Tabela 1.12: Dados experimentais de σ_{tot}^{pp} .

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{\pi^+p}$ (mb)
5.39	24.08 ± 0.62
6.20	23.52 ± 0.62
6.91	23.42 ± 0.61
7.56	23.32 ± 0.61
8.16	23.06 ± 0.61
8.71	23.08 ± 0.61
9.24	23.14 ± 0.62
9.73	23.11 ± 0.62
10.20	23.14 ± 0.62
10.65	23.33 ± 0.70

Tabela 1.13: Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^+p}$.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{K^+p}$ (mb)
5.41	17.31 ± 0.53
6.22	17.42 ± 0.56
6.93	17.68 ± 0.50
7.58	17.72 ± 0.50
8.17	17.80 ± 0.50
8.73	18.05 ± 0.53
9.25	17.88 ± 0.52
9.74	18.37 ± 0.51
10.21	18.17 ± 0.54

Tabela 1.14: Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^+p}$.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot}^{pn} (mb)
5.47	39.68 ± 1.97
6.27	39.06 ± 1.97
6.97	38.79 ± 2.00
7.62	38.84 ± 1.95
8.21	38.58 ± 2.04
8.76	38.65 ± 1.95
9.28	38.28 ± 1.95
9.78	38.50 ± 2.03
10.24	38.35 ± 2.02
10.69	38.51 ± 1.99

Tabela 1.15: Dados experimentais de σ_{tot}^{pn} .

1.3.5 S. P. Denisov et al., [10].

Com as melhorias naturais no sistema de detecção, e a inclusão das correções para o espalhamento coulombiano e a interferência Coulomb-nuclear, baseadas em valores de ρ calculados via modelos de pólos de Regge, as medidas anteriores para π^-p , K^-p e $\bar{p}p$, realizadas em Serpukhov, sofreram algumas

alterações. Os resultados compatíveis com [8] são dados nas Tabelas 1.16, 1.17, 1.18 e 1.19:

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{\pi^-p}$ (mb)
5.39	25.84 ± 0.48
6.20	25.13 ± 0.47
6.91	24.79 ± 0.47
7.56	24.56 ± 0.47
8.16	24.39 ± 0.47
8.71	24.33 ± 0.47
9.24	24.27 ± 0.47
9.73	24.25 ± 0.47
10.20	24.48 ± 0.48
10.65	24.23 ± 0.49
11.08	24.40 ± 0.56

Tabela 1.16: *Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^-p}$.*

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{K^-p}$ (mb)
5.41	21.60 ± 0.60
6.22	21.02 ± 0.55
6.93	20.72 ± 0.52
7.58	20.84 ± 0.52
8.17	20.43 ± 0.52
8.73	20.59 ± 0.52
9.25	20.57 ± 0.52
9.74	20.48 ± 0.52
10.21	20.49 ± 0.57

Tabela 1.17: *Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^-p}$.*

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$ (mb)
5.47	51.0 ± 1.2
6.27	48.2 ± 0.9
6.98	47.0 ± 0.8
7.62	45.6 ± 0.8
8.21	45.3 ± 0.9
8.76	45.0 ± 0.9
9.28	44.4 ± 1.2
9.78	43.1 ± 1.3

Tabela 1.18: Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot}^{pn} (mb)	$\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$ (mb)
5.47	38.67 ± 2.05	46.9 ± 2.9
6.27	38.38 ± 2.05	46.2 ± 2.5
6.97	38.06 ± 2.05	45.5 ± 2.5
7.62	38.21 ± 2.05	45.0 ± 2.5
8.21	38.07 ± 2.05	44.1 ± 2.5
8.76	38.10 ± 2.05	42.3 ± 2.5
9.28	37.95 ± 2.05	43.7 ± 2.9
9.78	38.26 ± 2.05	42.5 ± 3.0
10.24	38.20 ± 2.05	...
10.69	38.46 ± 2.05	...
11.12	38.26 ± 2.05	...

Tabela 1.19: Dados experimentais de σ_{tot}^{pn} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$.

1.3.6 A. S. Carrol et al., [11].

Realizada no "Fermi National Accelerator Laboratory" (Fermilab), essa série de experimentos efetuou medidas das seções de choque para pp , $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ e deduziu as seções de choque np e $\bar{p}n$ em experiências de alvo fixo (H_2 e D_2); no intervalo de $23 \text{ GeV}/c \leq p_l \leq 370 \text{ GeV}/c$.

Partindo da mesma idéia dos experimentos anteriores, três alvos estiveram presentes: H_2 , D_2 e vácuo. A contaminação por qualquer partícula indesejada esteve sempre menor que 1%, até se tornar desprezível para grandes valores de p_l . As variações de densidade no hidrogênio e deutério foi menor que 0.07% durante todo o experimento.

Todos os dados foram corrigidos para espalhamento coulombiano ($< 0.1\%$) e para interferência coulomb-nuclear ($< 0.3\%$); para as correções desses efeitos no caso dos neutrons, é suposto que o ρ de neutron é o mesmo dos prótons¹⁰.

A extrapolação para $t = 0$ da seção de choque parcial tem a forma

$$\sigma(t) = \sigma_{tot} e^{(at+bt^2+ct^3)}, \quad (1.47)$$

o termo ct^3 é relevante para diminuição do χ^2 , apenas para as seções de choque de π^\pm e K^+ ; nos outros casos $c = 0$.

O intervalo de t , na extrapolação é $0.016 \text{ (GeV/c)}^2 \leq |t| \leq 0.062 \text{ (GeV/c)}^2$. Os erros causados pela incerteza sobre a forma da extrapolação, na densidade de H_2 e D_2 e as contaminações são estimadas em $\sim 0.5\%$ para prótons, $\sim 1.5\%$ para neutrons, $\sim 0.5\%$ para píons e káons. Os resultados são dados nas Tabelas 1.20, 1.21, 1.22 e 1.23

¹⁰Ao contrário dos experimentos anteriores, foram incluídas as correções baseadas em cálculos de modelos teóricos

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot}^{pp} (mb)	$\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$ (mb)
9.78	38.14 ± 0.57	43.86 ± 0.61
9.78	38.20 ± 0.55	43.93 ± 0.10
11.54	38.28 ± 0.54	43.05 ± 0.06
13.76	38.46 ± 0.54	42.12 ± 0.08
13.76	38.39 ± 0.56	42.04 ± 0.59
15.06	38.58 ± 0.54	41.70 ± 0.15
16.83	38.69 ± 0.54	41.79 ± 0.17
16.83	38.62 ± 0.56	41.72 ± 0.68
17.91	38.83 ± 0.54	41.69 ± 0.15
19.41	38.98 ± 0.54	41.51 ± 0.15
19.42	38.90 ± 0.56	41.54 ± 0.79
19.42	38.97 ± 0.54	41.44 ± 0.18
21.26	39.21 ± 0.54	...
21.26	39.24 ± 0.54	41.90 ± 0.20
22.96	39.38 ± 0.54	...
22.98	39.42 ± 0.54	41.91 ± 0.21
24.15	39.59 ± 0.56	...
26.38	39.77 ± 0.56	...

Tabela 1.20: *Dados experimentais de σ_{tot}^{pp} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$.*

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{\pi^+p}$ (mb)	$\sigma_{tot}^{\pi^-p}$ (mb)
6.64	23.71 ± 0.56	25.01 ± 0.56
8.15	23.21 ± 0.54	24.37 ± 0.54
9.73	23.11 ± 0.56	24.06 ± 0.56
11.49	23.22 ± 0.56	24.00 ± 0.56
13.73	23.33 ± 0.56	24.00 ± 0.56
13.73	23.29 ± 0.56	23.96 ± 0.57
15.03	23.42 ± 0.54	24.06 ± 0.54
16.80	23.50 ± 0.54	24.11 ± 0.54
16.80	23.46 ± 0.56	24.07 ± 0.56
17.88	23.68 ± 0.55	24.21 ± 0.54
19.39	23.84 ± 0.56	24.33 ± 0.54
19.39	23.73 ± 0.59	24.28 ± 0.56
19.39	23.78 ± 0.54	24.34 ± 0.54
21.24	24.12 ± 0.57	24.58 ± 0.54
21.24	24.10 ± 0.57	24.61 ± 0.54
22.94	...	24.67 ± 0.58
22.94	24.43 ± 0.60	24.78 ± 0.56
24.13	24.50 ± 0.60	24.90 ± 0.58
25.27	24.62 ± 0.64	25.08 ± 0.58
26.36	...	25.25 ± 0.59

Tabela 1.21: Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{\pi^+p}$ e $\sigma_{tot}^{\pi^-p}$.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_{tot}^{K^+p}$ (mb)	$\sigma_{tot}^{K^-p}$ (mb)
8.17	17.82 ± 0.59	20.54 ± 0.62
9.74	18.03 ± 0.59	20.25 ± 0.61
9.74	18.06 ± 0.59	20.30 ± 0.60
11.51	18.52 ± 0.58	20.38 ± 0.55
13.74	18.88 ± 0.57	20.45 ± 0.56
13.74	18.85 ± 0.58	20.41 ± 0.58
15.04	19.14 ± 0.57	20.59 ± 0.56
16.81	19.36 ± 0.57	20.60 ± 0.57
16.81	19.33 ± 0.58	20.57 ± 0.59
16.81	19.36 ± 0.57	20.60 ± 0.57
17.89	19.64 ± 0.56	20.65 ± 0.56
19.40	19.90 ± 0.61	20.76 ± 0.55
19.40	19.84 ± 0.60	20.84 ± 0.59
19.40	19.91 ± 0.61	20.79 ± 0.55
21.24	20.22 ± 0.56	21.30 ± 0.57
21.25	20.28 ± 0.57	21.02 ± 0.62
22.94	20.45 ± 0.57	21.32 ± 0.58
22.94	20.64 ± 0.90	...

Tabela 1.22: Dados experimentais de $\sigma_{tot}^{K^+p}$ e $\sigma_{tot}^{K^-p}$.

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot}^{pn} (mb)	$\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$ (mb)
6.70	38.52 ± 1.58	...
8.21	39.15 ± 1.60	45.64 ± 1.71
9.78	38.96 ± 1.59	43.88 ± 1.71
9.78	38.86 ± 1.66	43.69 ± 1.80
11.53	38.95 ± 1.57	43.18 ± 1.64
13.76	38.96 ± 1.57	42.26 ± 1.66
15.06	38.02 ± 1.57	42.54 ± 1.77
16.83	39.07 ± 1.57	41.44 ± 1.83
16.83	39.02 ± 1.64	41.32 ± 1.94
17.90	39.18 ± 1.56	41.69 ± 1.83
19.42	39.32 ± 1.57	41.51 ± 1.84
19.42	39.18 ± 1.64	42.09 ± 2.21
19.42	39.27 ± 1.55	41.62 ± 1.73
21.26	39.50 ± 1.57	...
21.26	39.50 ± 1.56	41.39 ± 1.84
22.96	39.52 ± 1.57	...
22.96	39.53 ± 1.55	41.30 ± 1.88
24.15	39.75 ± 1.57	...
25.29	39.72 ± 1.60	...
26.38	40.01 ± 1.58	...

Tabela 1.23: Dados experimentais de σ_{tot}^{pn} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}n}$.

O comportamento dos dados de seção de choque, σ_{tot}^{hp} , extraídos dos experimentos [6, 7, 8, 9, 10, 11] pode ser visto nas Figuras 1.5, 1.6, 1.7 e 1.8.

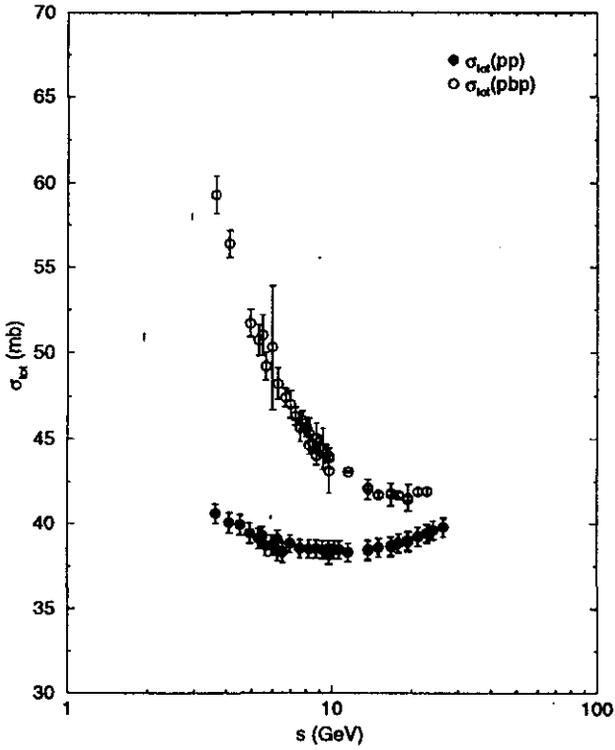


Figura 1.5: Dados experimentais de seção de choque para prótons e antiprótons, $\sigma_{tot}^{p\bar{p}}$ e σ_{tot}^{pp} .

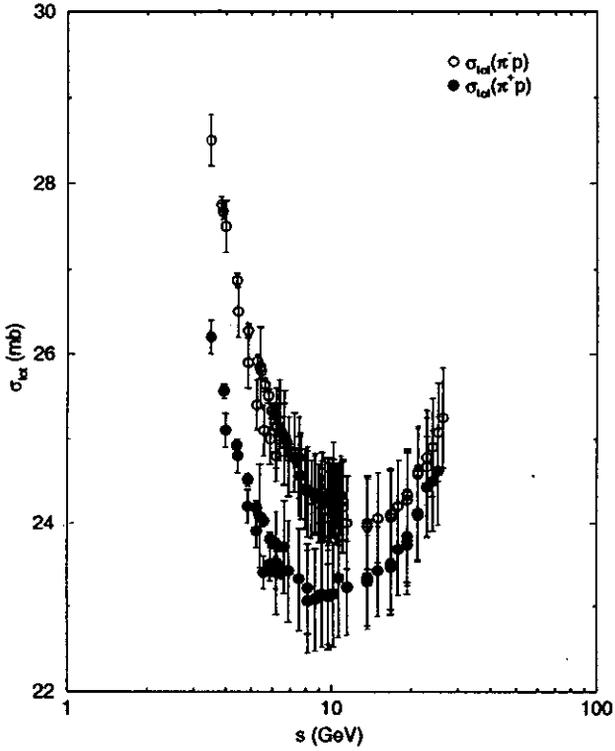


Figura 1.6: Dados experimentais de seção de choque para pions, $\sigma_{tot}^{\pi^{\pm}p}$.

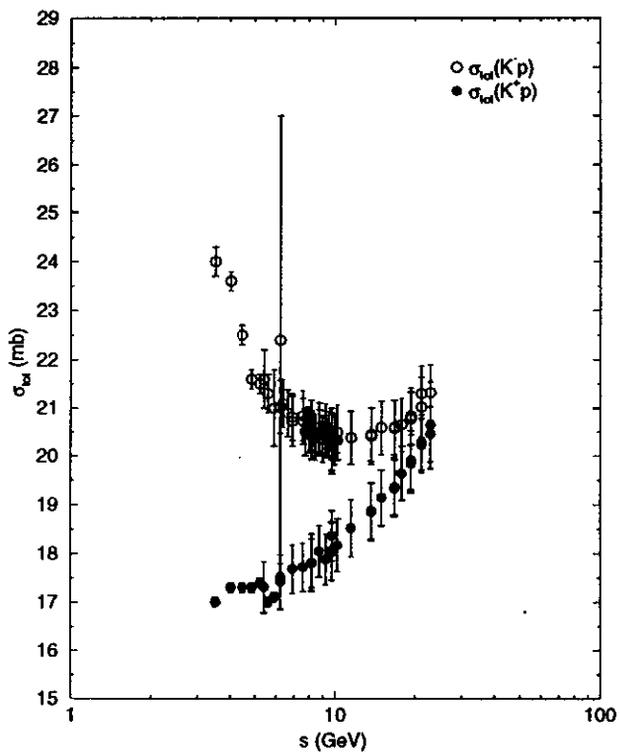


Figura 1.7: Dados experimentais de seção de choque para káons, $\sigma_{tot}^{K^\pm p}$.

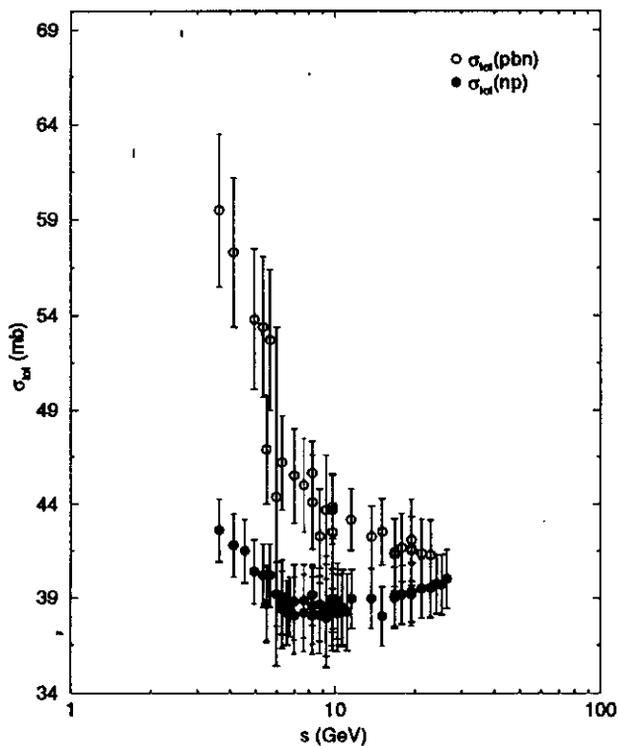


Figura 1.8: Dados experimentais de seção de choque para nêutrons, σ_{tot}^{pn} e σ_{tot}^{np} .

Capítulo 2

Pólos de Regge e Universalidade

2.1 Introdução

A universalidade significa, aqui, que a seção de choque total hadrônica pode ser decomposta em uma combinação linear de dois termos dominantes nas reações hadrônicas em altas energias: um termo de pomeron e um termo de reggeon.

A idéia de decomposição foi utilizada por Donnachie & Landshoff [3], admitindo um comportamento com a energia no centro de massa para σ^P e σ^R , como estabelecido pela teoria de Pólos de Regge [12].

Nessa teoria, as seções de choque de pomeron e de reggeon têm uma dependência com s na forma

$$\begin{aligned}\sigma^P &\sim s^\epsilon \\ \sigma^R &\sim s^{-\eta}.\end{aligned}$$

Os ajustes (de Regge), na notação de [3], têm a forma

$$\sigma_{tot} = Xs^\epsilon + Ys^{-\eta}, \quad (2.1)$$

onde o primeiro termo é identificado como troca de pomeron entre hp e o segundo como troca de ressonâncias ρ , ω , f e a ; o segundo termo chamamos genericamente de termo de Reggeon. A Eq.(2.1) é idêntica à Eq.(1.38), a

não ser pelo fato de que, na Eq.(1.38) não estamos propondo qualquer tipo de comportamento para $\sigma^P(\equiv s^\epsilon)$ e $\sigma^R(\equiv s^{-\eta})$, em função de s ; da mesma maneira, por comparação, $X \equiv P_{hp}$ e $Y \equiv R_{hp}$. Esse tipo de ajuste têm validade para $\sqrt{s} \geq 5$ GeV.

Como o pomeron carrega os números quânticos do vácuo, seu acoplamento é o mesmo para a partícula h e antipartícula \bar{h} . O que significa que os valores do parâmetro X devem ser os mesmos para σ_{tot}^{hp} e $\sigma_{tot}^{\bar{h}p}$.

Os parâmetros ϵ e η são potências efetivas na Eq.(2.1): variam lentamente com s . Os dados experimentais indicam que essa variação é realmente muito lenta, e ambos serão tratados como constantes.

2.2 Os Ajustes

Devido ao maior número de dados para pp e $\bar{p}p$ ¹, essas foram as primeiras reações a serem ajustadas; para $\sqrt{s} > 10$ GeV. No ajuste simultâneo exigiu-se que os valores de X , ϵ e η fossem os mesmos para ambas as reações. Isso forneceu

$$\epsilon = 0.0808, \eta = 0.4525 \quad (2.2)$$

e esses valores foram utilizados para todas as outras reações. Para cada par de reações hp e $\bar{h}p$ existem 3 novos parâmetros livres, com valores comuns de X para cada par.

Para as outras reações ($\pi^\pm p$, $K^\pm p$, pn e $\bar{p}n$) foi necessário utilizar dados de energia $\sqrt{s} \sim 5$ GeV, devido ao pequeno número de pontos disponíveis. Os valores obtidos para X e Y são dados na Tabela 2.1

¹Donnachie & Landshoff utilizaram um número de dados maiores que o mostrados em nossas tabelas; incluindo dados extraídos no CERN ("Centre Européen de la Recherche Nucléaire, $\sqrt{s} \sim 10^3$ GeV). Não utilizamos esses dados porque não existem medidas para $\sqrt{s} > 20$ GeV para as outras colisões hadrônicas.

Reação	X (mb)	Y (mb)
$\bar{p}p$	21.70	98.39
pp	21.70	56.08
π^-p	13.63	36.02
π^+p	13.63	27.56
K^-p	11.82	26.36
K^+p	11.82	8.15
$\bar{p}n$	21.70	92.71
pn	21.70	54.77

Tabela 2.1: Os valores de X e Y .

Os valores de X e Y são dados sem os erros, já que qualquer pequena modificação nos valores da Tabela 2.1, causam efeito significativo no χ^2 do ajuste, ou seja, os valores determinados são os que minimizam o χ^2 . Isso não significa, necessariamente, que os parâmetros estejam definidos com precisão, pois um mínimo de χ^2 , para um ajuste com 3 parâmetros livres, não é bem definido. A mudança de qualquer parâmetro pode ser automaticamente compensada por alterações em outros, de modo que o χ^2 não sofra efeitos significativos.

Além disso é preciso notar que o número e a qualidade dos dados experimentais não permitem que valores precisos de X e Y sejam tomados muito a sério. Aplicando a normalização sugerida pelo GAQM, para a reação $\bar{p}p$:

$$\sigma_{tot}^{\bar{p}p}(s) = 9\sigma^P(s) + 5\sigma^R(s), \quad (2.3)$$

com 9 possibilidades de interação quark-quark (qq) e 5 possibilidades de aniquilação quark-antiquark ($q\bar{q}$). Para ilustrar essa normalização, escrevemos a reação $\bar{p}p$ no canal u Eq.(1.32), através do conteúdo de quarks para prótons e antiprótons, Tabela 1.1:

$$u_1u_2d_1 + u_3u_4d_2 \longrightarrow u_1u_2d_1 + u_3u_4d_2, \quad (2.4)$$

é fácil ver que há 9 possibilidades diferentes para a combinação dos quarks. Essa mesma reação escrita no canal s , é dada por

$$u_1u_2d_1 + \overline{u_3u_4d_2} \longrightarrow u_1u_2d_1 + \overline{u_3u_4d_2} \quad (2.5)$$

e as possibilidades de aniquilação $q\bar{q}$ são, claramente, 5.

Normalizando dessa maneira, os valores de X e Y podem ser comparados diretamente com os valores fornecidos pelo GAQM, na nossa notação, e já normalizando os parâmetros X e Y , Eq.(2.6) e Eq.(2.7), a Tabela 2.1 pode ser reescrita na forma dada na Tabela 2.2.

$$P_{hp} = \frac{9X_{hp}}{X_{\bar{p}p}} \quad (2.6)$$

e

$$R_{hp} = \frac{5Y_{hp}}{Y_{\bar{p}p}} \quad (2.7)$$

Reação	P_{hp}	R_{hp}
$\bar{p}p$	9	5
pp	9	2.85
π^-p	5.65	1.83
π^+p	5.65	1.40
K^-p	4.90	1.34
K^+p	4.90	0.41
$\bar{p}n$	9	4.71
pn	9	2.78

Tabela 2.2: Valores de P_{hp} e R_{hp} a partir de X e Y normalizados.

2.3 Comentários Sobre os Ajustes

- Como as reações pp e $\bar{p}p$ contêm grande número de pontos, as medidas de $\bar{p}p$ no "CERN Collider" e no Tevatron ("Proton-Antiproton Storage Ring", Fermilab, $\sqrt{s} \sim 1800$ GeV), contribuem pouco para o χ^2 por grau de liberdade. A concordância da parametrização, Eq.(2.1), com os dados experimentais do CERN e Tevatron, é um sucesso definitivo desse tipo de decomposição para σ_{tot}^{hp} .
- A componente crescente Xs^ϵ está presente mesmo para energias mais baixas, $\sqrt{s} = 5$ GeV ou menos. Sua forma não é afetada pelo início de

novos processos de produção em altas energias, tais como os minijatos. Embora na energia do Tevatron ocorram grandes quantidades de minijatos, outros processos diminuem, de forma a compensar esse efeito. Assim, não há mudança significativa na taxa de crescimento de $\sigma_{tot}^{pp, \bar{p}p}$.

- O termo Xs^ϵ corresponde à troca de pomeron. Um pólo de Regge simples, com uma trajetória cuja intersecção é $\alpha(0)$, contribue com $s^{\alpha(0)-1}$. Nesse caso, o s^ϵ utilizado, tem ϵ um pouco menor que $\alpha(0) - 1$ porque esse termo inclui também o efeito de trocas de mais que um pomeron. As trocas múltiplas fazem com que ϵ diminua quando a energia aumenta, mesmo nesse caso, a experiência mostra que isso ocorre muito lentamente, e ϵ pode ser tratado como constante.

O efeito combinado de trocas múltiplas é certamente muito pequeno, caso contrário não seria possível ajustar todas as seções de choque com o mesmo parâmetro ϵ . O fato de ϵ ser quase constante evita as dificuldades com o limite de Froissart-Martin, já que nas atuais energias esse limite é de 10 barns acima dos valores medidos. Inclusive, o ajuste $21.7s^{0.0808}$ para a parte crescente de σ_{tot}^{hp} excede $(\pi/m_\pi) \log^2(s/s_0)$, para qualquer valor razoável da escala indeterminada s_0 , apenas para $\sqrt{s} > 10^{24}$ GeV. Ainda assim é preciso enfatizar que ϵ não é constante.

- A razão entre os coeficientes $X_{\pi p}$ e X_{pp} é 0.63; valor próximo de 2/3 da regra de adição de quarks. Essa propriedade teve um importante papel na fenomenologia do pomeron. A regra de soma de quarks não é exata, e precisa ser corrigida levando em conta os efeitos do raio hadrônico e, mais importante, deve ser corrigida ao considerarmos a possibilidade de trocas múltiplas de pomeron.
- O valor de X_{Kp} é menor que o $X_{\pi p}$, e não se sabe se isso é devido ao fato do acoplamento quark estranho(s)-pomeron ser de 75 % do acoplamento quark(u, d)-pomeron, ou ao fato de que o raio do káon é menor que o raio do pión. De qualquer modo, chama a atenção que a regra de soma de quarks funcione inclusive no caso dos hádrons que carregam estranheza.
- Quanto às ressonâncias ρ, ω, f e a ; uma trajetória de $\alpha(0)$ pode produzir um $\eta = 1 - \alpha(0)$, e chamamos a atenção de que o ajuste $Ys^{-\eta}$ leva em conta não apenas as ρ, ω, f e a , mas a troca dessas trajetórias

combinadas com uma ou mais trocas de pomeron. Essas trocas extras tendem a reduzir o valor efetivo de η .

- O fato de que todas as seções de choque medidas, crescem com a energia na mesma taxa s^ϵ impede que esse crescimento seja atribuído a alguma propriedade intrínseca dos hádrons envolvidos. Também parece não resolver a questão, a adoção de aproximações geométricas, com o hádron ficando maior ou mais escuro com o aumento da energia. *Ao que parece, esse crescimento é uma propriedade de algo que é trocado, o pomeron, e por isso o crescimento é universal.* Além disso o pomeron, aparentemente, tem existência real, tendo inclusive a sua função de estrutura medida pela colaboração UA8.
- Para finalizar essas observações, chamamos a atenção de que o problema mais fundamental da aplicação da teoria de pólos de Regge nos estudos de σ_{tot}^{hp} , é que as parametrizações do tipo Eq.(2.1) *não podem ser deduzidas da QCD.*

Capítulo 3

Somas de Quarks e Universalidade

3.1 Introdução

No modelo de somas de quarks (GAQM)[4] a universalidade tem origem em duas suposições:

- Assumimos que os hádrons são constituídos de quarks [16, 5].
- Consideramos que o processo de colisão entre hádrons, em altas energias ($\sqrt{s} > 5$ GeV), é constituído principalmente de espalhamentos simples de um quark de uma partícula pelo quark da outra partícula [5].

Essas suposições levam à duas consequências principais:

- A validade geral da contagem das possibilidades de interação quark-quark (qq), para a determinação do peso (P_{hp}) da componente de pomeron, e da contagem das possibilidades de aniquilação quark-antiquark ($q\bar{q}$) para obtenção do peso (R_{hp}) da componente de Reggeon das $\sigma_{hp}^{tot}(s)$.
- A seção de choque total é, em boa aproximação, proporcional ao número de quarks que constituem os hádrons envolvidos na colisão.

O nosso objetivo, aqui, é desenvolver essas suposições e suas consequências a fim de obtermos números, no contexto do GAQM, que possam ser confrontados com os dados experimentais.

A decomposição de $\sigma_{hp}^{tot}(s)$, utilizada aqui, é a da Eq.(1.38), isto é,

$$\sigma_{hp}^{tot}(s) = P_{hp}\sigma^P(s) + R_{hp}\sigma^R(s), \quad (3.1)$$

e como apontamos na Seção 2.1, no GAQM, não fazemos suposições sobre o comportamento de $\sigma^P(s)$ e $\sigma^R(s)$.

3.2 Cruzamento de Canais e Contagem de Quarks

O GAQM não contempla as possibilidades de reações no canal cruzado; então é preciso determinar de forma independente quando existe a possibilidade de aniquilação $q\bar{q}$ na reação cruzada.

Para isso recorreremos à Eq.(1.1), representando a reação no canal s , e à Eq.(1.32) representando a reação cruzada, no canal u . Para o caso pp , a reação escrita através do conteúdo de quarks (Tabela 1.1), teremos

$$u_1u_2d_1 + u_3u_4\bar{d}_2 \longrightarrow u_1u_2d_1 + u_3u_4d_2, \quad (3.2)$$

as possibilidades de interação qq são: $u_1u_3, u_1u_4, u_1d_2, u_2u_3, u_2u_4, u_2d_2, d_1u_3, d_1u_4$ e d_1d_2 , fornecendo $P_{pp} = 9$. Obviamente nesse canal não há possibilidade de aniquilação $q\bar{q}$. Passando à reação no canal u , teremos

$$u_1u_2d_1 + \overline{u_1u_2\bar{d}_1} \longrightarrow \overline{u_3u_4\bar{d}_2} + u_3u_4d_2, \quad (3.3)$$

e as possibilidades de aniquilação $q\bar{q}$ são: $u_1\bar{u}_1, u_1\bar{u}_2, u_2\bar{u}_1, u_2\bar{u}_2$ e $d_1\bar{d}_1$, fornecendo $R_{pp} = 5$.

Utilizando o mesmo procedimento para π^\pm, K^\pm e n , construímos a Tabela 3.1

Reação	P_{hp}	R_{hp}
$\bar{p}p$	9	5
pp	9	$5u$
π^-p	6	$2 + u$
π^+p	6	$1 + 2u$
K^-p	6	2
K^+p	6	$2u$
$\bar{p}n$	9	4
pn	9	$4u$

Tabela 3.1: Valores de P_{hp} e R_{hp} no GAQM.

O parâmetro u , que aparece na Tabela 3.1 não é fixado pelo GAQM, e mede a razão entre as partes imaginárias das amplitudes de aniquilação $q\bar{q}$ no canal u e no canal s , respectivamente. Em geral espera-se que $u < 1$, além disso, é preciso notar que as relações entre seções de choque são independentes do parâmetro u .

Capítulo 4

Testes de Universalidade

4.1 Introdução

Tendo obtido os pesos das componentes de Reggeon e Pomeron em ambos os modelos que nos serviram de referência, RPM e GAQM, passamos à construção de um método *independente de modelos* que nos permita testar os números obtidos para R_{hp} e P_{hp} .

A base desse teste está em considerar válida a hipótese de decomposição, e a partir disso, utilizar os dados experimentais de seção de choque para testar separadamente a componente de Reggeon e a componente de Pomeron.

Se os modelos baseados na teoria de pólos de Regge e na soma de quarks estiverem corretos, o teste experimental deve determinar valores de R_{hp} e P_{hp} , próximos aos conhecidos.

4.2 A Componente de Reggeon

A fim de testar a universalidade do termo de Reggeon, $\sigma^R(s)$, nosso ponto de partida é, novamente, a decomposição da seção de choque total em termos da seção de choque do Pomeron e do Reggeon:

$$\sigma_{hp}^{tot}(s) = P_{hp}\sigma^P(s) + R_{hp}\sigma^R(s). \quad (4.1)$$

Se considerarmos as diferenças positivas $\Delta\sigma_{hp}^{tot} = \sigma_{hp}^{tot} - \sigma_{hp}^{tot} > 0$, a parte correspondente ao Pomeron se cancela; já que o Pomeron carrega os números quânticos do vácuo e $P_{hp} \equiv P_{hp}$, restando somente

$$\Delta\sigma_{hp}^{tot} = \sigma_{\bar{h}p}^{tot} - \sigma_{hp}^{tot} = (R_{\bar{h}p} - R_{hp})\sigma^R. \quad (4.2)$$

Comparando os processos hp e $\bar{h}p$ com os processos pp e $\bar{p}p$, obtemos a seguinte relação linear

$$\Delta\sigma_{pp} = A_h \Delta\sigma_{hp}, \quad (4.3)$$

onde

$$A_h \equiv \frac{R_{\bar{p}p} - R_{pp}}{R_{\bar{h}p} - R_{hp}} \quad (4.4)$$

A_h é constante e $A_p = 1$. Então, a decomposição dada na Eq.(4.1) requer a relação linear na Eq.(4.3).

Utilizando os dados experimentais apresentados no Cap. 1, tomando somente os dados que correspondem aproximadamente à mesma energia, pode-se, via ajuste numérico determinar-se a constante A_h . Admitindo-se, ainda, que em altas energias as seções de choque total tendem ao mesmo valor, a reta que define a relação linear na Eq. (4.3) deve necessariamente passar pela origem. Essa condição foi imposta para efetuar os ajustes numéricos, como apresentados nas Figuras 4.1, 4.2 e 4.3.

Os valores obtidos para A_h nas reações πp , Kp e np estão na Tabela 4.1, em comparação com os valores obtidos utilizando os modelos RPM e GAQM. Os erros apresentados na Tabela 4.1 foram obtidos diretamente do MINUIT do CERN.

A_h	Exp.	RPM	GAQM
A_π	6.04 ± 0.24	5.00	5
A_K	2.52 ± 0.05	2.31	2.5
A_n	1.32 ± 0.05	1.11	1.25

Tabela 4.1: Valores do parâmetro A_h , $h = \pi, K, n$, para o RPM, GAQM em comparação com o valor experimental.

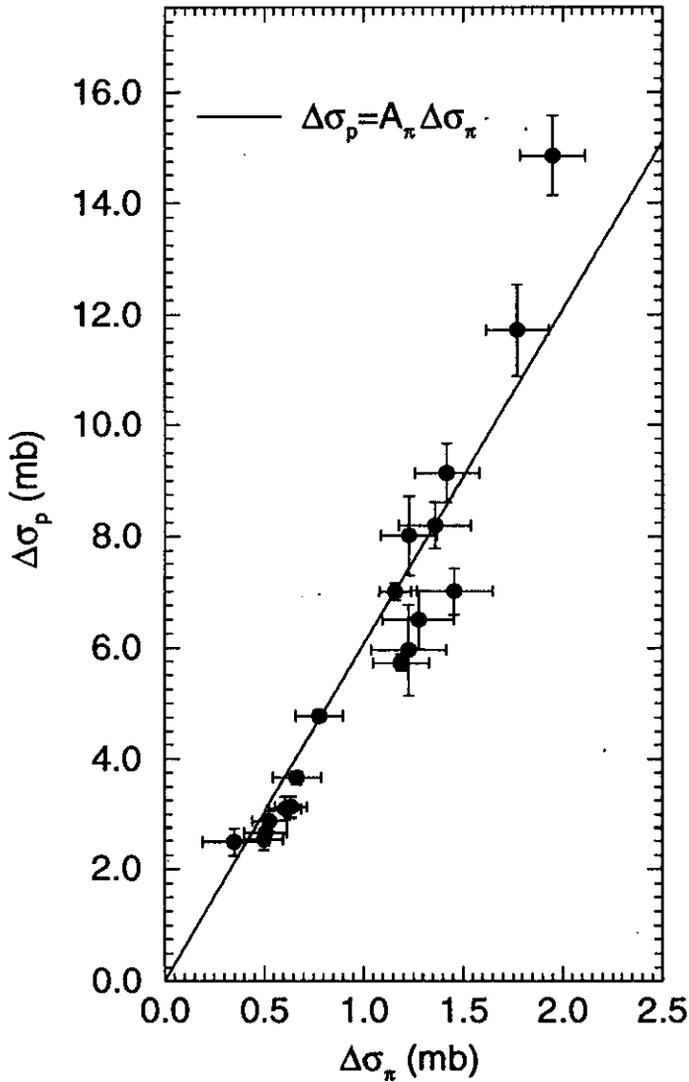


Figura 4.1: Relações de Universalidade para $pp \times \pi p$, componente de Reggeon.

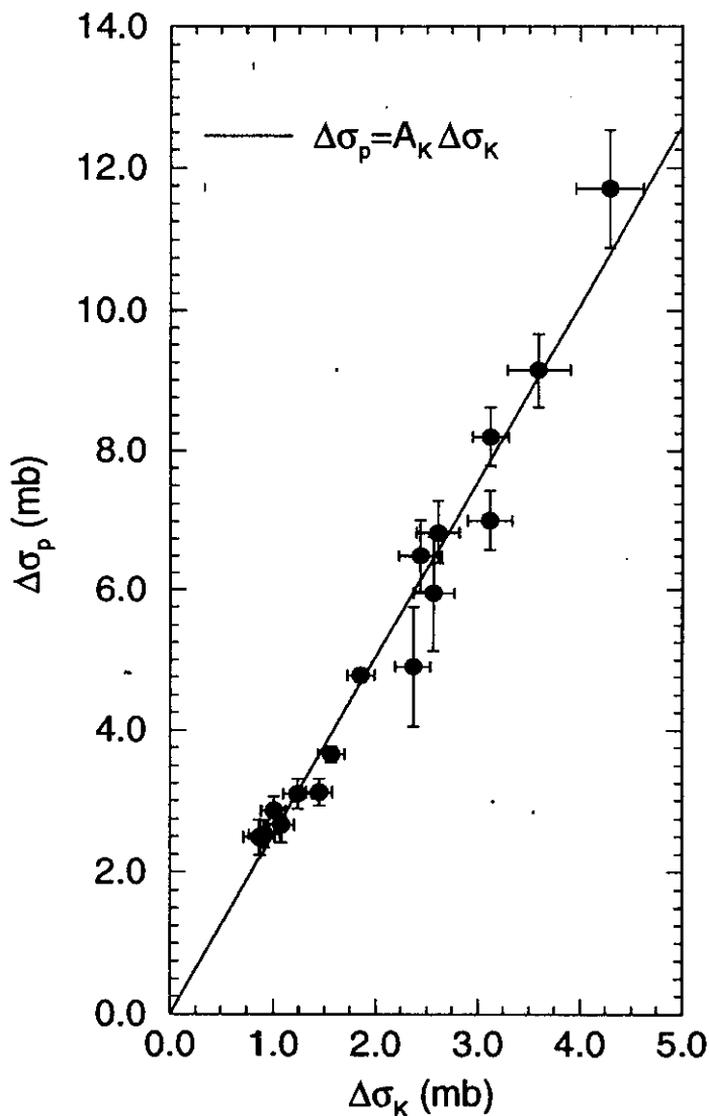


Figura 4.2: Relações de Universalidade para $pp \times Kp$, componente de Reggeon.

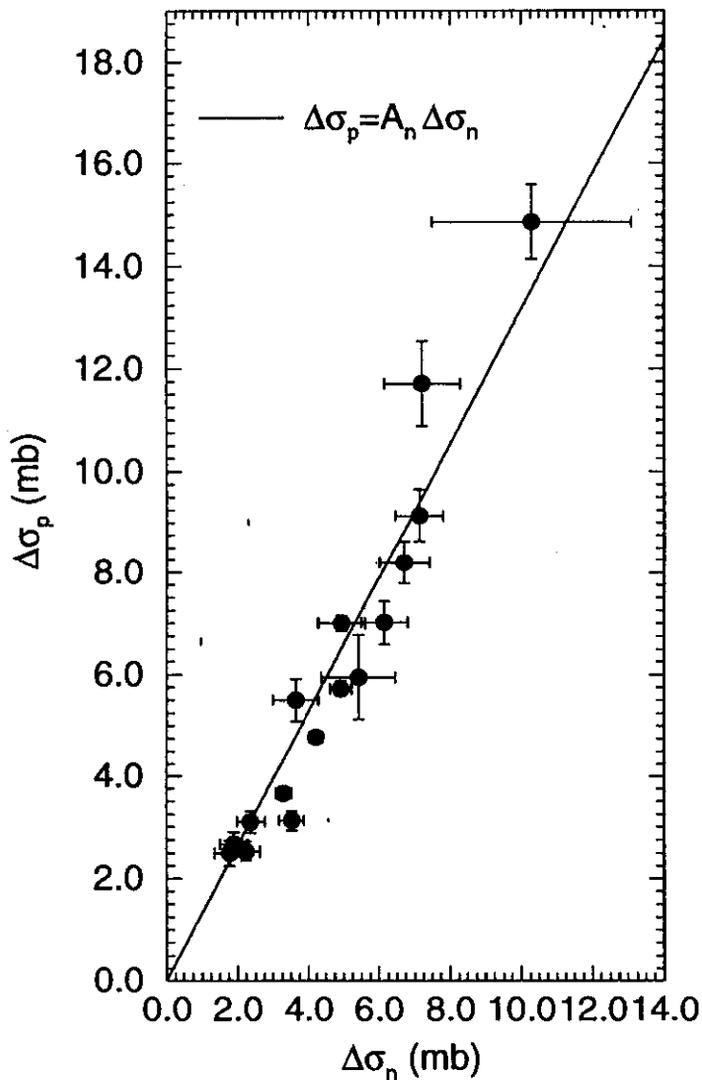


Figura 4.3: Relações de Universalidade para $pp \times np$, componente de Reggeon.

4.3 A Componente de Pomeron

Para utilizar os dados experimentais a fim de obter alguma informação sobre a componente de Pomeron, algumas transformações convenientes devem ser introduzidas. Vamos definir

$$\sigma_{hp}^P = P_{hp} \sigma^P \quad (4.5)$$

como a seção de choque do Pomeron. Utilizando a Eq.(4.1) podemos escrever

$$\sigma_{hp}^P = \sigma_{hp}^{tot} - \frac{R_{\bar{h}p}}{R_{\bar{h}p} - R_{hp}} \Delta \sigma_{hp}^{tot}. \quad (4.6)$$

Note-se que

$$\alpha_h = \frac{R_{\bar{h}p}}{R_{\bar{h}p} - R_{hp}} \geq 1 \quad (4.7)$$

e que

$$\gamma_h = \frac{\sigma_{hp}^P}{\sigma_{pp}^P} \equiv \frac{P_{hp}}{P_{pp}} = const., \quad (4.8)$$

com $\gamma_p = 1$.

Com a introdução desses parâmetros, a diferença $\Delta \sigma_{pp}^{tot}$ pode ser escrita numa forma conveniente

$$\Delta \sigma_{pp}^{tot} = \frac{1}{\alpha_p \gamma_h} \left[\alpha_h \Delta \sigma_{hp}^{tot} + \left(\gamma_h \sigma_{\bar{p}p}^{tot} - \sigma_{\bar{h}p}^{tot} \right) \right]. \quad (4.9)$$

A Eq.(4.3) deve ser consistente com a Eq.(4.9). Impondo-se essa condição obtém-se a seguinte relação linear

$$\gamma_h \sigma_{\bar{p}p}^{tot} - \sigma_{\bar{h}p}^{tot} = B_h \Delta \sigma_{hp}^{tot} \quad (4.10)$$

onde

$$B_h = \frac{\gamma_h R_{\bar{p}p} - R_{\bar{h}p}}{R_{\bar{h}p} - R_{hp}} = const., \quad (4.11)$$

e $B_p = 0$.

A Eq.(4.10 é a base para se proceder os ajustes numéricos dos dados experimentais. Esses ajustes estão nas Figuras 4.4, 4.5 e 4.6, para as reações πp , Kp e np . Os valores obtidos para os parâmetros B_h e γ_h estão nas Tabelas 4.2 e 4.3, comparados aos valores obtidos a partir dos modelos RPM e GAQM. Os erros de B_h são fornecidos diretamente pelo MINUIT, enquanto os erros de γ_h foram calculados separadamente, já que esse parâmetro esteve fixado durante o ajuste. Os erros de γ_h incluem as propagações de erros devido às operações realizadas com esse parâmetro.

	Exp.	RPM	GAQM
hp	γ_h	γ_h	γ_h
πp	0.62 ± 0.15	0.63	2/3
Kp	0.53 ± 0.08	0.54	2/3
np	1.02 ± 0.38	1	1

Tabela 4.2: Valores do parâmetro γ_h , calculados através do RPM, GAQM em comparação com o valor experimental.

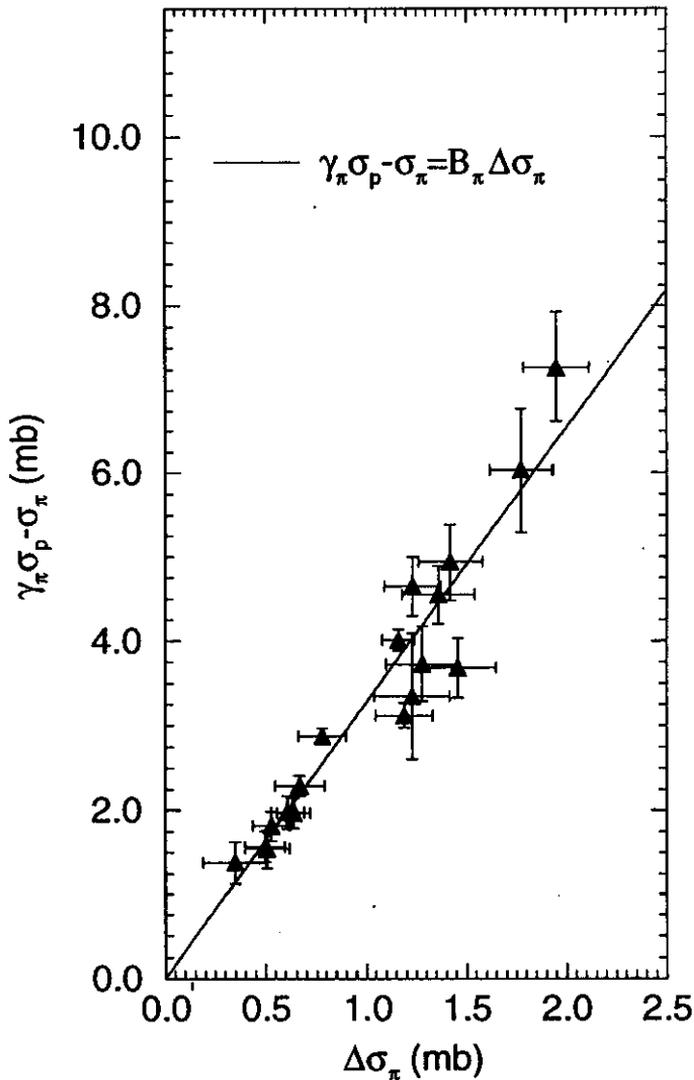


Figura 4.4: *Relações de Universalidade para $pp \times \pi p$, componente de Pomeron.*

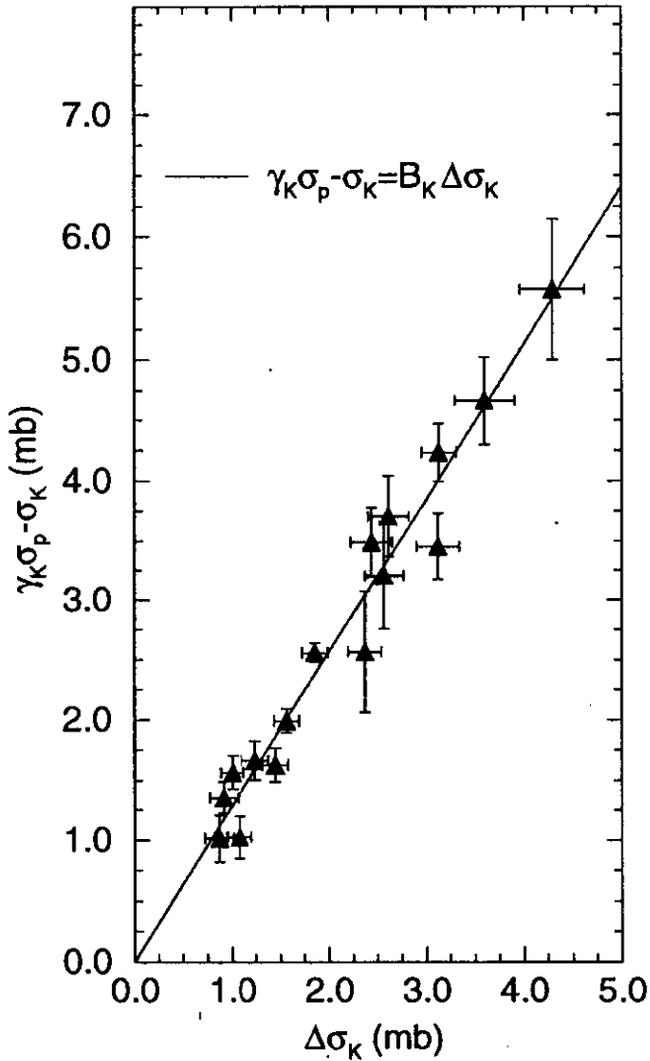


Figura 4.5: Relações de Universalidade para $pp \times Kp$, componente de Pomeron.

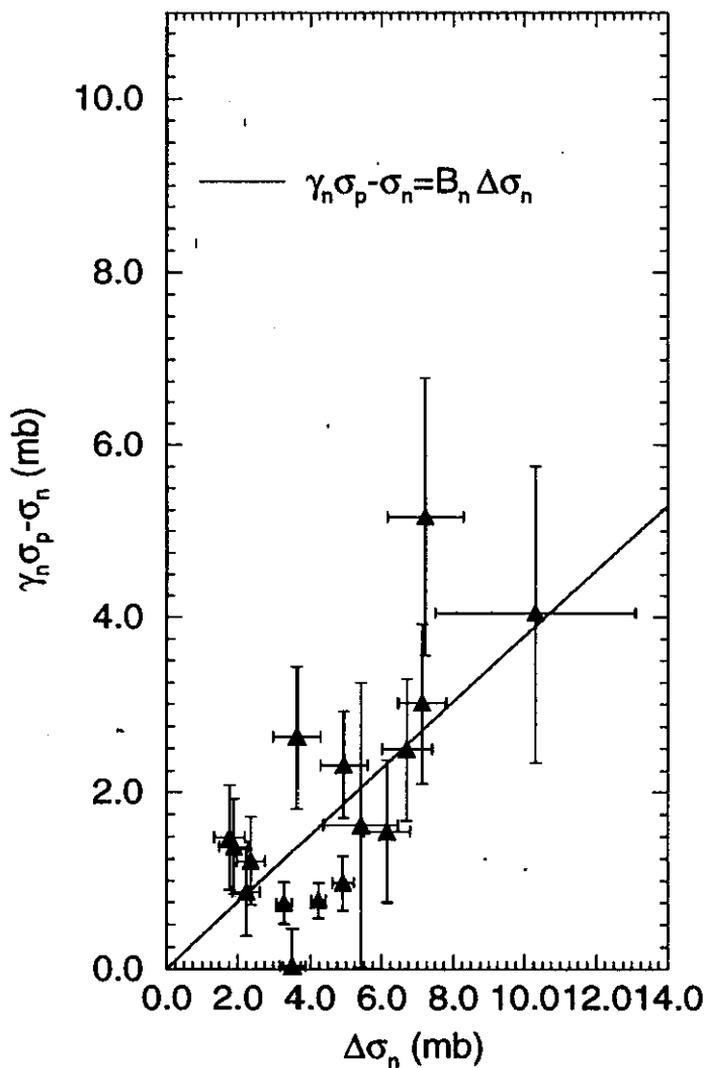


Figura 4.6: *Relações de Universalidade para $pp \times np$, componente de Pomeron.*

	Exp.	RPM	GAQM
hp	B_h	B_h	B_h
πp	3.27 ± 0.15	3.04	$\frac{4/3-u}{1-u}$
Kp	1.28 ± 0.03	1.49	$\frac{2/3}{1-u}$
np	1.02 ± 0.38	0.15	$\frac{1/4}{1-u}$

Tabela 4.3: Valores do parâmetro B_h , $h = \pi, K, n$, para o RPM, GAQM em comparação com o valor experimental.

4.4 Dependência com a energia

Os resultados obtidos nas seções anteriores desse capítulo mostram que as expressões lineares deduzidas para as relações entre as diferenças entre seções de choque total dão significativo suporte à forma universal para a decomposição da seção de choque total em altas energias.

É importante saber, entretanto, se os testes apresentados nas Eq.(4.2) e Eq.(4.9), ou o conhecimento de A_h , γ_h e B_h para as diferentes reações são suficientes para construir o Pomeron "experimental", $\sigma^P(s)$ e o Reggeon "experimental", $\sigma^R(s)$.

Para responder a essa questão, podemos primeiramente analisar a possibilidade de fixar as nossas constantes de forma não ambígua, na Eq.(4.6) introduzimos uma variável α_h , que permite escrever a seção de choque do Pomeron, como definida na Eq.(4.5), em termos de seções de choque medidas. Das Eqs.(4.9), (4.10) e (4.3), obtemos

$$\alpha_h = (A_h \gamma_h) \alpha_p - B_h. \quad (4.12)$$

A Eq.(4.12) mostra que α_p e α_h não são determinados pelo conhecimento de A_h , γ_h e B_h . Os vínculos na Eq.(4.3) e Eq.(4.10) não são suficientes para fixar $\sigma^P(s)$ e $\sigma^R(s)$.

Isso pode ser visto de outra maneira, fazendo as transformações

$$\sigma^P \rightarrow \sigma'^P \equiv \sigma^P + k\sigma^R \quad (4.13)$$

$$\sigma^R \rightarrow \sigma'^R \equiv (1 - k)\sigma^R \quad (4.14)$$

com essas transformações, obtemos

$$\sigma_{hp}^{tot} = P_{hp}\sigma^P + R_{hp}\sigma^R = P'_{hp}\sigma'^P + R'_{hp}\sigma'^R \quad (4.15)$$

com

$$P'_{hp} = P_{hp} \quad (4.16)$$

$$R'_{hp} = \frac{R_{hp} - kP_{hp}}{1 - k}. \quad (4.17)$$

Ou seja as transformações Eq.(4.13) com a Eq.(4.15, Eq.(4.16) e Eq.(4.17) deixa A_h , γ_h e B_h invariantes. É fácil verificar essa invariância, bastando substituir as Eq.(4.16) e (4.17) na Eq.(4.4), lembrando que $P_{hp} \equiv P_{hp}$, obtemos

$$A'_h = \frac{R_{\bar{p}p} - R_{pp}}{R_{hp} - R_{hp}}. \quad (4.18)$$

O mesmo procedimento, para γ_h e B_h , demonstra a invariância. Por essa razão a resposta à nossa questão é *não*: Não é possível extrair dos dados experimentais, de forma não ambígua, a normalização e a dependência com a energia de $\sigma^P(s)$ e $\sigma^R(s)$. Assim, uma dependência em s como apresentada pelo modelo a pólos de Regge continua sendo apenas uma possibilidade.

Do que foi mostrado nesse capítulo, pode-se concluir que:

- Os testes de universalidade para $\sigma^P(s)$ e $\sigma^R(s)$ são satisfeitos pelos dados experimentais, como pode ser visto pela qualidade dos ajustes lineares.
- Não encontramos desvios da decomposição dada na Eq.(1.38).
- As relações do modelo a quarks são aproximadamente satisfeitas. Por outro lado, os resultados de [3] satisfazem razoavelmente bem os testes de universalidade, concordando com as relações do modelo a quarks e fornecendo valores razoáveis para B_h (o GAQM com $u \sim 0.4$ também é aceitável)
- São necessários mais dados experimentais em altas energias, especialmente para π e K , para obtermos conclusões definitivas.

- O fato de ajustes lineares, para as componentes de Reggeon e Pomeron, funcionarem, é altamente não trivial e dão suporte para a universalidade da decomposição da seção de choque total.
- Os modelos que propoem igualdade assintótica $\sigma_{hp}^{tot} \rightarrow \sigma_{pp}^{tot}$ não são favorecidos pelos dados.
- Certamente, em altas energias, a decomposição $\sigma_{hp}^{tot}(s) = P_{hp}\sigma^P(s) + R_{hp}\sigma^R(s)$ necessitará de correções, e o método apresentado aqui é adequado para determinar os desvios de maneira independente.

Capítulo 5

Conclusão

O problema da universalidade das seções de choque total hadrônica foi abordado neste trabalho de uma forma independente de modelo. A hipótese de que essas seções de choque podem ser decompostas, como uma superposição das seções de choque de Pomeron e de Reggeons, foi testada a partir dos dados experimentais.

Duas foram as dificuldades encontradas para se proceder a esse teste. As seções de choque encontradas na literatura foram medidas para as reações πp , $\bar{p}p$, pp , np e Kp , para diferentes energias no sistema de centro de massa e num intervalo de energia pequeno e não vão além de $\sqrt{s} \sim 26$ GeV. As únicas reações que apresentam medidas num grande intervalo de energia no centro de massa, são pp e $\bar{p}p$.

Os dados experimentais foram escolhidos de modo a contemplar seções de choque medidas em energias no centro de massa muito próximas uma das outras, para as reações consideradas neste trabalho. Devido a inexistência de dados experimentais para $\sqrt{s} > 26$ GeV para as reações πp , np , e Kp a análise ficou limitada a um intervalo pequeno de energia.

Apesar dessas limitações, pode-se concluir que o teste de universalidade fica bem estabelecido a partir dos dados experimentais, como se pode ver pela qualidade de nossos ajustes numéricos, a partir de uma relação linear entre diferenças de seções de choque. Por outro lado as relações obtidas com o modelo a quark aditivo estão razoavelmente satisfeitas e que os resultados obtidos com o modelo fenomenológico de Regge, como discutidos por [4], também estão consistentes com esta análise.

Infelizmente, esse teste de universalidade não é absolutamente completo.

Ele não é suficiente para se construir experimentalmente as seções de choque de Pomeron, $\sigma^P(s)$ e de Reggeon, $\sigma^R(s)$. Ou seja, não é possível se determinar qual é o comportamento com a energia para essas seções de choque.

O problema é que as constantes determinadas a partir dos dados experimentais se revelam invariantes por transformações nessas seções de choque, como mostrado no Cap.4. Sem uma quebra dessa invariância não é possível extrair dos dados experimentais, sem ambiguidades, a normalização e a dependência com a energia de $\sigma^P(s)$ e $\sigma^R(s)$.

Uma melhor análise requer uma maior quantidade de dados experimentais, com energia de centro de massa muito próximas, particularmente para as reações Kp e πp . Não acreditamos que isso venha a ser possível num futuro próximo, experimentos tipo espalhamento elástico com alvos fixos não tem sido programado para as próximas décadas. Entretanto, o fato de que os ajustes numéricos feitos a partir de relações lineares entre diferenças de seção de choque funcionam, e de uma forma não trivial, fornece um grande suporte para a expressão universal para as seções de choque.

Bibliografia

- [1] Bellandi J., Perez Jr. A. A., Dias de Deus, J., Pádua, A. B., Aceito para publicação na Z. Phys. C, 1996.
- [2] O. Nachtmann, Non perturbative QCD Effects in High Energy Collisions, Heidelberg preprint, HD-THEP-94-42, Talk presented at the 18th Johns Hopkins Workshop, Florence, 1994.
- [3] A. Donnachie and P. V. Landshoff, Phys. Lett. **B296** (1992).
- [4] J. Dias de Deus, Lett. Nuovo Cimento, **5** (1972) 296
- [5] E. M. Levin and L. L. Frankfurt, JETP Lett. **2** (1965) 2; H. J. Lipkin and F. Scheck, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 71.
- [6] W. Galbraith et al., Phys. Rev., **138 4b**, (1965) 913.
- [7] K. J. Foley et al., Phys. Rev. Lett., **19, 6** (1967) 330.
- [8] S. P. Denisov et al., Phys. Lett., **36B, 5** (1971) 528.
- [9] S. P. Denisov et al., Phys. Lett., **36B, 4** (1971) 415.
- [10] S. P. Denisov et al., Nucl. Phys., **B65**, (1973) 1.
- [11] A. S. Carrol et al., Phys. Rev. Lett. **33, 15** (1974) 928.; Phys. Rev. Lett., **33, 15** (1974) 932.; Phys. Lett., **61B, 3** (1976), 303.; Phys. Lett., **80B, 4, 5** (1979) 423.
- [12] P. D. B. Collins, An Introduction to Regge Theory , Cambridge University Press, Cambridge, U. K., 1977.

- [13] M. Froissart, *Phys. Rev.* **123** (1961) 1053; A. Martin in 9th Blois Workshop on Elastic and Diffractive Scattering, Brown University, 1993, CERN TH-7093/93.
- [14] J. Hüfner and B. Povh, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 990.
- [15] M. Kamran, *Phys. Rep.* **108** (1984) 276.
- [16] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964).