

**ANÁLISE FENOMENOLÓGICA NO CANAL-S DO
ESPALHAMENTO ELÁSTICO $\bar{p}p$ A ALTAS ENERGIAS**

ANTONIO BRAZ DE PÁDUA

Tese apresentada ao Instituto de Física
"Gleb Wataghin" para a obtenção do título
de Doutor em Física.

*Este exemplar corresponde a redação final da Tese defendida
pelo aluno Antonio Braz de Pádua e aprovada pela comissão
julga-dora*

26 de Outubro de 1989

J. Bellandi Filho

Orientador: Prof. Dr. José Bellandi Filho

DEPARTAMENTO DE RAIOS CÓSMICOS E CRONOLOGIA

IFGW - UNICAMP

CAMPINAS - 1989

CLASSIF.
AUTOR.
V. EX.
TOMBO BCI J1530

m

I. FÍSICA - UNICAMP

n.º de ... T / ...

n.º de ... J1530

n.º tombo. TDI 761

16-01-93

CM 000 275040

Dedico este trabalho à

Cléia

Camilla

Luiza

Lucia Helena

Vicente

Antonia

Durvalino

Bellandi

e

Roberto.

Serei sempre grato a vocês.

AGRADECIMENTOS

Ao Professor José Bellandi Filho, por sua dedicada e sempre segura orientação científica, pela forma objetiva e profissional que tratou todas as questões referentes à tese, pela confiança e pelo respeito, que conferidos à minha pessoa deram-me estímulo e tranqüilidade para desenvolver este trabalho;

Ao Professor Jorge Dias de Deus pelas discussões esclarecedoras e sugestões valiosas;

Ao amigo Roberto J.M. Covolan, pelas discussões, sugestões e ajuda inestimável para o desenvolvimento desta tese;

Aos outros amigos do grupo teórico, Sérgio Querino Brunetto, Luiz Martins Mundim Filho e Marco Antonio Alves pelo incentivo e pela colaboração em alguns momentos importantes;

Aos professores, funcionários e alunos do Departamento de Raios Cômicos que sempre foram muito prestativos e cordiais, proporcionando um ambiente tranqüilo para que eu pudesse realizar o meu trabalho;

Ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da UNICAMP e ao Departamento de Física da UEL que me deram todas condições para a realização de uma Tese de Doutorado;

À CAPES pelo apoio financeiro;

Ao técnico Antonio Carlos Inagaki pelo primoroso tra

balho de confecção dos gráficos;

À Lucineia Terezinha Radigonda pelo desvêlo e preste
za na datilografia deste trabalho.

Gostaria de deixar alguns agradecimentos especiais:

À minha mulher Cléia e à minha filha Camilla, pela
compreensão, pelo incentivo e pela força que sempre me deram nesta
fase de um trabalho árduo e envolvente;

Aos amigos Marlene e Bellandi, Welma e Roberto, Ieda
e Jair e Vera e Querino, que sempre ofereceram suas residências e
me proporcionaram condições adequadas de permanência em Campinas pa
ra o desenvolvimento deste trabalho;

Ao Senhor Vicente pelo incentivo e pela ajuda espiri
tual.

ÍNDICE

Relação de Figuras.....	i
Relação de Tabelas.....	xi
Resumo.....	xiii
Abstract.....	xiv
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....	01
CAPÍTULO 2 - REVISÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO HÁDRON-HÁDRON A ALTAS ENERGIAS.....	07
2.1 - ALTAS ENERGIAS E ACELERADORES.....	07
2.2 - IMPORTÂNCIA E CARACTERÍSTICAS GERAIS DO ESPALHAMENTO HÁDRON-HÁDRON A ALTAS ENERGIAS.....	16
2.3 - SEÇÃO DE CHOQUE TOTAL (σ_T).....	23
2.4 - SEÇÃO DE CHOQUE DIFERENCIAL ELÁSTICA ($d\sigma/dt$)..	36
2.4.1 - Regiões de $-t$	36
2.4.2 - Região do Pico de Difração.....	41
2.4.3 - Região de "dip-bump".....	50
2.5 - RAZÃO ENTRE A PARTE REAL E A PARTE IMAGINÁRIA DA AMPLITUDE DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO NA DIREÇÃO PARA FRENTE ($\rho(s,0)$).....	61
2.6 - SEÇÃO DE CHOQUE ELÁSTICA TOTAL (σ_{el}).....	68
2.7 - RAZÕES σ_{el}/σ_T E σ_T/B	70
CAPÍTULO 3 - DISCUSSÃO DE ALGUNS ASPECTOS TEÓRICOS IMPORTANTES PARA A ANÁLISE DO ESPALHAMENTO HADRÔNICO.....	76

3.1	- REPRESENTAÇÃO DO PARÂMETRO DE IMPACTO.....	76
3.2	- PARTE REAL DA AMPLITUDE DE ESPALHAMENTO E FÓRMULA DE MARTIN.....	81
3.3	- TEOREMAS E LIMITES ASSINTÓTICOS.....	84
CAPÍTULO 4	- MODELOS DO CANAL-s E A DEPENDÊNCIA ENERGÉTICA NA EICONAL.....	88
4.1	- MODELOS EICONAIS.....	89
4.2	- "GEOMETRICAL SCALING".....	96
4.3	- MODELOS DA FUNÇÃO DE "OVERLAP" INELÁSTICA.....	100
4.4	- A EVOLUÇÃO DA DEPENDÊNCIA ENERGÉTICA NA EICONAL.....	107
CAPÍTULO 5	- PARAMETRIZAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DIFERENCIAL ELÁSTICA.....	116
5.1	- DADOS EXPERIMENTAIS DE $\bar{\sigma}_{pp}$	117
5.2	- HIPÓTESE DA AMPLITUDE PURAMENTE IMAGINÁRIA....	128
5.3	- MÉTODOS E CRITÉRIOS DE AJUSTE.....	130
5.4	- AJUSTE COM A FÓRMULA DE MARTIN.....	147
5.5	- AJUSTE DE $(d\sigma/dt)_{pp}$	160
CAPÍTULO 6	- CÁLCULO DE Ω, Γ, G_T, G_{in}, G_{el}, S E DOS RAIOS DE INTERAÇÃO.....	167
6.1	- EICONAL EM TERMOS DOS PARÂMETROS DE AJUSTE....	167
6.2	- CÁLCULO DAS FUNÇÕES Γ , S, G_T , G_{in} e G_{el} EM TERMOS DOS PARÂMETROS DE AJUSTE.....	180
6.3	- CÁLCULO DOS RAIOS DE INTERAÇÃO.....	185
6.4	- EICONAL FENOMENOLÓGICA.....	194

CAPÍTULO 7	- TESTES DE MODELOS E ANÁLISES COMPLEMENTARES	210
7.1	- INFLUÊNCIAS DA PARTE REAL DA EICONAL.....	210
7.2	- TESTES DAS HIPÓTESES DA FATORAÇÃO E DO "GEOMETRICAL SCALING".....	213
7.3	- ANÁLISE DOS COMPORTAMENTOS CENTRAL E PERIFÉ- RICO DAS FUNÇÕES DE "OVERLAP".....	231
7.4	- COMPARAÇÕES DA EICONAL E DOS RAIOS DE INTE- RAÇÃO DAS REAÇÕES $\bar{p}p$ E pp	240
CAPÍTULO 8	- CONCLUSÕES	248
Apêndice I	- SÍMBOLOS, UNIDADES E RELAÇÕES CINEMÁTICAS.....	255
I.1	- Símbolos.....	255
I.2	- Unidades.....	256
I.3	- Relações Cinemáticas.....	257
Apêndice II	- MÉTODO DE AJUSTE-I E CÁLCULO DE ERROS.....	260
II.1	- Método de Ajuste-I.....	260
II.2	- Cálculo de Erros.....	262
	- REFERÊNCIAS	264

RELAÇÃO DE FIGURAS

- Figura 2.1 - Energia Efetiva de Colisão para os aceleradores de alvo fixo e de feixes colidentes..... 13
- Figura 2.2 - Razão σ_{el}/σ_T como função de p_{lab} para as colisões $\bar{p}p$, pp , $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ 16
- Figura 2.3 - Razão σ_{el}/σ_T como função de \sqrt{s} para as colisões $\bar{p}p$ e pp 17
- Figura 2.4 - Multiplicidade média nas colisões pp para vários tipos de partículas carregadas em função de s 18
- Figura 2.5 - Momento transversal médio para produção de \bar{p} , K^\pm , π^\pm e todas partículas carregadas versus p_{lab} (GeV/c)..... 20
- Figura 2.6 - Ilustrações das expectativas dos comportamentos a altas energias em 1968 e 1975..... 22
- Figura 2.7 - σ_T versus \sqrt{s} para as reações $\bar{p}p$, pp , $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ a baixas energias..... 29
- Figura 2.8 - σ_T em função da energia para as reações pp , $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ 30
- Figura 2.9 - σ_T em função da energia para as reações pp e $\bar{p}p$ 31
- Figura 2.10 - Primeiras medidas de $\sigma_T(pp)$ realizadas no ISR-CERN..... 33
- Figura 2.11 - $\Delta\sigma = \sigma_T(\bar{X}p) - \sigma_T(Xp)$ para $X = p, \pi^+$ e K^+ 33
- Figura 2.12 - $\Delta\sigma = \sigma_T(\bar{p}p) - \sigma_T(pp)$ em função da energia..... 34
- Figura 2.13 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em função de $-t$ na região do pico de difração para $\sqrt{s} = 546$ GeV..... 43
- Figura 2.14 - B em função da energia em $-t = 0.2$ (GeV/c)² para as reações $\bar{p}p$, pp , $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ 45

- Figura 2.15 - B em função da energia em $t = 0$ e $-t = 0.2(\text{GeV}/c)^2$
para as reações pp e $\bar{p}p$ 46
- Figura 2.16 - B em função de t na região do pico de difração
para pp a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ e $\bar{p}p = 546 \text{ GeV}$ 47
- Figura 2.17 - Comparação entre $(d\sigma/dt)_{pp}$ e $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ na re-
gião do pico de difração para três energias do
ISR-CERN..... 47
- Figura 2.18 - $(d\sigma/dt)_{pp}$ em função de t entre $p_{lab} = 3 \text{ GeV}/c$
e $p_{lab} = 24 \text{ GeV}/c$ 51
- Figura 2.19 - Aparecimento do "dip" em $(d\sigma/dt)_{pp}$ 52
- Figura 2.20 - $(d\sigma/dt)_{pp}$ no intervalo $1 \lesssim -t \lesssim 10 (\text{GeV}/c)^2$ na
região de energias do ISR-CERN..... 53
- Figura 2.21 - Posição do "dip" em função da energia para pp
no ISR-CERN..... 53
- Figura 2.22 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em função de t para energias entre
5 GeV/c e 50 GeV/c..... 56
- Figura 2.23 - $(d\sigma/dt)_{pp}$ e $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ para $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ 57
- Figura 2.24 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em função de t para as energias
546 GeV e 630 GeV COLLIDER-CERN..... 58
- Figura 2.25 - $(d\sigma/dt)_{\pi^-p}$ em função de t para as energias entre
20 GeV/c e 200 GeV/c..... 59
- Figura 2.26 - $(d\sigma/dt)_{\pi^+p}$ em função de t para a energia de 50 GeV/c .. 60
- Figura 2.27 - $(d\sigma/dt)_{K^+p}$ em função de t para a energia de 50 GeV/c .. 60
- Figura 2.28 - Determinação de ρ para pp a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ 64
- Figura 2.29 - ρ como função do momento para as reações $\bar{p}p$, pp ,
 $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ de 1 a 2000 GeV/c..... 65
- Figura 2.30 - ρ em função da energia para as reações pp e $\bar{p}p$
no intervalo de $\sqrt{s} = 5 \text{ GeV}$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ 66

Figura 2.31	- σ_{el} em função da energia para as reações $\bar{p}p$, pp , $\pi^{\pm}p$ e $K^{\pm}p$	69
Figura 2.32	- σ_{el} em função da energia para as reações pp e $\bar{p}p$..	69
Figura 2.33	- σ_{el}/σ_T e σ_T/B em função da energia para as reações pp e $\bar{p}p$	71
Figura 3.1	- Representação esquemática de funções de perfil centrais e periféricas típicas e suas Transformadas de Fourier-Bessel.....	80
Figura 3.2	- $Reh(s,b)$ em função de b para a reação pp e energia entre 20 GeV/c e 1480 GeV/c.....	81
Figura 4.1	- Quadro ilustrativo da evolução da dependência energética na eiconal ($\chi_R = 0$).....	114
Figura 5.1	- Dados utilizados de $\sigma_T(\bar{p}p)$ e $\sigma_T(pp)$ em função de \sqrt{s} . As curvas contínuas representam a parametrização de Amaldi.....	123
Figura 5.2	- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ na região do pico de difração.....	125
Figura 5.3	- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ na região de "dip-bump".....	126
Figura 5.4	- $ Imf(s,t) $ e $ Ref(s,t) $ em função de t para a reação pp a $\sqrt{s} = 53$ GeV.....	129
Figura 5.5	- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 50 GeV/c.....	137
Figura 5.6	- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 100 GeV/c.....	137
Figura 5.7	- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 200 GeV/c.....	138
Figura 5.8	- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 53 GeV.....	138
Figura 5.9	- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 546 GeV.....	139
Figura 5.10	- Dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 50 GeV/c e curva de ajuste (método-I).....	142

Figura 5.11 - Dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 100 GeV/c e curva de ajuste (m\u00e9todo-I).....	143
Figura 5.12 - Dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 200 GeV/c e curva de ajuste (m\u00e9todo-I).....	144
Figura 5.13 - Dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 53 GeV e curva de ajuste (m\u00e9todo-I).....	145
Figura 5.14 - Dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 546 GeV e curva de ajuste (m\u00e9todo-I).....	146
Figura 5.15 - Ajuste atrav\u00e9s da f\u00f3rmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 50 GeV/c.....	149
Figura 5.16 - Ajuste atrav\u00e9s da f\u00f3rmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 100 GeV/c.....	150
Figura 5.17 - Ajuste atrav\u00e9s da f\u00f3rmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 200 GeV/c.....	151
Figura 5.18 - Ajuste atrav\u00e9s da f\u00f3rmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 53 GeV.....	152
Figura 5.19 - Ajuste atrav\u00e9s da f\u00f3rmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 546 GeV.....	153
Figura 5.20 - $ Imf(s,t) $ e $ Ref(s,t) $ em fun\u00e7\u00e3o de t para $\bar{p}p$ a 50 GeV/c.....	155
Figura 5.25 - $\rho(s,t) = Ref(s,t)/Imf(s,t)$ em fun\u00e7\u00e3o de t para $\bar{p}p$ a 50 GeV/c.....	155
Figura 5.21 - $ Imf(s,t) $ e $ Ref(s,t) $ em fun\u00e7\u00e3o de t para $\bar{p}p$ a 100 GeV/c.....	156
Figura 5.26 - $\rho(s,t) = Ref(s,t)/Imf(s,t)$ em fun\u00e7\u00e3o de t para $\bar{p}p$ a 100 GeV/c.....	156
Figura 5.22 - $ Imf(s,t) $ e $ Ref(s,t) $ em fun\u00e7\u00e3o de t para $\bar{p}p$ a 200 GeV/c.....	157

Figura 5.27 - $\rho(s,t) = \text{Re}f(s,t)/\text{Im}f(s,t)$ em função de t para $\bar{p}p$ a 200 GeV/c.....	157
Figura 5.23 - $ \text{Im}f(s,t) $ e $ \text{Re}f(s,t) $ em função de t para $\bar{p}p$ a 53 GeV.....	158
Figura 5.28 - $\rho(s,t) = \text{Re}f(s,t)/\text{Im}f(s,t)$ em função de t para $\bar{p}p$ a 53 GeV.....	158
Figura 5.24 - $ \text{Im}f(s,t) $ e $ \text{Re}f(s,t) $ em função de t para $\bar{p}p$ a 546 GeV.....	159
Figura 5.29 - $\rho(s,t) = \text{Re}f(s,t)/\text{Im}f(s,t)$ em função de t para $\bar{p}p$ a 546 GeV.....	159
Figura 5.30 - Dados $(d\sigma/dt)_{pp}$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV e curva de ajuste (método-I).....	162
Figura 5.31 - Ajuste com a fórmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a 53 GeV com $\rho = 0.078$	163
Figura 5.32 - Ajuste com a fórmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a 53 GeV com $\rho = 0.088$	163
Figura 5.33 - $ \text{Im}f(s,t) $ e $ \text{Re}f(s,t) $ em função de t para pp a 50 GeV/c.....	165
Figura 5.34 - $ \text{Im}f(s,t) $ e $ \text{Re}f(s,t) $ em função de t para pp a 53 GeV.....	165
Figura 6.1 - $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 0\text{fm}$	170
Figura 6.2 - $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 0.5\text{fm}$	170
Figura 6.3 - $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 1.0\text{fm}$	171
Figura 6.4 - $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 1.5\text{fm}$	171
Figura 6.5 - $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 2.0\text{fm}$	172
Figura 6.6 - $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 2.5\text{fm}$	172
Figura 6.7 - $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 3.0\text{fm}$	173

Figura 6.8	- $\Omega(s,b) \times b$ para $\bar{p}p$ nas energias de 50 GeV/c, 100 GeV/c, 200 GeV/c, 53 GeV e 546 GeV.....	176
Figura 6.9	- $\Omega(s,b) \times b$ para $\bar{p}p$ nas energias de 50, 100 e 200 GeV/c.....	177
Figura 6.10	- $\Omega(s,b) \times b$ para $\bar{p}p$ nas energias de 200 GeV/c e 53 GeV.....	178
Figura 6.11	- $\Omega(s,b) \times b$ para $\bar{p}p$ nas energias de 53 GeV e 546 GeV.....	179
Figura 6.12	- $\Omega, \Gamma, e^{-\Omega}, G_T, G_{el}, G_{in}$ e $G_{dif}^{m\acute{a}x}$ em função de b para $\bar{p}p$ a 50 GeV/c.....	182
Figura 6.13	- $\Omega, \Gamma, e^{-\Omega}, G_T, G_{el}, G_{in}$ e $G_{dif}^{m\acute{a}x}$ em função de b para $\bar{p}p$ a 100 GeV/c.....	182
Figura 6.14	- $\Omega, \Gamma, e^{-\Omega}, G_T, G_{el}, G_{in}$ e $G_{dif}^{m\acute{a}x}$ em função de b para $\bar{p}p$ a 200 GeV/c.....	183
Figura 6.16	- $\Omega, \Gamma, e^{-\Omega}, G_T, G_{el}, G_{in}$ e $G_{dif}^{m\acute{a}x}$ em função de b para $\bar{p}p$ a 546 GeV.....	183
Figura 6.15	- $\Omega, \Gamma, e^{-\Omega}, G_T, G_{el}, G_{in}$ e $G_{dif}^{m\acute{a}x}$ em função de b para $\bar{p}p$ a 53 GeV.....	184
Figura 6.17	- R_T, R_{in} e R_{el} de $\bar{p}p$ em função de $b_{m\acute{a}x}$ para 50 GeV/c e 53 GeV.....	189
Figura 6.18	- R_T, R_{in} e R_{el} de $\bar{p}p$ em função de $b_{m\acute{a}x}$ para 53 GeV e 546 GeV.....	189
Figura 6.19	- R_{in} em função de \sqrt{s} para as reações $\bar{p}p$ e pp	192
Figura 6.20	- $\Omega(s,0) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.....	199
Figura 6.21	- $\Omega(s,0.5\text{fm}) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.....	199
Figura 6.22	- $\Omega(s,b = 1.0\text{fm}) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.....	200

Figura 6.23 - $\Omega(s, b = 1.5\text{fm}) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.....	200
Figura 6.24 - $\Omega(s, 2\text{fm}) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.....	201
Figura 6.25 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 50 GeV/c.....	202
Figura 6.26 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 50 GeV/c.....	202
Figura 6.27 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 100 GeV/c.....	203
Figura 6.28 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 200 GeV/c.....	203
Figura 6.29 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 53 GeV.....	204
Figura 6.30 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 53 GeV.....	204
Figura 6.31 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 546 GeV.....	205
Figura 6.32 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 546 GeV.....	205
Figura 6.33 - $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 630 GeV.....	207
Figura 6.34 - $R_T(\bar{p}p)$ em função de $b_{\text{máx}}$ para $\sqrt{s} = 546, 900$ e 2000 GeV.....	207
Figura 6.35 - $R_{in}(\bar{p}p)$ em função de $b_{\text{máx}}$ para $\sqrt{s} = 546, 900$ e 2000 GeV.....	208
Figura 6.36 - $R_{el}(\bar{p}p)$ em função de $b_{\text{máx}}$ para $\sqrt{s} = 546, 900$ e 2000 GeV.....	208

Figura 7.1	- $[\Omega(50 \text{ GeV}/c)/\Omega(100 \text{ GeV}/c)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....	214
Figura 7.2	- $[\Omega(100 \text{ GeV}/c)/\Omega(200 \text{ GeV}/c)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....	214
Figura 7.3	- $[\Omega(53 \text{ GeV})/\Omega(200 \text{ GeV}/c)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....	215
Figura 7.4	- $[\Omega(546 \text{ GeV})/\Omega(53 \text{ GeV})]_{\bar{p}p}$ em função de b.....	215
Figura 7.5	- $[G_{in}(100 \text{ GeV}/c)/G_{in}(200 \text{ GeV}/c)]_{\bar{p}p}$ em função de b..	216
Figura 7.6	- $[G_{in}(53 \text{ GeV})/G_{in}(200 \text{ GeV}/c)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....	216
Figura 7.7	- $[\Omega(50 \text{ GeV}/c) - \Omega(100 \text{ GeV}/c, b/r)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....	217
Figura 7.8	- $[\Omega(100 \text{ GeV}/c, b) - \Omega(200 \text{ GeV}/c, b/r)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....	217
Figura 7.9	- $[\Omega(200 \text{ GeV}/c, b) - \Omega(53 \text{ GeV}, b/r)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....	218
Figura 7.10	- $\{[\Omega(546 \text{ GeV}, b) - \Omega(53 \text{ GeV}, b/r)]/\Omega(546 \text{ GeV}, b)\}_{\bar{p}p}$ em função de b.....	218
Figura 7.11	- Teste do "geometrical scaling" em pp entre as energias 23.5 GeV e 62.5 GeV.....	222
Figura 7.12	- Teste de fatoração em pp entre as energias 23.5 GeV e 62.5 GeV.....	222
Figura 7.13	- Teste do "geometrical scaling" em $\bar{p}p$ entre as energias 30 GeV/c e 50 GeV/c.....	223
Figura 7.14	- Teste da fatoração em $\bar{p}p$ entre as energias 30 GeV/c e 50 GeV/c.....	223
Figura 7.15	- Teste do "geometrical scaling" em $\bar{p}p$ entre as energias 53 GeV e 546 GeV.....	224
Figura 7.16	- Teste da fatoração em $\bar{p}p$ entre as energias 53 GeV e 546 GeV.....	224
Figura 7.17	- Teste do "geometrical scaling" em $\bar{p}p$ entre as energias 53 GeV e 546 GeV.....	225

- Figura 7.18 - $[\Omega(50 \text{ GeV}/c, b) - \Omega(100 \text{ GeV}/c, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....227
- Figura 7.19 - $[\Omega(100 \text{ GeV}/c, b) - \Omega(200 \text{ GeV}/c, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....227
- Figura 7.20 - $[\Omega(200 \text{ GeV}/c, b) - \Omega(53 \text{ GeV}, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b...228
- Figura 7.21 - $[\Omega(546 \text{ GeV}, b) - \Omega(53 \text{ GeV}, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....228
- Figura 7.22 - Eiconal "semi-hard". Pontos (eq.7.8) e linha contínua (eq.7.9).....230
- Figura 7.23 - $[G_{in}(50 \text{ GeV}/c) - G_{in}(100 \text{ GeV}/c)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....232
- Figura 7.24 - Variação de $G_{in}(s, b)$ com b para $\bar{p}p$ entre 50 GeV/c e 30 GeV/c.....232
- Figura 7.25 - $[G_{in}(53 \text{ GeV}, b) - G_{in}(200 \text{ GeV}/c, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....234
- Figura 7.26 - Variação de $G_{in}(s, b)$ com b para $\bar{p}p$ entre 23.5 GeV a 62.5 GeV.....234
- Figura 7.27 - $[G_{in}(546 \text{ GeV}, b) - G_{in}(53 \text{ GeV}, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b.....236
- Figura 7.28 - Variação de $G_{in}(s, b)$ com b para $\bar{p}p$ entre 53 GeV e 546 GeV.....236
- Figura 7.29 - $[\Delta G_{in} \times b]_{\bar{p}p}$ para os pares de energias 50-100, 100-200, 53-200 e 546-53.....237
- Figura 7.30 - $\Delta G_{in}^{\bar{p}p}$ e $\Delta G_{e\ell}^{\bar{p}p}$ em função de b entre 50 GeV/c e 100 GeV/c.....238
- Figura 7.31 - $\Delta G_{in}^{\bar{p}p}$ e $\Delta G_{e\ell}^{\bar{p}p}$ em função de b entre 53 GeV e 200 GeV/c.....239
- Figura 7.32 - $\Delta G_{in}^{\bar{p}p}$ e $\Delta G_{e\ell}^{\bar{p}p}$ em função de b entre 53 GeV e 546 GeV.....239

- Figura 7.33 - $[\Omega^{\bar{p}p}(s,b) - \Omega^{pp}(s,b)]$ em função de b para
50 GeV/c.....241
- Figura 7.34 - $[\Omega^{\bar{p}p}(s,b) - \Omega^{pp}(s,b)]$ em função de b para
100 GeV/c.....241
- Figura 7.35 - $[\Omega^{\bar{p}p}(s,b) - \Omega^{pp}(s,b)]$ em função de b para
200 GeV/c.....242
- Figura 7.36 - $\Omega^{\bar{p}p}(s,b)$ e $\Omega^{pp}(s,b)$ em função de b para
 $\sqrt{s} = 53$ GeV.....242
- Figura 7.37 - Diferença entre G_{in} de $\bar{p}p$ e pp para $\sqrt{s} = 53$ GeV..243
- Figura 7.38 - R_T, R_{in} e R_{el} de $\bar{p}p$ e pp em função de b_{\max}
para $\sqrt{s} = 53$ GeV.....245
- Figura 7.39 - R_T, R_{in} e R_{el} de $\bar{p}p$ e pp em função de b_{\max}
para $p_{lab} = 50$ GeV/c.....245
- Figura 7.40 - $[\Omega(s,b) \times b]_{pp}$ para $\sqrt{s} = 19.42$ GeV e
 $\sqrt{s} = 53$ GeV.....246
- Figura 7.41 - $[\Omega(s,b) \times b]_{pp}$ para $\sqrt{s} = 23.5$ GeV e
 $\sqrt{s} = 53$ GeV.....246
- Figura II.1 - Interpolação parabólica para encontrar a posi-
ção $a_j(\text{mín})$ do mínimo do χ^2261

RELAÇÃO DE TABELAS

Tabela 2.1	- Principais aceleradores de alvo fixo de grande porte.....	09
Tabela 2.2	- Principais aceleradores de feixes colidentes.....	11
Tabela 2.3	- Energias máximas em que se tem medidas de σ_T	29
Tabela 2.4	- Valores de θ_{CM}^* e θ_{lab} para $-t = 5 \text{ (GeV/c)}^2$	40
Tabela 2.5	- Posição do "dip", t_{min} , para $(d\sigma/dt)_{pp}$ no ISR-CERN.....	54
Tabela 2.6	- Posição e $d\sigma/dt$ do "bump" de pp no ISR-CERN.....	54
Tabela 2.7	- σ_{el}/σ_T em função da energia para as reações pp, $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ até $p_{lab} = 200 \text{ GeV/c}$	71
Tabela 2.8	- B/σ_T em função da energia para as reações pp, $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ até $p_{lab} = 200 \text{ GeV/c}$	71
Tabela 2.9	- σ_T , σ_{el} , σ_{el}/σ_T e σ_T/B para a reação pp a $\sqrt{s} \geq 23 \text{ GeV}$	72
Tabela 2.10	- ρ e B para a reação pp a $\sqrt{s} \geq 23 \text{ GeV}$	72
Tabela 2.11	- σ_T , σ_{el} , σ_{el}/σ_T e σ_T/B para a reação $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} \geq 31 \text{ GeV}$	73
Tabela 2.12	- ρ e B para a reação $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} \geq 31 \text{ GeV}$	73
Tabela 2.13	- Previsão dos modelos para σ_{el}/σ_T quando $s \rightarrow \infty$	74
Tabela 5.1	- Informações sobre os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$	118
Tabela 5.2	- Dados de σ_T , ρ e $(d\sigma/dt)_{t=0}$ para a reação $\bar{p}p$	121
Tabela 5.3	- Parâmetros de Ajuste de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ - Método de Ajuste I.....	133
Tabela 5.4	- Parâmetros de Ajuste de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ - Método de Ajuste II.....	134

Tabela 5.5	- Valores de σ_T , σ_{el} , σ_{el}/σ_T , B/σ_T , $(d\sigma/dt)_0$, posição do "dip" e do 2º máximo para a reação $\bar{p}p$	136
Tabela 5.6	- Parâmetros de ajuste de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV...	161
Tabela 6.1	- $(\Omega \times \sqrt{s})_{\bar{p}p}$ para b fixo (Ajustes I e II).....	169
Tabela 6.2	- R_T , R_{in} e R_{el} para $\bar{p}p$ obtidos através de método de ajuste I.....	188
Tabela 6.3	- R_T , R_{in} e R_{el} para $\bar{p}p$ obtidos através do método de ajuste II.....	188
Tabela 6.4	- $G_{in}(s,0)$ em função de \sqrt{s} obtidas por ajuste e pelo modelo de Henzi-Valin.....	195
Tabela 6.5	- Parâmetros de ajuste da eiconal para cada energia.....	197
Tabela 6.6	- Parâmetros de ajustes médios para eiconal.....	198
Tabela 6.7	- Raios de Interação Efetiva de $\bar{p}p$ a 900 e 2000 GeV.....	209
Tabela 7.1	- Intervalos de b onde se verificam a fatoração e o "geometrical scaling".....	219
Tabela 7.2	- R_T , R_{in} e R_{el} para pp obtidos através do método de ajuste I.....	244

RESUMO

Analisamos o espalhamento elástico $\bar{p}p$ a altas energias através do formalismo de parâmetro de impacto e de forma independente de modelo. Os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ no intervalo de energias $9.78 \leq \sqrt{s} \leq 546$ GeV foram ajustados numericamente supondo-se uma amplitude de espalhamento puramente imaginária e expressa como uma soma de exponenciais em t . A partir destes ajustes estudamos a contribuição da parte real da amplitude através da fórmula de Martin, calculamos a eiconal, funções de "overlap", função de perfil e os raios de interação, e testamos as hipóteses da fatoração e do "geometrical scaling". Propomos uma expressão fenomenológica para a eiconal como uma soma de dois termos: um central e fatorável e o outro periférico e com "geometrical scaling". Assim, o crescimento de σ_T está associado à expansão do raio e também ao aumento da opacidade na região central. Verificamos os comportamentos central e periférico de ΔG_{el} e ΔG_{in} , e mostramos que até $\sqrt{s} = 2000$ GeV não há saturação dos raios de interação. Comparamos as reações $\bar{p}p$ e pp usando as eiconais e raios de interação correspondentes.

ABSTRACT

High energy $\bar{p}p$ elastic scattering was analysed in the impact parameter representation in a model independent way. We fitted the $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ experimental data in the energy range $9.78 \leq \sqrt{s} \leq 546$ GeV assuming a purely imaginary amplitude expressed as a sum of exponentials on the t -space. Contributions of the real part of the elastic amplitude were incorporated by means of Martin's formula. We calculated the perfil function, eikonal, overlap functions and mean square interaction radius, and analysed the energy-dependence of the $\bar{p}p$ scattering. We also tested the geometrical scaling and factorizing eikonal models. We propose a phenomenological eikonal as a sum of two terms: one corresponding to contributions of the central part in a factorizing form and the other corresponding to contributions of the peripheral part satisfying the geometrical scaling condition. We show that the raising with energy of the total cross section is caused by a simultaneous raising with energy of the mean interaction radius and the opacity. We also show that there is no evidence at high energy that the mean interaction radius is saturated.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Os dados experimentais do espalhamento elástico hádron-hádron a altas energias tem um importante papel no entendimento da natureza das interações fortes. Eles permitem analisar a estrutura interna dos hádrons, o tamanho das partículas interagentes e a dependência energética dessas interações [1,5,6,29,54,67].

O espalhamento elástico hádron-hádron é importante também porque está intimamente relacionado com o espalhamento inelástico através da condição de unitariedade. O conhecimento de dados experimentais da seção de choque diferencial elástica nos possibilita calcular não apenas σ_{el} , mas também σ_T e σ_{in} [6,29].

O formalismo do parâmetro de impacto nos permite investigar estas questões, a partir de uma visão ótico-geométrica do espalhamento hadrônico [5,6,7,29].

Desde a década de sessenta existe um grande interesse pelas colisões hadrônicas a altas energias, particularmente nos últimos anos com a construção dos aceleradores SPS- $\bar{p}p$ -COLLIDER [3] no CERN e $\bar{p}p$ -TEVATRON no FERMILAB [4].

Devido a evidências experimentais, conserva-se há muito tempo uma crença de que a altas energias os mecanismos que controlam o espalhamento hadrônico tornam-se mais simples e podem

ser interpretados em termos de poucos princípios básicos^[5]. Entre os resultados experimentais destacamos o comportamento suave da seção de choque total em função da energia quando esta cresce.

No caso do espalhamento elástico hádron-hádron a altas energias, observa-se que a seção de choque diferencial elástica em função do quadrimomento transferido exhibe um pico pronunciado próximo à região de espalhamento para frente, seguido de um mínimo ("dip") e de um segundo máximo ("bump").

Desta forma, acredita-se que o espalhamento hadrônico elástico possa ser descrito por uma amplitude puramente imaginária, assumindo-se que com o aumento da energia os efeitos de spin são praticamente desprezíveis. A interação torna-se absorvedora dominada por muitos canais inelásticos abertos. O espalhamento elástico é interpretado como sendo a sombra do inelástico. Assim a amplitude de espalhamento elástico tem um caráter fundamentalmente difrativo, em estreita analogia com a difração clássica de uma onda por um obstáculo.

Os modelos formulados para descrever o espalhamento hadrônico difrativo desenvolveram-se ao longo de três linhas principais de pesquisa^[6], a saber: canal-s ou aproximação ótico-geométrica, canal-t ou troca de Regge e modelos de constituintes.

Os modelos do canal-s descrevem o espalhamento difrativo através de formas convenientes para as regiões absorvedoras no espaço do parâmetro de impacto bidimensional. Dentre esses destacamos os modelos eiconais, o espalhamento de sombra e o "Geometrical Scaling". Estes modelos fixam a dependência em t e deixam em aberto a dependência em s . Logo, se constituem na aproximação mais ade

quada para se estudar a dependência energética na amplitude de espalhamento.

No caso dos modelos do canal-t, a amplitude de espalhamento elástico é dada pela troca de polos de Regge no canal-t. Nesses modelos há uma pré-fixação da dependência energética e uma arbitrariedade de escolha da dependência em t nas trajetórias e nas funções resíduos.

Finalmente os modelos de constituintes sugerem que as características da seção de choque diferencial elástica estão relacionadas com a estrutura interna dos hádrons (quarks). Esses modelos reproduzem bem a dependência em t , inclusive na região de grandes t como é o caso do modelo do "Hard Core" e não o fazem quanto a dependência em s .

Em nosso trabalho propomos investigar fundamentalmente o problema da dependência energética no espalhamento $\bar{p}p$ nos intervalos de energia $10 \leq \sqrt{s} \leq 546$ GeV e de tri-momento transferido $0 \leq -t \leq 5.0(\text{GeV}/c)^2$ através do formalismo do parâmetro de impacto e dos modelos ótico-geométricos do canal-s.

A escolha da reação $\bar{p}p$ vem do fato de que esta é a colisão hadrônica que apresenta dados experimentais de σ_T e $d\sigma/dt$ na faixa de energia mais ampla e para qual ainda não foi feito um estudo mais profundo da dependência energética. A reação pp apesar de apresentar excelentes dados experimentais, já foi intensivamente analisada e possui medidas somente até a energia de 62 GeV no sistema do centro de massa. Desta forma, ela servirá de referência para comparação dos resultados obtidos com $\bar{p}p$.

A opção pelo Formalismo do Parâmetro de Impacto e mo

delos do canal-s é por ser este o caminho natural para se estudar dependência energética. Além disso, a descrição ótico-geométrica do espalhamento se vale de uma física mais simples e transparente em termos do parâmetro de impacto, em estreita analogia com os conceitos da ótica clássica. Lembramos também, que os modelos do canal-s são os que resistiram com menos problemas o severo teste do tempo nestes seus 20 anos de existência^[7].

O objetivo básico do trabalho é, através de ajustes criteriosos dos dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$, obter informações sobre as grandezas físicas eiconal, função de perfil, funções de "overlap" total, elástica e inelástica e dos raios de interação, que refletem o comportamento dos hádrons durante a colisão. A partir desta análise independente de modelos, testar as hipóteses da eiconal fatorável e do "Geometrical Scaling".

No capítulo 2 faremos uma breve revisão dos resultados experimentais do espalhamento hádron-hádron a altas energias, focalizando principalmente as colisões $\bar{p}p$ e pp , e discutiremos algumas particularidades dos aceleradores que geraram estes dados.

No capítulo 3 discutiremos de forma direcionada alguns aspectos teóricos gerais importantes para o estudo do espalhamento hadrônico, tais como: Representação do Parâmetro de Impacto, contribuição da parte real da amplitude de espalhamento via fórmula de Martin e teoremas e limites assintóticos.

A descrição das idéias básicas das concordâncias e limitações dos modelos do canal-s é feita no capítulo 4. Discutimos os modelos de Chou-Yang, "Geometrical Scaling" e da Função de "Overlap" Inelástica. Neste capítulo, fazemos também uma revisão cronológica do problema da dependência energética na eiconal, que

iniciou-se em 1967 e continua até hoje uma questão em aberto.

Nosso interesse em analisar com mais profundidade a eiconal de uma colisão hádron-hádron a altas energias, vem do fato de que ela nos possibilita compreender como a matéria hadrônica se distribui dentro do hádron e como ela se comporta com a variação da energia.

No capítulo 5 é feita a parametrização dos dados experimentais de seção de choque diferencial elástica da colisão $\bar{p}p$, tomando-se a amplitude de espalhamento puramente imaginária e expressa como uma soma de exponenciais em t . Discutimos sobre a escolha dos dados experimentais, métodos e critérios de ajuste. Introduzimos a parte real da amplitude de espalhamento no ajuste através da fórmula de Martin, utilizando-se como parte imaginária da amplitude de espalhamento a soma de exponenciais encontrada.

Apresentamos no capítulo 6 os resultados obtidos, a partir dos ajustes do capítulo 5, para eiconal, função de perfil, coeficiente de transmissão, funções de "overlap" total, elástica e inelástica e raios de interação. Esses resultados são analisados com a energia fixa e com o parâmetro de impacto fixo separadamente. Propomos ainda uma expressão fenomenológica aproximada para a eiconal em função da energia e do parâmetro de impacto.

No capítulo 7 apresentamos uma análise e discussão dos resultados obtidos nos capítulos 5 e 6. Tratamos da influência da parte real da eiconal, dos testes dos modelos de eiconal fatorável e "Geometrical Scaling", sobre o carácter central e periférico das componentes elástica e inelástica do espalhamento, da parametrização do raio inelástico e discutimos uma tentativa de extrair

os efeitos "semi-hard" da reação $\bar{p}p$ entre as energias de 53 e 546 GeV. Comparamos nossos resultados com os de outros autores para a reação $\bar{p}p$ e também para a reação pp .

As discussões finais, conclusões e perspectivas futuras são apresentadas no capítulo 8.

Incluimos no trabalho dois apêndices. No primeiro, apresentamos as principais relações cinemáticas e unidades usadas. Neste apêndice procuramos também, esclarecer a simbologia e a nomenclatura de todas grandezas físicas envolvidas. No segundo discutimos o método de ajuste da subrotina GRIDLS e a sistemática de cálculo e propagação de erros.

Gostaríamos de deixar claro que este trabalho tem um carácter fundamentalmente fenomenológico na linha dos modelos ótico-geométricos, atendo ao espírito dos trabalhos desenvolvidos por CHOU-YANG^[8,9], CHOU^[10,11], DIAS DE DEUS^[12,13], FRANÇA-HAMA^[14], AMALDI-SCHUBERT^[15], FEARNLEY^[16], BELLANDI et al.^[17 a 21], BAILLY et al.^[22], HENZI-VALIN^[23 a 27], etc. Não entramos no mérito e na discussão de modelos teóricos com base em constituintes (quarks) e nos Polos de Regge, a não ser para fazer referências a alguns de seus resultados. Ele trata de uma análise semi-quantitativa ampla visando descobrir comportamentos gerais de algumas grandezas físicas fundamentais, que refletem aspectos da natureza dos hádrons a altas energias e também fornecer subsídios para modelos teóricos que poderão ser formulados com base na dinâmica de constituintes.

Em todo trabalho desprezaremos os efeitos de spin e não consideraremos dados experimentais obtidos com alvos de prótons polarizados.

CAPÍTULO 2

REVISÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO HÁDRON-HÁDRON A ALTAS ENERGIAS

Neste capítulo faremos uma revisão dos resultados experimentais das principais grandezas físicas medidas nas colisões hadrônicas elásticas $\bar{p}p$, pp , $K^{\pm}p$ e $\pi^{\pm}p$ a altas energias, dedicando uma atenção especial às duas primeiras.

Discutiremos de forma breve os processos de medida e algumas particularidades destas grandezas, abordando sempre que possível aspectos fenomenológicos revelados nessas colisões.

Uma vez que todos os dados experimentais usados neste trabalho são provenientes de aceleradores, daremos um panorama geral sobre os principais aceleradores existentes e algumas de suas especificações técnicas.

2.1. ALTAS ENERGIAS E ACELERADORES

Atualmente existem duas maneiras de se obter partículas com grandes velocidades (altas energias):

- 1ª) Acelerando-se estas partículas por meio de campos eletromagnéticos gerados nos aceleradores e,

2ª) Utilizando-se dos raios cósmicos que vem do espaço interestelar e incidem sobre a terra.

Os aceleradores apresentam uma vantagem sobre os raios cósmicos. Podemos controlar precisamente sua operação (dia, hora, local, condições do feixe de incidente e do alvo). Com a radiação cósmica esse controle torna-se difícil, uma vez que ela é uma manifestação da natureza. No entanto, seus resultados tem proporcionado descrições únicas sobre a matéria, pois tem energias até um milhão de vezes maiores que as obtidas nos aceleradores mais modernos. Entre os grandes feitos da radiação cósmica, citamos os trabalhos de 1947 de Lattes, Occhialini e Powell. Eles encontraram eventos em emulsões nucleares que demonstravam a existência de dois tipos de mésons de massas diferentes. Estes resultados foram confirmados em 1948 por Lattes e Gardner usando acelerador (cíclotron de Berkeley).

Descreveremos com maiores detalhes somente os aceleradores pois como já dissemos, os dados experimentais utilizados neste trabalho são provenientes dos mesmos.

Os aceleradores são classificados de duas maneiras: quanto ao tipo de trajetória que as partículas colidentes percorrem e quanto ao sistema de alvo. Aqueles cujas partículas percorrem trajetórias retilíneas são chamados de aceleradores lineares e os que formam uma trajetória fechada são ditos circulares ou cíclicos. Quanto ao sistema de alvo eles são divididos em aceleradores de alvo fixo e aceleradores de feixes colidentes. Discutiremos agora algumas particularidades destes dois tipos de aceleradores.

a) Aceleradores de alvo fixo

Estes aceleradores lançam partículas sobre um alvo externo fixo constituído geralmente de prótons ou núcleos. Eles podem ser lineares ou cíclicos.

Neste tipo de acelerador pode-se realizar experiências não somente com feixes de prótons ou elétrons, mas também com partículas secundárias, tais como mésons, neutrinos, etc.

A tabela 2.1.^[2,28] relaciona os principais aceleradores de alvo fixo de grande porte ($\sqrt{s} > 1\text{GeV}$) existentes, juntamente com algumas de suas especificações técnicas.

TABELA 2.1- Principais aceleradores de alvo fixo de grande porte^[2,28].

ACELERADOR	DATA DA 1ª OPERAÇÃO	PARTÍCULAS ACELERADAS	E_{lab} (GeV)	\sqrt{s} (GeV)	INTENSIDADE
COSMOTRON - BNL - N.Y.	1952	prótons	3	2.7	
BEVATRON - Berkeley	1954	prótons	6.2	3.8	
PS CERN - Geneva	1959	prótons	28	7.4	
AGS - BNL - N.Y.	1961	prótons	33	8	8×10^{12}
SLAC (linear accelerator) Stanford University	1961	elétrons	22	6.5	
Cornell Electron Synchrotron Cornell University	1967	elétrons	12	4.9	
Serpukhov Proton Synchrotron Serpukhov - U.S.S.R.	1967	prótons	76	12	5×10^{12}
Fermilab main ring Batavia, III.	1972	prótons	500	30.7	2×10^{13}
DESY Hamburg	1974	elétrons	7	3.8	
KEK Japan	1975	prótons	12	5	
SPS CERN - Geneva	1976	prótons	500	30.7	10^{13}
TEVATRON Fermilab	1982	prótons	1000	43	5×10^{13}

Para fazermos comparações desses aceleradores com os de feixes colidentes é importante encontrarmos a relação entre a energia total no sistema do centro de massa e a energia no sistema de laboratório.

Suponhamos que uma partícula A e de massa m_A e energia E_A no sistema de laboratório, incide num alvo estacionário B de massa m_B . Nesta colisão os quadrimomentos das partículas A e B são respectivamente $P_A = (E_A, \vec{p}_A)$ e $P_B = (E_B, \vec{p}_B)$ com $\vec{p}_B = 0$.

Utilizando-se as relações cinemáticas do apêndice I podemos escrever

$$s = m_A^2 + m_B^2 + 2m_B E_A .$$

Em altas energias tem-se que, $s \gg m_A^2$ e $s \gg m_B^2$,

logo

$$s \approx 2m_B E_A .$$

Essa expressão mostra que, nos aceleradores de alvo fixo, a energia total no sistema do centro de massa (\sqrt{s}) é proporcional à raiz quadrada da energia do feixe no sistema de laboratório, ou seja,

$$\sqrt{s} \propto \sqrt{E_A} . \quad (2.1)$$

b) Aceleradores de feixes colidentes

Nestes aceleradores as partículas são armazenadas nos anéis de acumulação, girando em sentidos opostos com a mesma energia

por feixe. As colisões ocorrem em alguns pontos de cruzamento dentro do acelerador, de forma quase frontal (ângulo entre os feixes é de $\sim 15^\circ$). A tabela 2.2. [2,3,4,28] contém os nomes e algumas particularidades dos principais aceleradores de feixes colidentes.

TABELA 2.2- Principais aceleradores de feixes colidentes [2,3,4,28].

ACELERADOR	DATA DA 1ª OPERAÇÃO	TIPO	PARTÍCULAS ARMAZENADAS	ENERGIA POR FEIXE	\sqrt{s} (GeV)	LUMINOSIDADE $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
ADA National Laboratories of C.N.E.N.Frascati	1963	único anél	e^+e^-	.25	.5	
Princeton-Stanford Storage Rings Stanford University	1964	anéis tangentes	e^-e^-	.56	1.1	10^{27}
VEPP-2 Novosibirsk, U.S.S.R.	1965	anéis tangentes	e^+e^-	.04	.08	
ACO Orsay Laboratories, Paris	1966	único anél	e^+e^-	.5	1	
ADONE National Laboratories of C.N.E.N.Frascati	1965	único anél	e^+e^-	1.5	3	
ISR CERN, Geneva	1971	anéis entrelaçados	pp	31	62	4×10^{31}
CEA-Bypass Cambridge, Mass	1967	único anél	e^+e^-	3.5	7	2×10^{28}
SPEAR Stanford Linear Accelerator Center	1972	único anél	e^+e^-	4.2	8.4	10^{32}
DORIS DESY, Hamburg	1974	único anél	e^+e^-	4.5	9	10^{32}
VEPP-2 Novosibirsk, U.S.S.R.	1975	único anél	e^+e^-	1.3	2.6	
DCI Orsay Laboratories, Paris	1975	anéis entrelaçados	e^+e^-	3.7	7.4	10^{32}
VEPP-3 Novosibirsk, U.S.S.R.	1977	único anél	e^+e^-	3	6	10^{30}
VEPP-4 Novosibirsk, U.S.S.R.	1978	único anél	e^+e^-	7	14	10^{31}
PETRA DESY, Hamburg	1978	único anél	e^+e^-	19	18	10^{32}
CERS Cornell University	1979	único anél	e^+e^-	8	16	10^{32}
ISR p \bar{p} CERN, Geneva	1980	anéis entrelaçados	p \bar{p}	31	62	10^{29}
PEP Stanford Linear Accelerator Center	1980	único anél	e^+e^-	18	36	10^{32}
SPS p \bar{p} - COLLIDER CERN, Geneva	1981	único anél	p \bar{p}	270	540	10^{30}
Fermilab p \bar{p} - TEVATRON Batavia, III	1987	único anél	p \bar{p}	1000	2000	10^{30}

Considerando-se que duas partículas A e B dos feixes colidentes opostos tenham a mesma energia E em relação ao sistema de laboratório, podemos escrever seus quadrimomentos como $P_A = (E, \vec{p})$ e $P_B = (E, -\vec{p})$ para $m_A = m_B = m$.

Usando-se as relações cinemáticas do apêndice I temos

$$s = 4E^2 .$$

Assim a energia total no sistema do centro de massa é proporcional à energia no sistema de laboratório, ou seja,

$$\sqrt{s} \propto E . \quad (2.2)$$

Comparando-se as expressões 2.1 e 2.2 observamos que a energia total no centro de massa (\sqrt{s}) ou a energia efetiva da colisão é muito maior nos aceleradores de feixes colidentes dos que nos de alvo fixo. A figura 2.1. [28] ilustra graficamente esta constatação.

A energia disponível para criação de novas partículas é a energia de colisão quando esta é vista no sistema do centro de massa das partículas colidentes. Num anél de acumulação a energia no CM é, como vimos, duas vezes a energia do feixe, quando as massas de repouso das partículas colidentes são iguais e estas tem a mesma energia. Num acelerador de alvo fixo a energia no centro de massa é proporcional à raiz quadrada da energia do feixe. Este fato mostra uma das vantagens dos aceleradores de feixes colidentes sobre os de alvo fixo. No entanto, ressaltamos que os aceleradores de

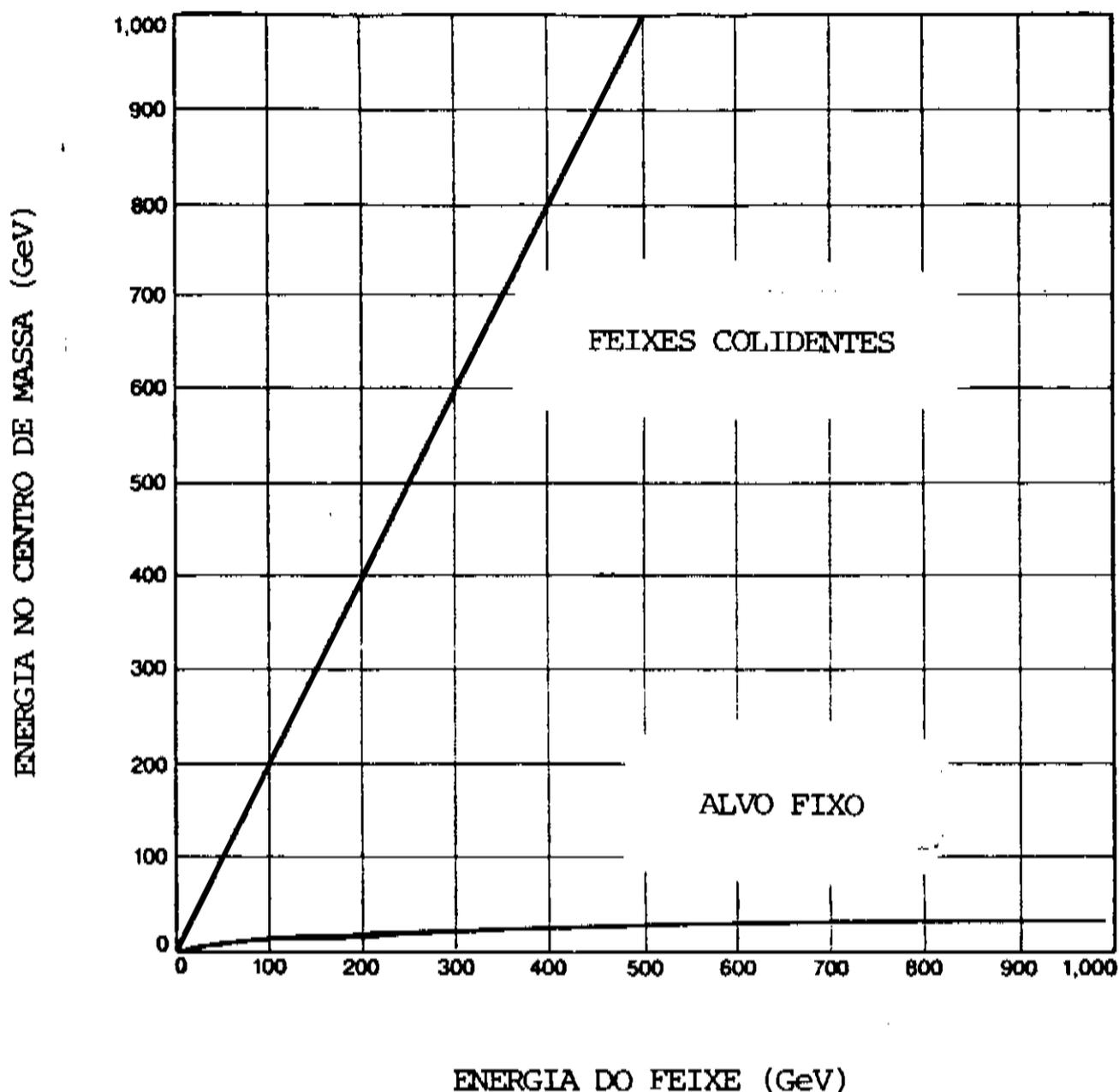


Fig. 2.1- Energia Efetiva de Colisão para os aceleradores de alvo fixo e de feixes colidentes [28].

alvo fixo possuem uma luminosidade (*) maior e produzem uma variedade de feixes secundários (por exemplo, K^+ , K^- , π^+ , π^- , etc) que não podem ser gerados nos equipamentos de feixes colidentes.

Observa-se então, que o objetivo central no desenvolvimento de novos aceleradores é conseguir energias mais altas no sistema do centro de massa. A expressão "**altas energias**" tem sido usada há muito tempo e em cada época se atribuiu a ela um valor mínimo de referência que, obviamente, cresceu com a evolução dos ace-

(*) LUMINOSIDADE - é uma medida da taxa na qual as interações das partículas podem ser observadas.

leradores. Atualmente, "**altas energias**" significa energias que satisfazem à condição

$$\sqrt{s} \gtrsim 5\text{GeV} . \quad (2.3)$$

Isto é equivalente a $p_{\text{lab}} \gtrsim 10 \text{ GeV}/c$ nos aceleradores de alvo fixo ou ainda que, $\sqrt{s} \gg m_{\text{HÁDRON}}$

Após estas considerações, apontamos três razões básicas^[1] para a busca das altas energias:

1ª) Como já dissemos, de acordo com a relação de Einstein $E_0 = m_0 c^2$ (m_0 = massa de repouso da partícula), altas energias são necessárias para produzir partículas maciças. As partículas maciças em geral tem vida curta e decaem em partículas de massas menores. Desta forma, elas não podem ser observadas facilmente na natureza e precisam ser produzidas artificialmente. Para entendermos a estrutura da matéria é necessário estarmos cientes da existência destas partículas e conhecermos suas propriedades.

Até 1955, as únicas partículas mutuamente conjugadas cujas existências tinham sido comprovadas experimentalmente eram, os elétrons (e^\pm) e os mésons (μ^\pm e π^\pm). A contrapartida do próton (p), o antipróton (\bar{p}) não foi observada até o advento das altas energias. Para a criação do par p - \bar{p} nas colisões núcleon-núcleon exige-se pelo menos 5.6 GeV no sistema de laboratório e nas colisões núcleon-núcleo em torno de 4.3 GeV. Tais energias só se tornaram possíveis após a construção do Bévatron em Berkeley em 1954 (veja tabela 2.1). Um dos objetivos da construção deste acelerador era a da possível produção de antiprótons.

2*) A resolução dos menores detalhes que podem ser "vistos" é proporcional ao comprimento de onda da "luz" usada. Desde que usamos partículas como sondas, o comprimento de onda é dado pela relação de de Broglie $\lambda = h/p$. Com as maiores energias obtidas hoje em dia, podemos resolver detalhes abaixo de 10^{-16} cm. Isto corresponde a uma distância de 1/1000 do raio do próton.

Como é conhecido da ótica, afim de se ver detalhes estruturais de dimensões lineares d , devemos ter:

$$\star \ll d, \quad (2.4)$$

onde $\star = \lambda/2\pi$. Como $\star = \hbar/p$, obtemos

$$d \gg \frac{\hbar}{p}. \quad (2.5)$$

Por exemplo, a energia cinética de um próton necessária para "ver" detalhes da ordem de 1fm, deve ser da ordem de 20MeV (cálculo não-relativístico).

3*) Para entendermos diferentes interações é preciso estudá-las não somente a baixas energias, mas também a altas. Por exemplo, nossa compreensão a respeito das interações eletromagnéticas seria fragmentada se as tivéssemos estudado experimentalmente somente no limite eletrostático de baixas energias.

Todos dados utilizados neste trabalho foram obtidos nos aceleradores PS-CERN, SPS-CERN, Fermilab main ring (tabela 2.1), ISR-pp-CERN, ISR- $\bar{p}p$ -CERN, SPS-COLLIDER- $\bar{p}p$ e TEVATRON- $\bar{p}p$ -Fermilab (tabela 2.2).

2.2. IMPORTÂNCIA E CARACTERÍSTICAS GERAIS DO ESPALHAMENTO

HÁDRON-HÁDRON A ALTAS ENERGIAS

A investigação sistemática dos processos de espalhamento à altas energias envolvendo hádrons, que começou nos meados dos anos cinquenta, teve um grande impulso no final da década de sessenta com a formulação de modelos teóricos e fenomenológicos, e com a construção de grandes aceleradores principalmente no CERN (Europa), Serpukhov (USSR) e Fermilab (USA).

As principais características que se tem observado sobre as interações hádron-hádron a altas energias podem ser resumidas da seguinte forma:

- a) A maioria das reações são inelásticas, com σ_{el}/σ_T variando entre 15 a 25%. Isto significa que de 75 a 85% de uma colisão hádron-hádron são processos inelásticos. As figuras 2.2^[29] e

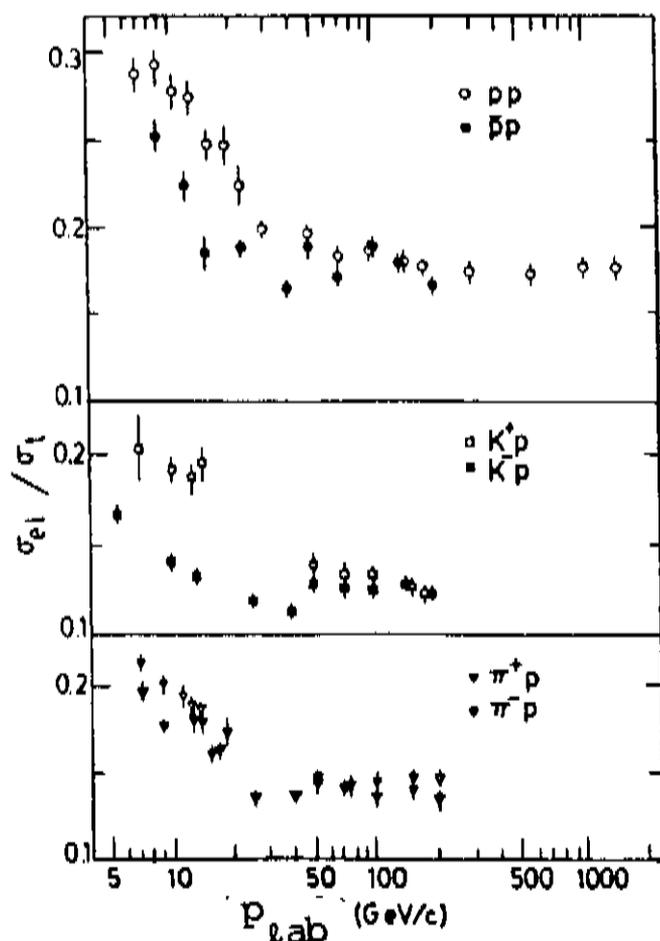


Fig. 2.2- Razão σ_{el}/σ_T como função de p_{lab} para as colisões $\bar{p}p, pp, \pi^{\pm}p$ e $K^{\pm}p$ ^[29].

2.3^[30] ilustram este fato para as reações $\bar{p}p$, pp , $\pi^{\pm}p$ e $K^{\pm}p$. A figura 2.3 nos dá uma informação mais completa de σ_{el}/σ_T para a reação $\bar{p}p$, pois inclui o dado correspondente a $\sqrt{s} = 546$ GeV - COLLIDER-CERN.

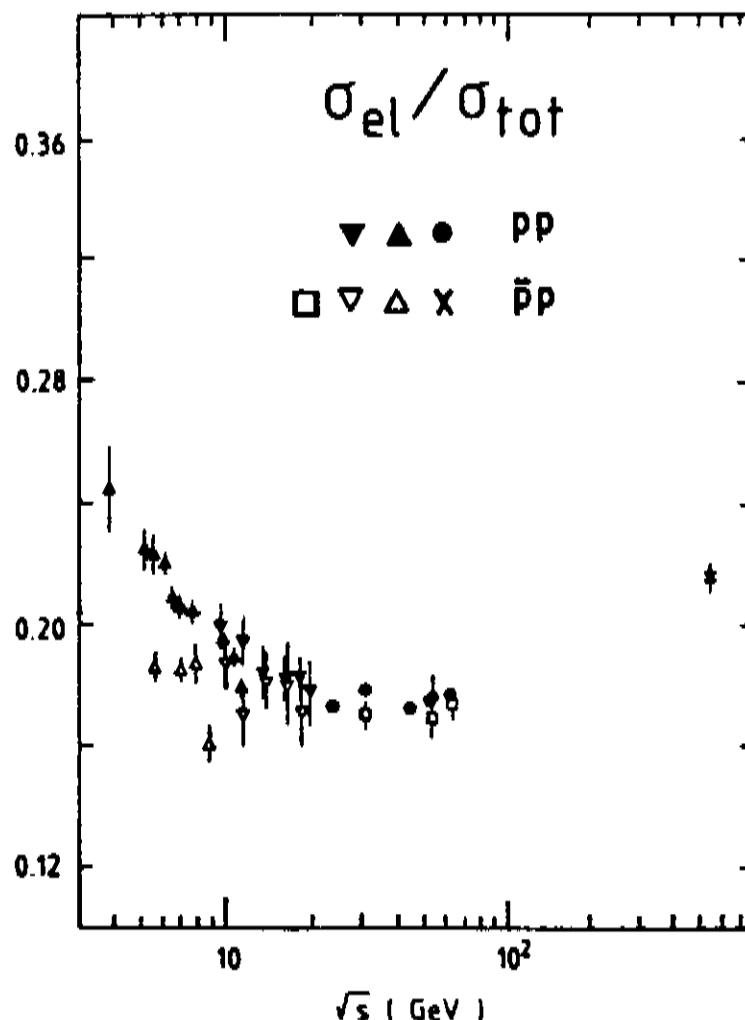


Fig. 2.3- Razão σ_{el}/σ_T como função de \sqrt{s} para as colisões $\bar{p}p$ e pp ^[30].

- b) Para cada interação hádron-hádron a multiplicidade média de partículas carregadas $\langle n_c \rangle$ cresce com a energia no centro de massa (\sqrt{s}). Isto é esperado, pois mais partículas devem ser produzidas à medida que se aumenta a energia disponível para conversão em massa.

Nós não conhecemos uma relação precisa entre $\langle n_c \rangle$ e

\sqrt{s} , no entanto, a expressão

$$\langle n_c \rangle = a + b \ln s + c s^n \quad (2.6)$$

tem sido usada como um dos melhores ajustes para os dados experimentais [32].

Tomando-se a colisão pp com $p_{lab} = 1500 \text{ GeV}/c$

($\sqrt{s} \sim 53 \text{ GeV}$) temos:

$$\langle n_{TOTAL} \rangle = \langle n_c \rangle + \langle n_{neutras} \rangle \approx 12 + 6 \approx$$

$$\underline{4.7 \pi^+ + 4.3 \pi^- + 0.43 K^+ + 0.32 K^- + 1.6 p + 0.15 \bar{p} + 4.5 \pi^0 + \dots}$$

(2.7)

A figura 2.4 [31] mostra os resultados da multiplicidade média para partículas carregadas em termos do quadrado da energia no centro de massa. Esta figura contém também o resultado (2.7).

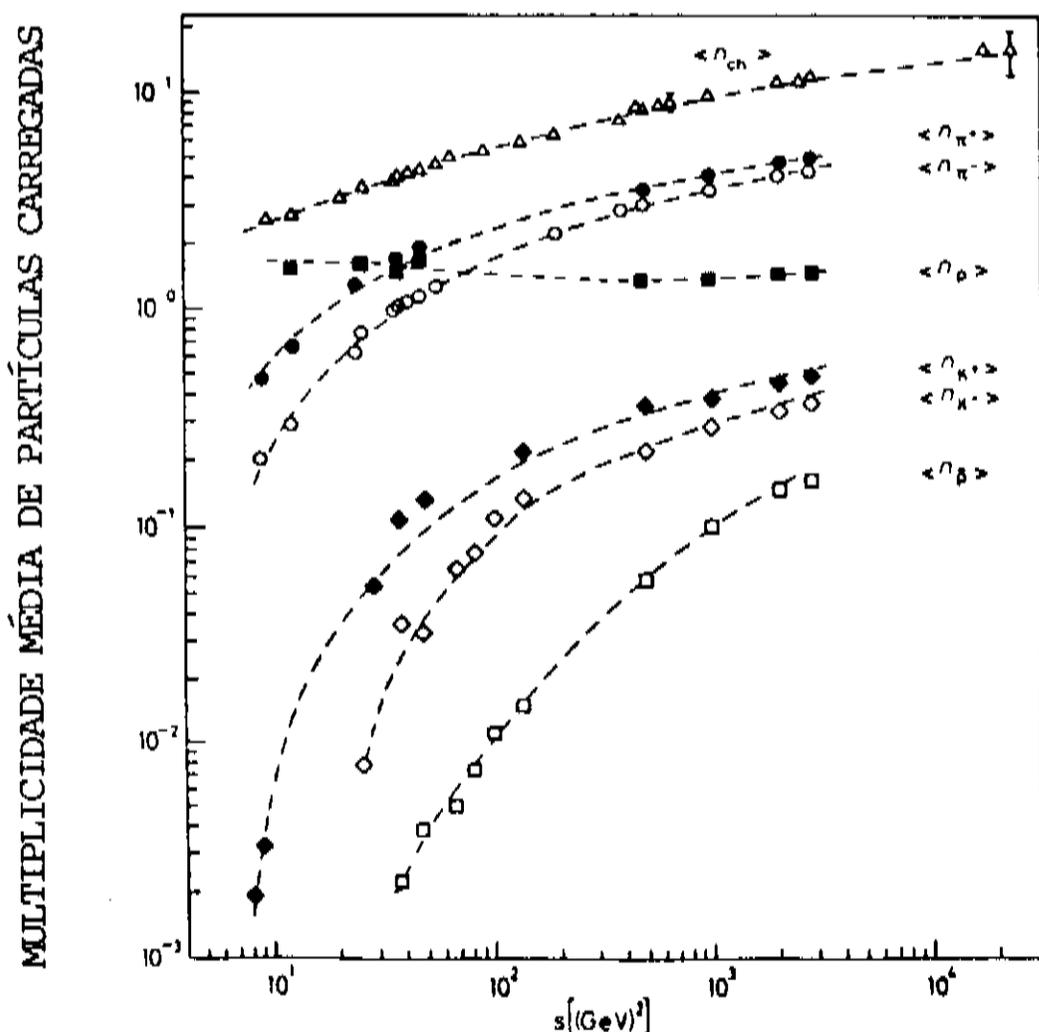


Fig. 2.4- Multiplicidade média nas colisões pp para vários tipos de partículas carregadas em função de s [31].

Observamos que numa colisão núcleon-núcleon (e também méson-núcleon e fóton-núcleon) a altas energias, a maioria das partículas produzidas são pions, depois vem os káons, os prótons e finalmente os antiprótons com uma taxa bem pequena.

O grande problema no uso de aceleradores de feixes colidentes $\bar{p}p$ está justamente na obtenção de um feixe de antiprótons suficientemente denso. Por exemplo, um feixe de um milhão de prótons incidentes numa pequena região de um alvo com uma energia de 24 GeV, produz em média apenas um antipróton num ângulo aceitável pelo anél do acumulador. O acumulador é um equipamento separado do acelerador, usado para armazenar antiprótons até se conseguir número suficiente para a colisão com os prótons. Os antiprótons criados entram no acumulador com uma grande gama de velocidades e direções desordenadas. Assim, antes de serem injetados no acelerador precisam ser "organizados". Este método que regula as velocidades dos antiprótons possibilitando se armazenarem no acumulador é denominado "cooling".

c) O momento transversal médio em geral é pequeno e torna-se quase independente da energia acima de $p_{\perp ab} \sim 100$ GeV/c. Ele pode assumir valores entre 0.3 e 0.5 GeV/c, dependendo do tipo de partículas produzidas. Os eventos com momentos transversais grandes são raros. A figura 2.5^[32] mostra o comportamento do momento transversal médio para a produção de π^{\pm} , K^{\pm} , \bar{p} e todas as partículas carregadas em função do momento de laboratório.

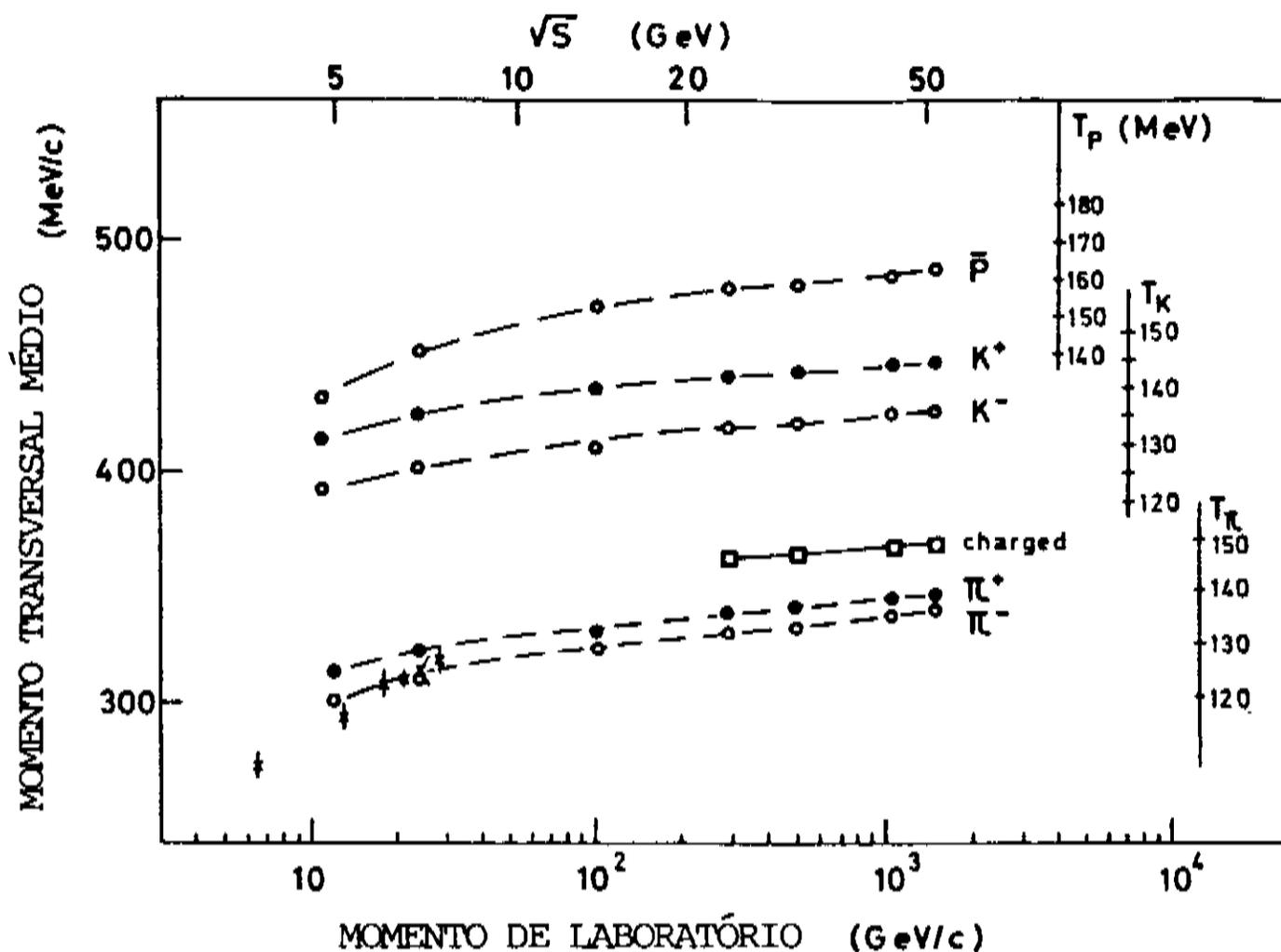


Fig. 2.5- Momento transversal médio para produção de \bar{p} , K^+ , π^\pm e todas partículas carregadas versus p_{lab} (GeV/c) [32].

Quando desejamos analisar um determinado processo é necessário "extraí-lo" da variedade de canais possíveis. Isto é relativamente fácil para o espalhamento elástico a baixos ângulos, mas difícil para o caso de grandes ângulos.

Particularmente estamos interessados no comportamento da seção de choque total e do espalhamento elástico das colisões hadrônicas a altas energias e pequenos ângulos. Os motivos para fixarmos nossa pesquisa nestas colisões e condições são:

- i) Do ponto de vista experimental, construção de grandes aceleradores no CERN, no FERMILAB e no IHEP-Serpukhov, a partir do final da década de sessenta e início da de setenta, além de proporcionar uma abundância de novas informações nesta região de altas energias, possibilitou medidas muito precisas da seção

de choque total e de várias grandezas inerentes ao espalhamento elástico (este num grande intervalo angular). Vale a pena lembrar que as medidas da seção de choque diferencial elástica na região de pequenos ângulos são relativamente fáceis de serem realizadas.

- ii) Do ponto de vista fenomenológico o espalhamento elástico é um processo simples. Basta pensarmos que na região de altas energias e pequenos ângulos, o espalhamento elástico de um hádron incidente, por um alvo de núcleons (ou núcleos), parece ter as mesmas características gerais do espalhamento difrativo por uma esfera "preta" (ou mais precisamente, por uma esfera "cinza") ou por um potencial absorvedor com alcance bem definido. Logo, pode ser descrito por um modelo ótico simples.

Podemos agora discutir o comportamento qualitativo de σ_T , ρ e $d\sigma/dt$ para as colisões hadrônicas (principalmente pp e $\bar{p}p$) à energias assintóticas.

Até 1968 as expectativas, baseadas nos dados experimentais disponíveis e nos modelos teóricos da época, eram de que estas grandezas teriam um comportamento assintótico como mostra a figura 2.6.a^[32]. No entanto, após as medidas realizadas no período de 1969-1973, em Serpukhov, no ISR-CERN e no Fermilab, e ainda com as previsões calculadas através de modelos óticos mais recentes, levaram a uma nova perspectiva para o espalhamento a altas energias, ilustrada na figura 2.6.b^[32], a partir de 1975.

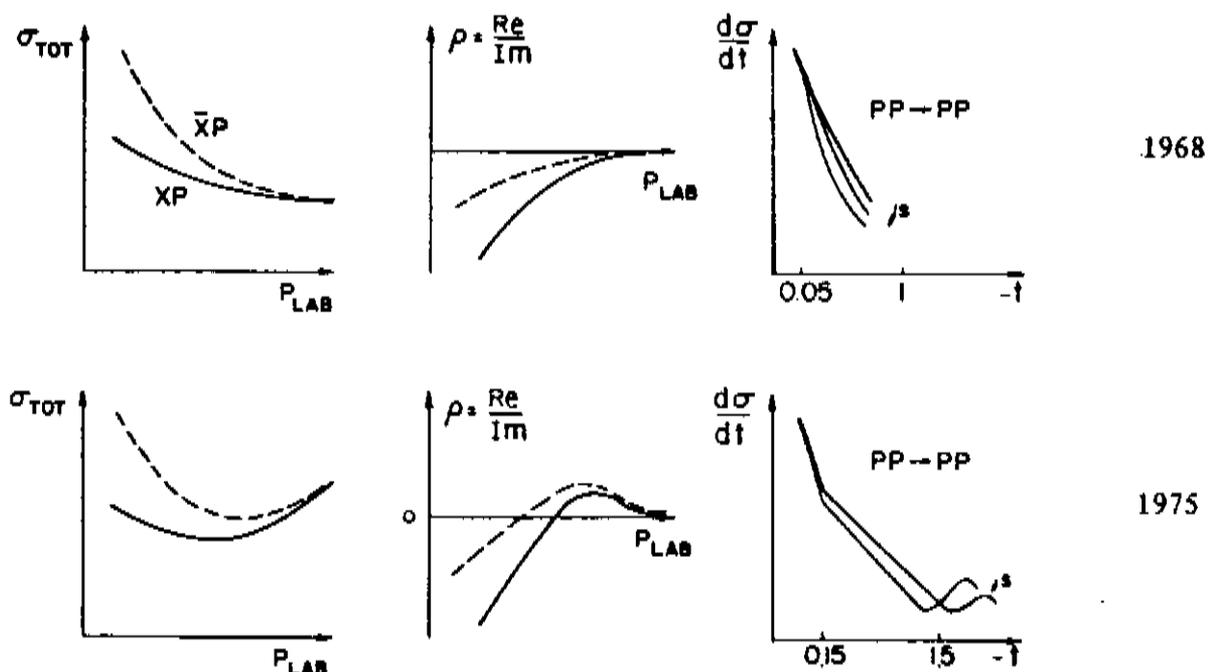


Fig. 2.6.a - 2.6.b- Ilustrações das expectativas dos comportamentos a altas energias em 1968 e 1975^[32].

A construção do SPS-COLLIDER no CERN, a realização de novas medidas e o desenvolvimento dos modelos teóricos na década de oitenta, parecem confirmar, a menos de alguns detalhes, as previsões de 1975. Nas próximas seções trataremos este assunto, fazendo uma análise quantitativa dos resultados experimentais, principalmente para a reação $\bar{p}p$.

Concluindo, gostaríamos de lembrar que os processos de espalhamento difrativo de hádrons refletem algumas propriedades fundamentais destas partículas; o espalhamento difrativo elástico em particular reflete a natureza ondulatória dos feixes de hádrons colidentes e do alcance finito de suas interações fortes, juntamente com suas grandes capacidades absorvedoras. A difração elástica é uma manifestação direta da estrutura interna dos hádrons. Entre as numerosas reações difrativas o espalhamento elástico pp proporciona a possibilidade mais favorável para o estudo do mecanismo de difração a altas energias. A explicação para isto, é que este canal não

exibe ressonâncias diretas e as contribuições não-difrativas devidas à troca de f^0 , ω , ρ e A_2 passam a ser desprezíveis com o aumento da energia.

2.3. SEÇÃO DE CHOQUE TOTAL (σ_T)

A seção de choque total é um dos parâmetros básicos do espalhamento hadrônico. Em geral ela depende do tipo de partículas colidentes e da energia (\sqrt{s} ou p_{lab}).

Há muito tempo acredita-se que a altas energias os mecanismos que controlam o espalhamento hadrônico tornam-se muito simples e podem ser explicados em termos de poucos princípios básicos. O comportamento suave da seção de choque total com a energia parece justificar esta crença.

Embora σ_T represente a soma das seções de choque de todos os estados finais acessíveis, ela está relacionada diretamente com a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástico na direção para frente via o Teorema Ótico.

$$\sigma_T(s) = 4\pi \operatorname{Im}f(s, t=0) . \quad (2.8)$$

No capítulo 4 apresentamos a dedução do Teorema Ótico a partir da condição de unitariedade da matriz S .

Tradicionalmente a seção de choque total tem sido medida através do método de transmissão, no entanto, com o advento dos aceleradores de feixes colidentes ele não pode ser aplicado e se fêz necessário o desenvolvimento de novos métodos. Vejamos com alguns detalhes as idéias básicas dos principais métodos de medida

de σ_T .

I) Método de Transmissão

Esta técnica é adequada aos aceleradores de alvo fixo. Foi muito utilizada [33 a 39] para medir σ_T de partículas carregadas nos aceleradores PS-CERN, AGS-BNL, PS-SERPUKHOV e FERMILAB - anel principal.

A medida consiste na determinação da fração das partículas transmitidas com e sem o alvo. Isto significa calcular a seção de choque parcial $\sigma(t_i)$ para cada contador de transmissão T_i , dada por

$$\sigma(t_i) = \frac{1}{n} \ln \frac{N_{ie}/M_e}{N_{if}/M_f}, \quad (2.9)$$

onde n é o número de núcleos de hidrogênio por cm^2 no alvo, o índice e se refere ao alvo simulado, f ao alvo de hidrogênio, M é o número de partículas que se chocam com o alvo, N é o número de partículas registradas pelo detector T_i e t_i é o quadrado do momento transferido máximo das partículas detectadas por T_i .

Geralmente os dados de $\sigma(t_i)$ são parametrizados pela expressão

$$\sigma(t_i) = \sigma_T \exp(At_i + Bt_i^2 + Ct_i^3) \quad (2.10)$$

O valor de σ_T é encontrado extrapolando-se $\sigma(t_i)$ para $t_i = 0$.

Uma maneira alternativa de se medir σ_T nos aceleradores de alvo fixo é determinar as distribuições angulares de partículas

atrás do alvo por meio de contadores de cintilação.

No caso dos aceleradores de feixes colidentes são usados os seguintes métodos:

II) Medida direta no ISR

Neste método a seção de choque total é calculada de forma direta através da expressão

$$\sigma_T = \frac{N}{L} \quad , \quad (2.11)$$

onde N e L são medidos separadamente: N é a taxa total de interação (número total de interação por unidade de tempo) medida através de grandes contadores de cintilação e L é a luminosidade, medida utilizando-se a região de Coulomb^[40] ou o método de Van der Meer^[41].

Esta forma de determinar a seção de choque total é conhecida como o método de Pisa-Stony Brooks (PSB), utilizado por vários grupos^[42 a 46].

III) Métodos indiretos para partículas carregadas

Estes métodos determinam σ_T a partir da medida da seção de choque diferencial elástica.

Num experimento de seção de choque diferencial elástica, a quantidade medida é $\Delta N(t)$, ou seja, o número de acusações de partículas por segundo por intervalo de tempo em torno de t. Esta taxa deve ser normalizada para a obtenção de $d\sigma/dt$, da seguinte forma

$$\Delta N(t) = L \frac{d\sigma}{dt} , \quad (2.12)$$

onde L é o fator de normalização. Nos aceleradores de feixes colidentes, L é a luminosidade.

Consideremos alguns métodos de determinação de σ_T através da medida de $d\sigma/dt$.

i) A seção de choque diferencial elástica é medida na região do pico de difração no intervalo $0.01 \lesssim -t \lesssim 0.12 \text{ (GeV/c)}^2$. Estes dados são parametrizados através da expressão

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{Bt} . \quad (2.13)$$

Na extrapolação, para $t = 0$ encontra-se $(d\sigma/dt)_{t=0}$.

Usando-se o Teorema Ótico obtemos

$$\sigma_T^2 = \frac{16\pi (d\sigma/dt)_{t=0}}{1 + \rho^2} , \quad (2.14)$$

onde ρ é calculada por relação de dispersão, ou geralmente considerada igual a zero.

Substituindo-se (2.12) em (2.14) obtemos a expressão final para σ_T

$$\sigma_T = \sqrt{\frac{16\pi}{(1 + \rho^2)} \cdot \frac{\Delta N(0)}{L}} . \quad (2.15)$$

Esta sistemática é conhecida como o método de CERN-ROMA (CR) e foi utilizado no ISR^[43,44,46,47] e no COLLIDER^[48].

ii) A seção de choque diferencial é medida na região de interferência Coulomb-Nuclear no intervalo $0.001 \lesssim -t \lesssim 0.02 (\text{GeV}/c)^2$.

Nesta região $d\sigma/dt$ é rigorosamente descrita pela expressão

$$\frac{d\sigma}{dt} = K \left[\left(\frac{2\alpha}{t} \right)^2 F^4(t) - (\rho + \alpha\phi) \frac{\alpha}{\pi} \cdot \sigma_T \cdot \frac{F^2(t)}{t} e^{\frac{Bt}{2}} + \left(\frac{\sigma_T}{4\pi} \right)^2 (1 + \rho^2) e^{Bt} \right]. \quad (2.16)$$

Esta será analisada com maiores detalhes na seção 2.5.

A seção de choque total é encontrada ajustando os dados experimentais de $d\sigma/dt$ através de (2.16). Como a seção de choque de Coulomb para pequenos ângulos é bem conhecida, a constante de normalização é determinada de forma absoluta. Assim, não é necessário determinar separadamente a luminosidade no ISR. Alguns autores^[49,50] usaram este método para medir σ_T na região de energia do ISR-CERN.

iii) Este é baseado na medida simultânea de N_T , a taxa de contagem total para qualquer interação e da taxa de espalhamento elástico na região de difração, dadas respectivamente por

$$N_T = L \sigma_T \quad (2.17)$$

$$\Delta N(0) = L \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} . \quad (2.18)$$

Combinando-se estas duas expressões, tem-se

$$\sigma_T^2 = \frac{16\pi \Delta N(0)}{N_T(1 + \rho^2)} . \quad (2.20)$$

Este é conhecido como método independente da luminosidade e foi utilizado no ISR^[43,44,46] e no COLLIDER^[51,52].

As características gerais dos resultados experimentais de σ_T para as colisões pp , $\bar{p}p$, $K^\pm p$ e $\pi^\pm p$ podem ser descritas da seguinte maneira.

Para energias correspondentes a $p_{lab} \lesssim 10$ (GeV/c), σ_T de $\pi^\pm p$, $\pi^\mp p$ e $K^\mp p$ apresenta variações muito rápidas com a energia e é caracterizada por vários "bumps", que normalmente são associados à formação de partículas instáveis (ressonâncias). $\sigma_T(p^\pm p)$ e $\sigma_T(K^\pm p)$ não apresentam ressonâncias e variam de forma suave com a energia. $\sigma_T(K^\pm p)$ mostra uma variação muito pequena, $\sigma_T(pp)$ exibe um mínimo estreito e depois decresce lentamente e $\sigma_T(\bar{p}p)$ apenas decresce de forma contínua com a energia. A figura 2.7^[53] ilustra o comportamento de σ_T em função de \sqrt{s} para as colisões pp , $\bar{p}p$, $K^\pm p$ e $\pi^\pm p$ nesta região de baixas energias.

Acima de $p_{lab} \sim 10$ (GeV/c) existe uma extraordinária regularidade de σ_T com a energia. Até o limite das maiores energias alcançadas até hoje, σ_T conserva uma variação suave em função da energia. A tabela 2.3 apresenta os máximos valores de σ_T

gia para os quais existem medidas de σ_T .

TABELA 2.3- Energias máximas em que se tem medidas de σ_T .

REAÇÕES	$p_{lab}^{máx}$ (GeV/c)	$\sqrt{s}^{máx}$ (GeV)
$\pi^- p$	370	26.3
$\pi^+ p$	340	25.3
$K^\pm p$	310	24.1
pp	2050	62
$\bar{p}p$	158910	546
	431770	900

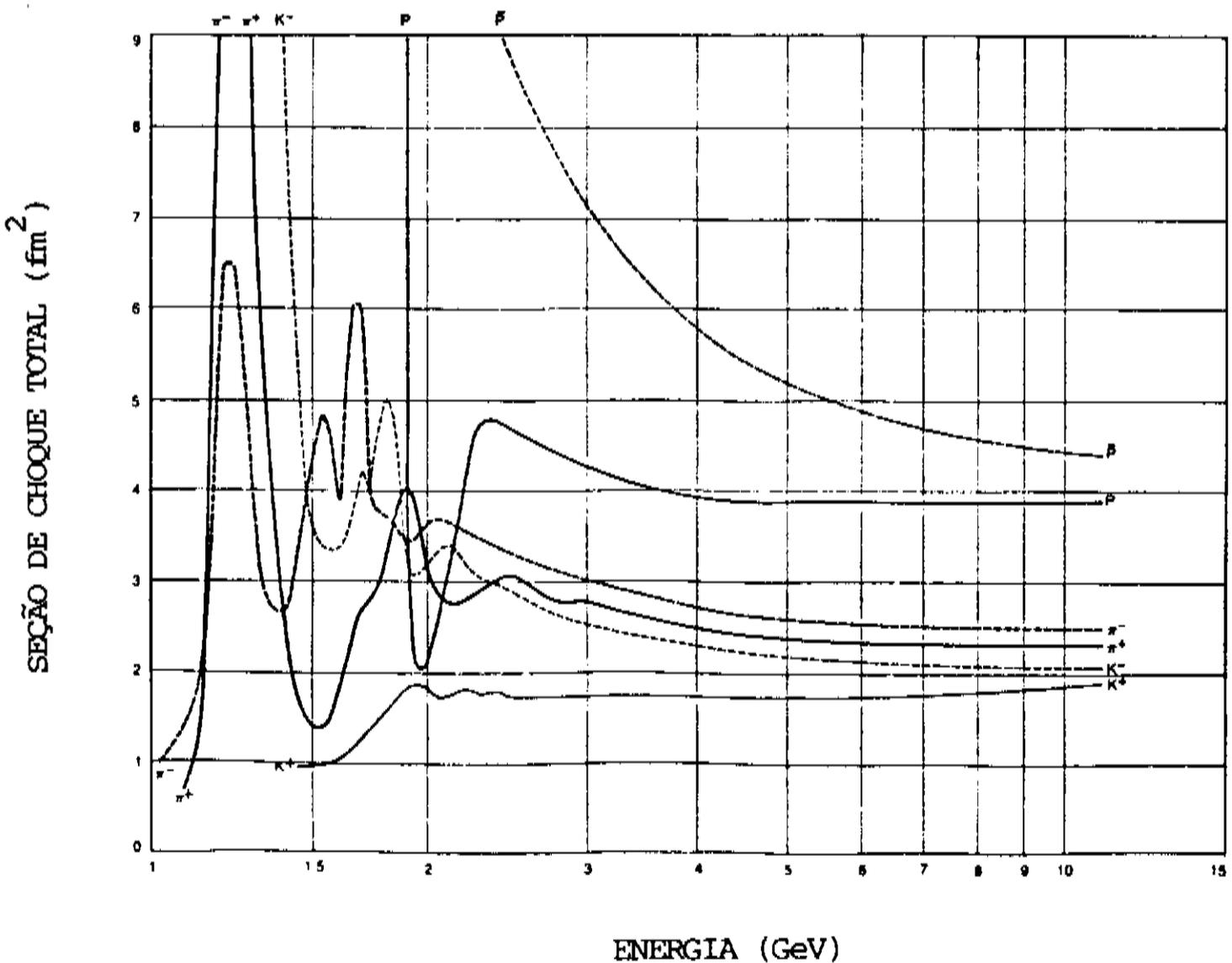


Fig. 2.7- σ_T versus \sqrt{s} para as reações $\bar{p}p$, pp , $\pi^+ p$ e $K^\pm p$ a baixas energias [53].

A figura 2.8^[34] mostra em gráfico os resultados das medidas de σ_T em termos da energia para $p_{lab} > 10$ GeV/c, considerando todas reações citadas. No caso das reações pp e $\bar{p}p$, podemos ter uma informação mais completa, através da figura 2.9^[5,54], pois ela inclui as medidas mais recentes de $\sigma_T(\bar{p}p)$ no ISR e SPS-COLLIDER e, algumas previsões teóricas.

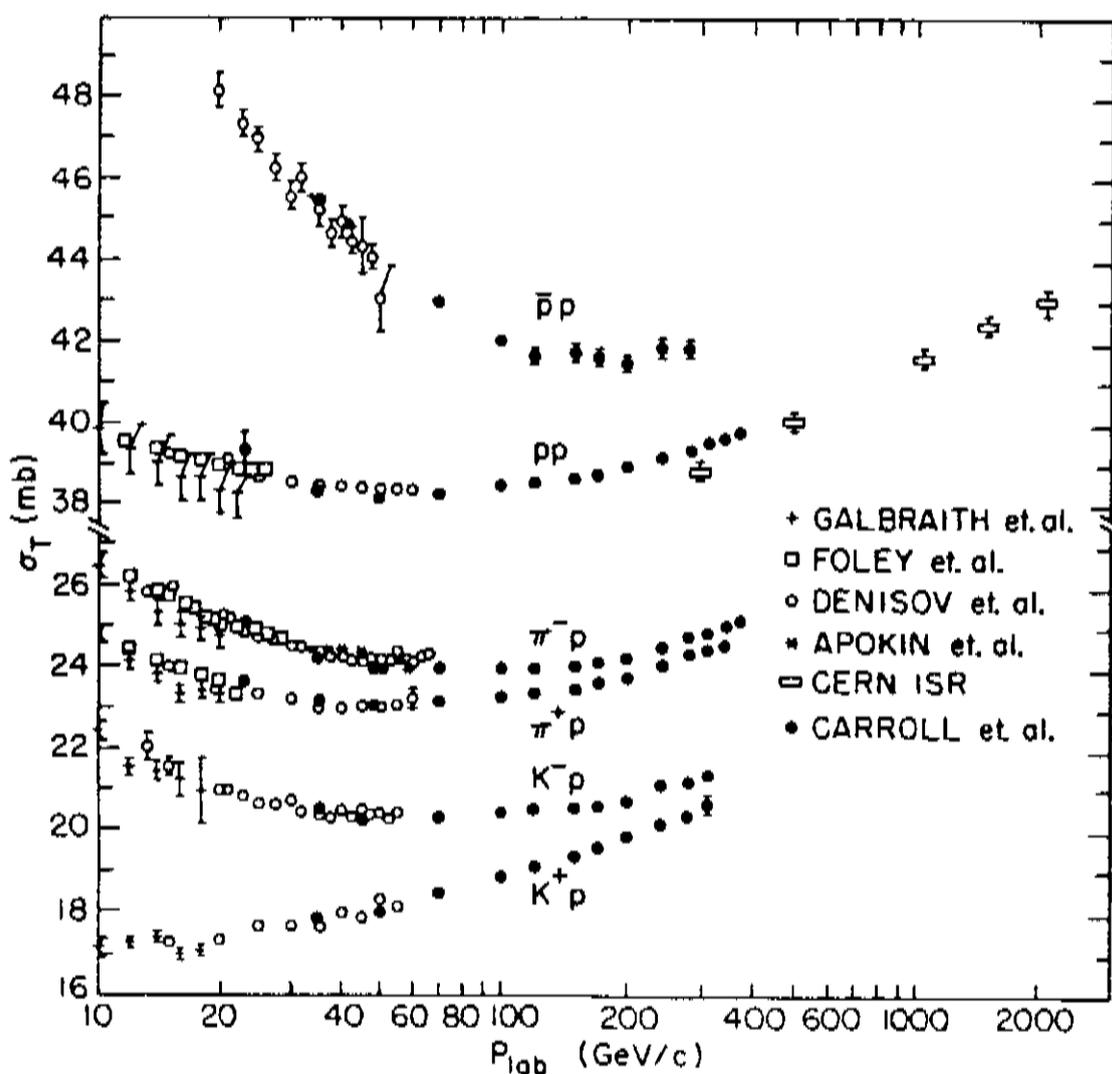


Fig. 2.8- σ_T em função da energia para as reações pp, $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ [34].

Observando a figura 2.8, podemos ver que as seções de choque totais de $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ e pp caem lentamente após 10 GeV/c, passa por um mínimo entre 30 e 80 GeV/c e depois crescem de forma

suave. $\sigma_T(\bar{p}p)$ decresce um pouco mais rápido que $\sigma_T(pp)$ atinge um mínimo em ~ 200 GeV/c e depois cresce. Já $\sigma_T(K^+p)$ não apresenta nenhuma queda, apenas cresce com a energia.

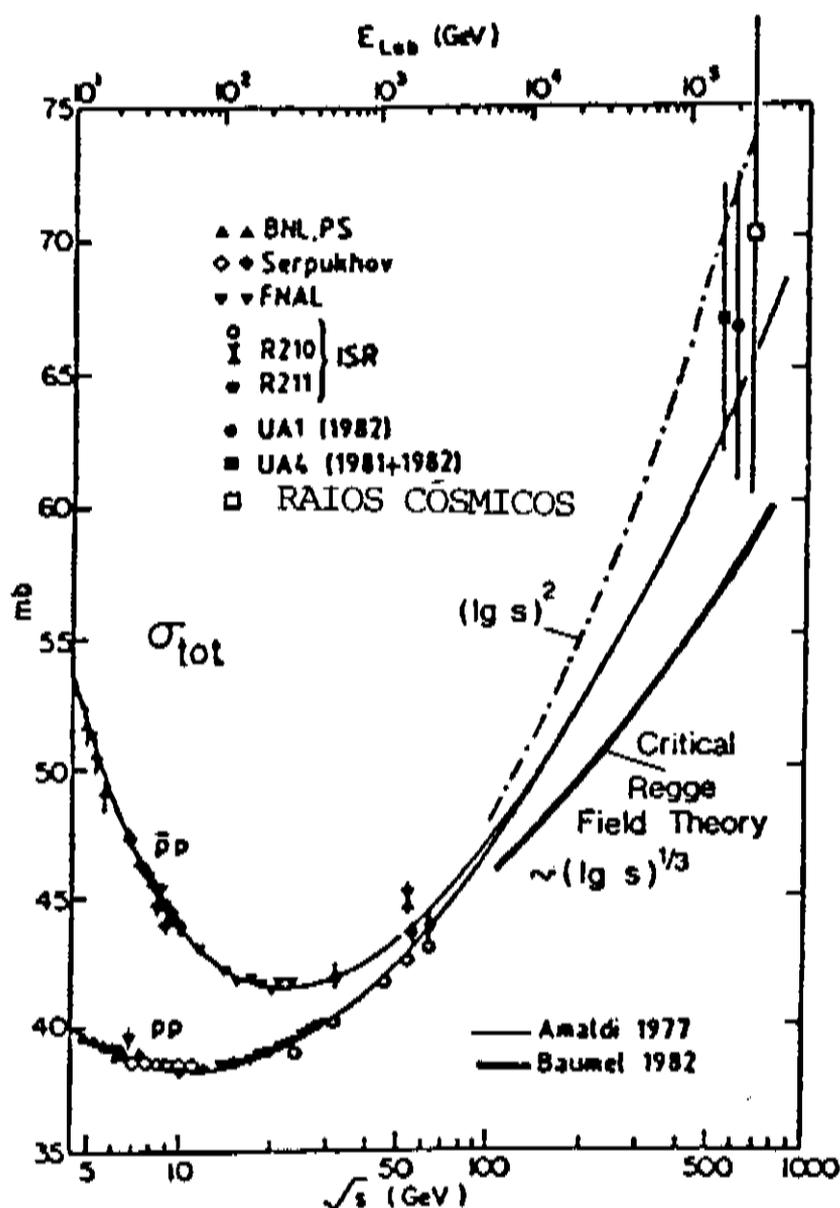


Fig. 2.9- σ_T em função da energia para as reações pp e $\bar{p}p$ [54].

Desde o início da década de sessenta, quando se começou a medir σ_T nas reações hadrônicas a altas energias, o comportamento assintótico dessa grandeza com a energia foi e tem sido o principal objeto de estudo.

Até por volta de 1970 acreditava-se que as seções de choque totais se aproximavam de valores constantes com o aumento da

energia. Os dados apresentados na figura 2.7 ilustram bem este fato. Nesta época o limite máximo de energia em que se tinha medidas de σ_T era $p_{lab} \sim 30 \text{ GeV}/c$ ($\sqrt{s} \sim 7.5 \text{ GeV}$).

A busca pela confirmação experimental do Teorema de Pomeranchuk (capítulo 3) é evidente em todos os trabalhos sobre o assunto. No entanto, existiam dois problemas sérios. Os dados experimentais de σ_T não eram suficientemente precisos para comprovar definitivamente o Teorema de Pomeranchuk e o limite de Froissart-Martin (capítulo 3) previa um limite superior mínimo para σ_T que variava com a energia na forma de $\ln^2 s$.

No ano de 1973, quando tudo parecia caminhar para a situação mostrada na figura 2.7, o crescimento de $\sim 10\%$ nos valores de $\sigma_T(pp)$ medida [42,47] no ISR-CERN, reverteu todas as expectativas quanto ao seu comportamento assintótico. A figura 2.10 mostra de forma mais clara os resultados destas medidas [42,47] juntamente com outras realizadas logo depois [45,46]. Medidas realizadas em raios cósmicos já haviam constatado crescimento de σ_T com s em 1971 [55] e 1972 [56] (dado na fig. 2.9). No entanto, não lhes foi dado o devido reconhecimento.

Medidas posteriores para outras reações e até mesmo as mais recentes no SPS-COLLIDER confirmam este crescimento (figuras 2.8 e 2.9). Elas também mostram que $\sigma_T(\bar{X}p)$ se aproxima (por cima) de $\sigma_T(Xp)$ quando a energia aumenta, de acordo com os Teoremas de Pomeranchuk.

As figuras 2.11 [29] e 2.12 [5] ilustram este fato. Na figura 2.12 a curva contínua é uma parametrização do tipo Regge [57].

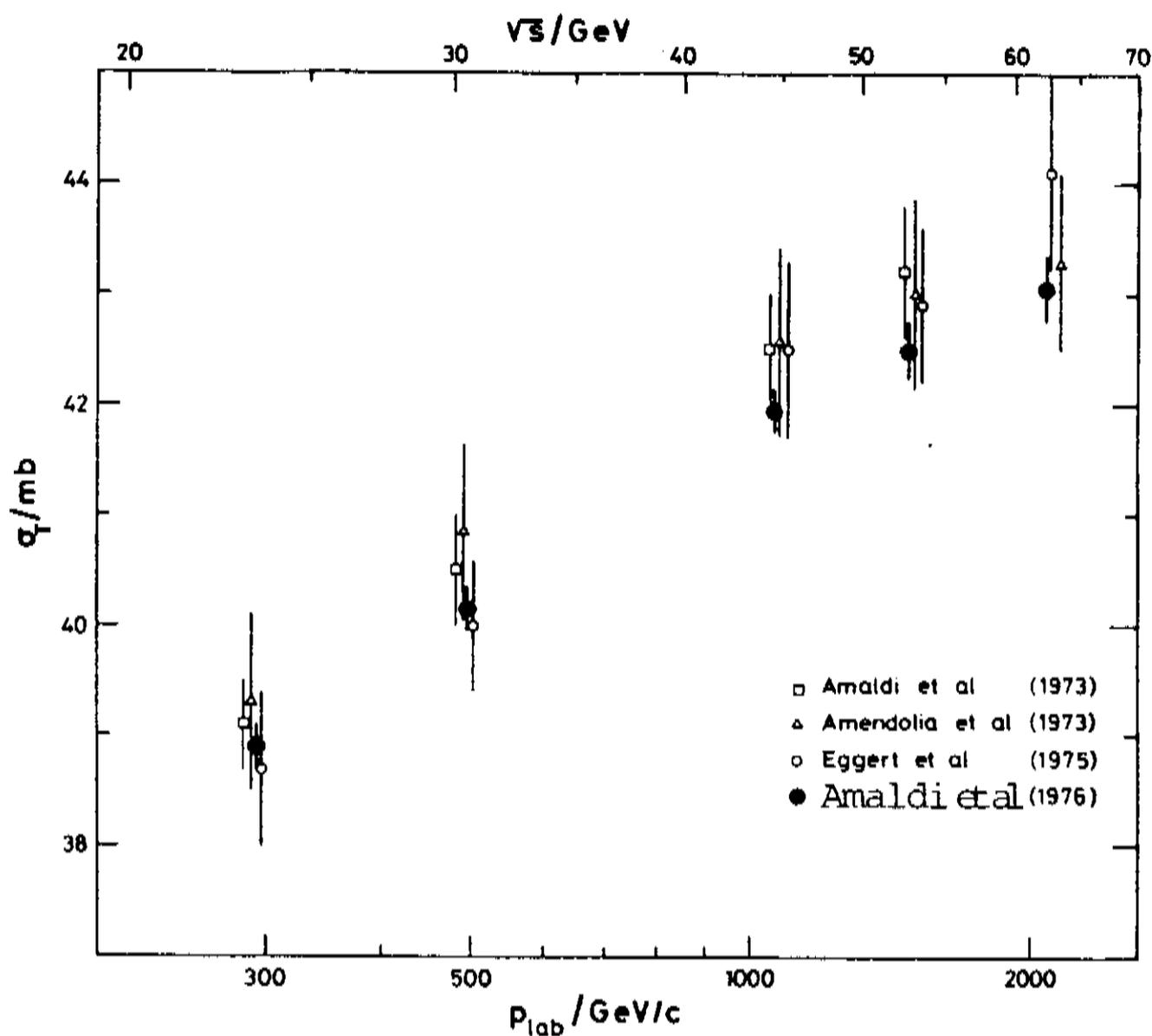


Fig. 2.10- Primeiras medidas de $\sigma_T(pp)$ realizadas no ISR-CERN [46].

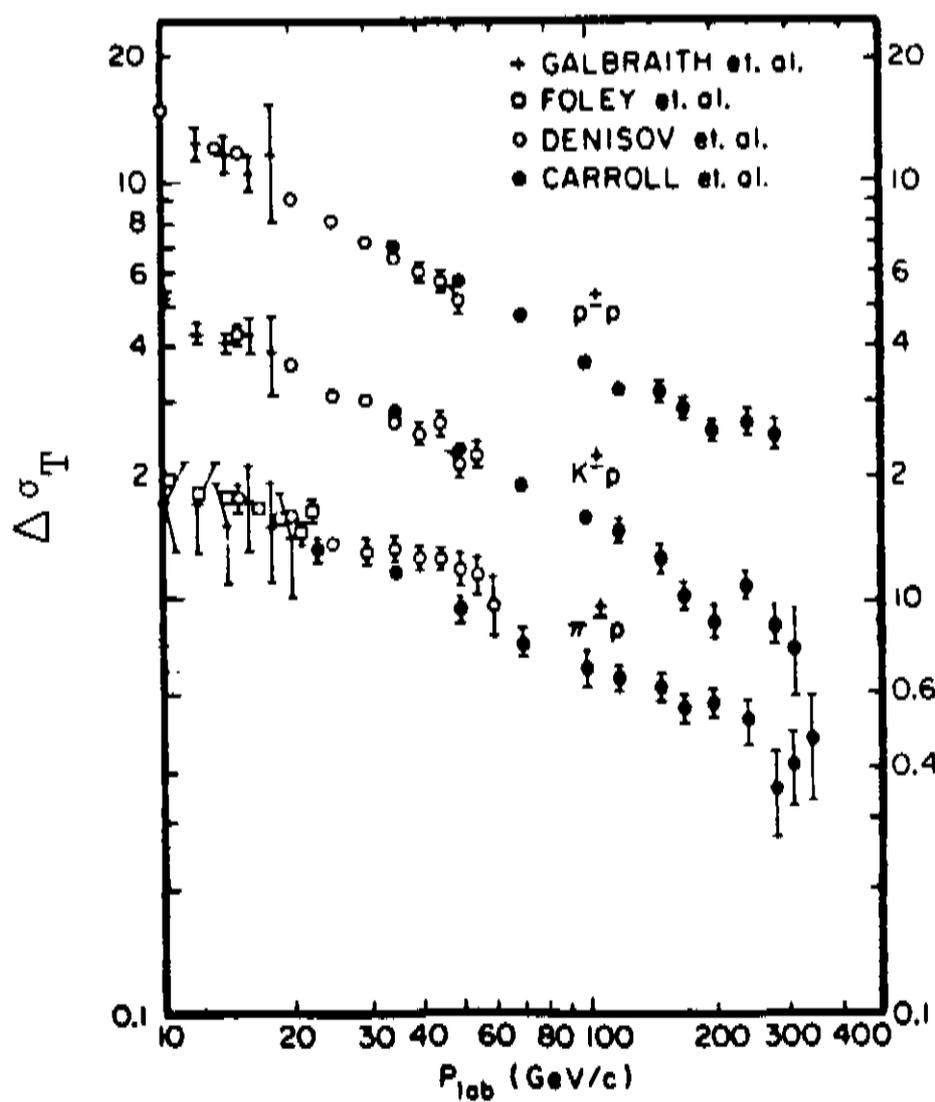


Fig. 2.11- $\Delta\sigma = \sigma_T(\bar{X}p) - \sigma_T(Xp)$ para $X = p, \pi^+$ e K^+ [29].

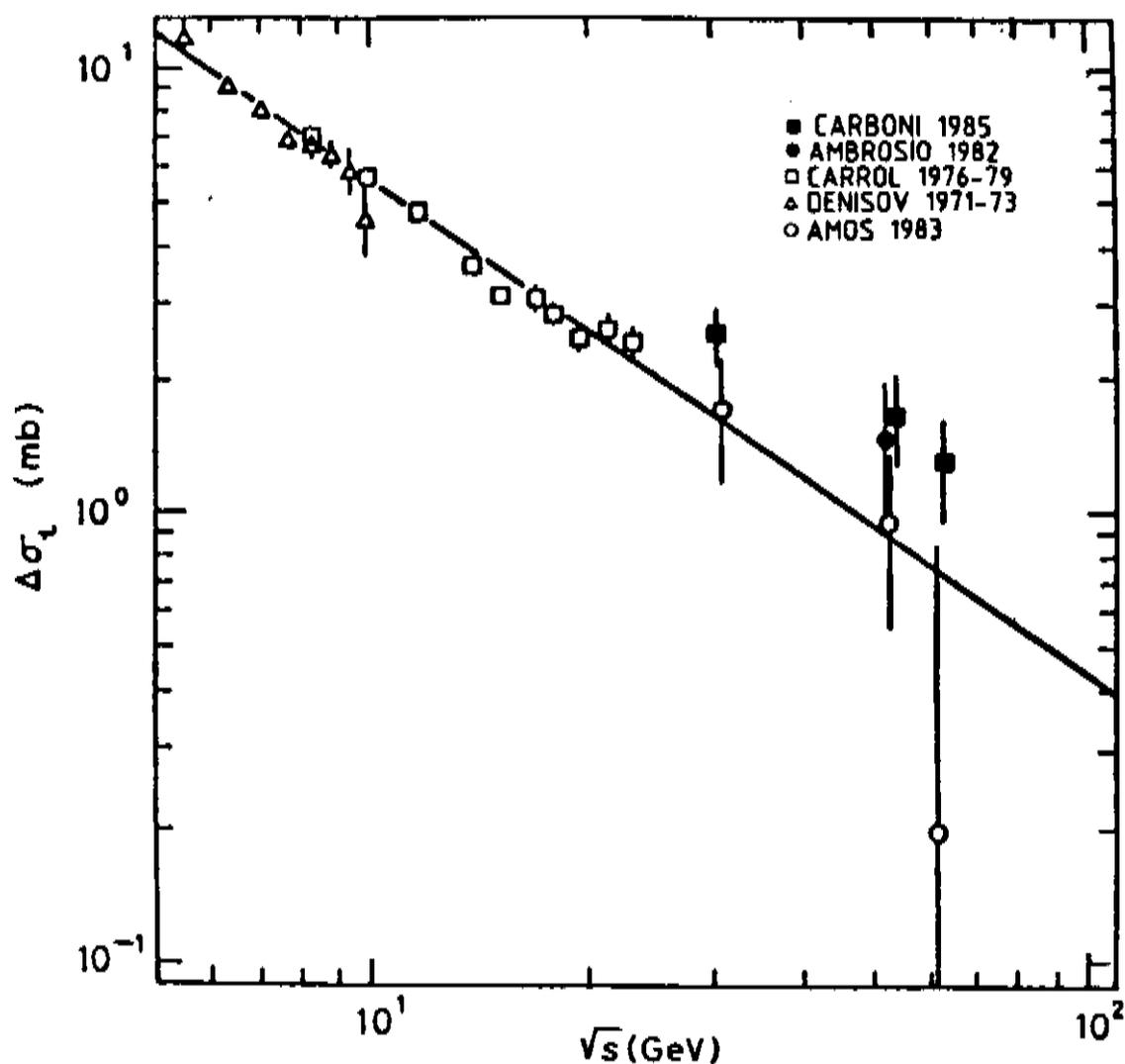


Fig. 2.12- $\Delta\sigma = \sigma_T(\bar{p}p) - \sigma_T(pp)$ em função da energia^[5].

Não temos até hoje nenhuma explicação definitiva sobre a origem dinâmica do crescimento de σ_T com a energia. Também não sabemos se ela cresce indefinidamente ou se aproxima de algum valor constante. Dados de raios cósmicos^[58,59] indicam que $\sigma_T(pp)$ e $\sigma_T(\bar{p}p)$ crescem até pelo menos 50 TeV. Não há evidências de qualquer violação do limite de Froissart-Martin.

Existem no entanto, várias parametrizações^[60,61,62,63,etc] que descrevem bem os dados de $\sigma_T \times \sqrt{s}$ em determinadas faixas de energias. Entre elas destacamos a expressão obtida por Amaldi et al. (1977)^[63] a partir das relações de dispersão e fazendo um ajuste simultâneo dos dados de σ_T ^[43,39,33,64,65] e ρ ^[49,64,66] para as reações pp e $\bar{p}p$. A parametrização obtida por Amaldi et al. foi

$$\sigma_{\pm} = C_1 E^{-\nu_1} \mp C_2 E^{-\nu_2} + B_1 + B_2 \ln^{\nu} s \quad (2.20)$$

onde

$$C_1 = 41.9 \pm 1.1, \quad C_2 = 24.2 \pm 1.1, \quad v_1 = 0.37 \pm 0.03,$$

$$v_2 = 0.55 \pm 0.02, \quad B_1 = 27.0 \pm 1.0, \quad B_2 = 0.17 \pm 0.08$$

e $v = 2.10 \pm 0.10$.

O sinal superior se refere a reação pp e o inferior a $\bar{p}p$.

Muito embora (2.20) tenha sido encontrada utilizando dados de $\sigma_T(pp)$ até $\sqrt{s} = 62$ GeV e $\sigma_T(\bar{p}p)$ até $\sqrt{s} \sim 20$ GeV, ela continua sendo uma das melhores parametrizações para σ_T dessas colisões. No caso da reação $\bar{p}p$, (2.20) representa bem os dados de σ_T até mesmo nas medidas mais recentes no SPS-COLLIDER a $\sqrt{s} = 546$ GeV e $\sqrt{s} = 900$ GeV. Veja figuras 2.9 e 5.1.

Chamamos atenção também para o fato de que essa parametrização para a seção de choque total de Amaldi et al. foi recentemente usada por Bellandi et al. [144] na análise de fluxo da componente nucleônica da radiação cósmica na atmosfera. Considerando para a seção de choque inelástica núcleon-ar uma dependência energética da mesma forma que a dependência energética para a seção de choque pp , expressa pela fórmula de Amaldi et al., Bellandi et al. calcularam o fluxo nucleônico na atmosfera, tendo uma boa concordância com os dados experimentais medidos à nível do mar e para altitudes de montanha, num intervalo de energia de laboratório de 1 GeV até 10^4 GeV, descrevendo inclusive até a variação do "slope" dos dados experimentais.

Por isso ela será utilizada neste trabalho no capítulo 6, que trata sobre a dependência energética na eiconal.

2.4. SEÇÃO DE CHOQUE DIFERENCIAL ELÁSTICA ($d\sigma/dt$)

2.4.1. Regiões de $-t$

A seção de choque diferencial elástica do espalhamento elástico de partículas não polarizadas depende de duas variáveis, da energia total do sistema e do ângulo de espalhamento. No sistema do centro de massa temos

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \frac{d\sigma}{d\Omega^*} (\sqrt{s}, \theta^*) \quad . \quad (2.21)$$

O asterístico é usado para denotar variáveis no sistema do centro de massa.

Usualmente, o ângulo θ^* é substituído pelo quadrado do quadrimomento transferido t (Apêndice I). Assim podemos escrever

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} (\sqrt{s}, t) \quad (2.22)$$

onde

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{k^{*2}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega^*} \quad . \quad (2.23)$$

A descrição fenomenológica da distribuição da seção de choque diferencial elástica como função de t é dividida nas seguintes regiões:

a) **Região de Coulomb**

$$-t \lesssim 0.001 \text{ (GeV/c)}^2 .$$

Nesta região os hádrons colidentes carregados são espalhados com ângulos de espalhamento extremamente pequenos e a amplitude de espalhamento é muito bem conhecida. Não faremos nenhum estudo específico do espalhamento Coulombiano neste trabalho, uma vez que estamos interessados nas colisões hadrônicas de curto alcance.

b) **Região de Interferência Coulomb-Nuclear**

$$0.001 \lesssim -t \lesssim 0.02 \text{ (GeV/c)}^2 .$$

Esta é conhecida como região de $-t$ muito pequeno. Sua importância para as colisões hadrônicas, está no fato de que é nesse intervalo de $-t$ que se mede experimentalmente ρ , a razão entre a parte real e a parte imaginária da amplitude de espalhamento na direção para frente (seção 2.5).

c) **Região de pequenos $-t$**

$$0.02 \lesssim -t \lesssim 5.0 \text{ (GeV/c)}^2 .$$

É chamada região de pequenos ângulos ou região de difração, ou ainda região de espalhamento "soft". Mais de 90% do espalhamento elástico ocorre nesta região. Este fato é as vezes ignorado pois esta é uma região onde a QCD perturbativa não é válida^[67].

Sem muito rigor podemos dividi-la em duas subregiões:

i) Região do Pico de Difração

$$0.02 \lesssim -t \lesssim 0.5 \text{ (GeV/c)}^2 .$$

ii) Região de "dip-bump"

$$0.5 \lesssim -t \lesssim 5.0 \text{ (GeV/c)}^2 .$$

Logo a seguir faremos uma discussão mais detalhada dos dados experimentais e características da região de pequenos t , pois é nela que se situa nosso trabalho.

d) **Região de grandes** $-t$

$$-t > 5.0 \text{ (GeV/c)}^2 .$$

Esta região vem após o primeiro mínimo ("dip") e o segundo máximo ("bump"). É conhecida como região do segundo cone ou região de espalhamento "hard". Muito embora ela não apresenta as estruturas da região anterior, a dependência energética de $d\sigma/dt$ é complicada e, se constitui num sério desafio para os modelos teóricos. A rigor esta região parece ser uma transição entre os espalhamentos "soft" e "hard".

Muitas características do comportamento do segundo cone podem ser compreendidas em termos dos espalhamentos individuais de quarks. No caso da região de difração, acredita-se numa explicação em termos de um efeito coletivo da interação entre um grande número de constituintes. Desta forma, o espalhamento difrativo revela a interação de constituintes mais indiretamente.

Nosso trabalho não entra nos domínios da região de espalhamento "hard".

e) Região de pequenos u

É também conhecida como a região de espalhamento próximo à direção para trás. Não podemos considerar aqui o espalhamento elástico pp. Estas partículas são indistinguíveis e não nos permite separar experimentalmente os espalhamentos para trás e para frente.

Não será feito nenhum estudo do espalhamento na direção para trás.

Antes de iniciarmos a discussão dos dados experimentais de $d\sigma/dt$ na região de pequenos $-t$, vamos esclarecer a questão da escolha do valor $-t \sim 5 \text{ (GeV/c)}^2$ como limite superior desta região.

Nas colisões a altas energias, esta região é caracterizada por seções de choque diferenciais elásticas pequenas e pela presença de uma estrutura do tipo "dip-bump", o que se assemelha ao diagrama de difração clássica de uma onda plana por um disco opaco, daí o nome região de difração.

No início (~ 1975) tomou-se $-t_{\text{máx}} \sim 2 \text{ (GeV/c)}^2$ uma vez que a reação pp estudada exibia uma estrutura do tipo "dip-bump" antes deste valor. O "dip" ocorria em $-t \sim 1.4 \text{ (GeV/c)}^2$ e o "bump" em $-t \sim 1.8 \text{ (GeV/c)}^2$. Posteriormente, surgiram estruturas semelhantes nos dados experimentais de $d\sigma/dt$ para as reações Kp e πp , numa região de $-t$ um pouco acima, ou seja, no intervalo de $3 \lesssim -t \lesssim 5.0 \text{ (GeV/c)}^2$. Com isto, arbitrariamente, estendeu-se o va-

lor máximo de $-t$ para 5 (GeV/c)^2 , objetivando incluir todas reações hadrônicas, pp , $\bar{p}p$, $K^\pm p$ e $\pi^\pm p$.

Como esta região é sem nenhuma justificativa chamada de região de pequenos ângulos de espalhamento, calculamos para $-t = 5 \text{ (GeV/c)}^2$, usando expressões do Apêndice I, os ângulos de espalhamento nos sistemas de laboratório e do centro de massa para as energias que serão utilizadas neste trabalho. Os resultados destes cálculos são apresentados na tabela 2.4.

TABELA 2.4- Valores de θ_{CM}^* e θ_{lab} para $-t = 5 \text{ (GeV/c)}^2$.

$P_{lab} \text{ (GeV/c)}$	$\sqrt{s} \text{ (GeV)}$	$-t = 5 \text{ (GeV/c)}^2$	
		$\theta_{CM}^* \text{ (}^\circ\text{)}$	$\theta_{lab} \text{ (}^\circ\text{)}$
50	9.78	27	2.5
100	13.76	19	1.3
200	19.42	13	0.6
1496	53	5	0.09
158910	546	0.5	0.001

Observando-se a tabela 2.4 concluímos que o nome região de pequenos ângulos é coerente pelo menos quando se refere a ângulos no sistema de laboratório, ou mesmo, a ângulos no sistema do centro de massa para as energias mais altas.

Assim, durante todo trabalho usaremos indistintamente região de pequenos $-t$, região de pequenos ângulos ou região de difração, e sempre interpretando-a como o intervalo da variável $-t$ no qual a seção de choque diferencial elástica a altas energias poderá ser descrita de forma razoável como uma consequência da difra-

ção das ondas hadrônicas.

As figuras 5.10 a 5.14 mostram os dados experimentais de $d\sigma/dt$ para a colisão $\bar{p}p$ na região de pequenos $-t$, que serão usados para os cálculos neste trabalho.

2.4.2. Região do Pico de Difração

Na análise desta região é fundamental considerarmos os seguintes tópicos: Ponto Ótico ($d\sigma/dt|_{-t=0}$) e o Parâmetro de Inclinação ("slope") B. A discussão do ponto ótico será feita no item 5.1.

- Parâmetro de Inclinação B

Quando se afasta de $t = 0$, a seção de choque diferencial elástica para todas colisões hádron-hádron cai rapidamente a partir de um valor máximo, denominado ponto ótico. Até $-t \sim 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ esta queda pode ser descrita, de forma aproximada, por uma exponencial simples

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{-B(-t)} = A e^{Bt} . \quad (2.24)$$

Num gráfico de $\ln \frac{d\sigma}{dt}$ em função de $-t$ a expressão (2.24) é

uma reta, cujo o coeficiente de inclinação é igual a B.

A escolha de $-t \sim 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ como o limite superior é um tanto quanto arbitrária. Ocorre que os valores de $d\sigma/dt$ acima de $-t \sim 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ não apresentam um comportamento exponencial simples. Normalmente, quando se parametrizam os dados de

$d\sigma/dt$ até $-t \sim 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$ usa-se formas exponenciais mais complicadas, tais como

$$\frac{d\sigma}{dt} = D e^{At + Ct^2} \quad (2.25)$$

e

$$\frac{d\sigma}{dt} = A(e^{B_1 t} + e^{B_2 t}) \quad (2.26)$$

Quando realizamos um ajuste de $d\sigma/dt$ na região do pico de difração [$0.02 \lesssim -t \lesssim 0.50 \text{ (GeV/c)}^2$] segundo a expressão (2.24), estamos fazendo uma aproximação. Se examinarmos esta região com mais cuidado, notaremos uma ligeira mudança de inclinação na distribuição de pontos. Um exemplo bem recente deste fato é dado pela reação $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$. Neste caso ocorre uma mudança de inclinação na vizinhança de $-t = (0.14 \pm 0.02) \text{ (GeV/c)}^2$ como mostra a figura 2.13^[68].

O parâmetro de inclinação depende do tipo de reação, da energia e do intervalo de $-t$ que está sendo analisado.

Consideremos o intervalo entre t_0 e t . Se este estiver na região do pico de difração podemos parametrizar os dados experimentais de $d\sigma/dt$ pela expressão

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{B(t - t_0)} \quad .$$

Tomando-se o logarítmo de ambos membros e derivando-se em relação a $-t$ obtemos

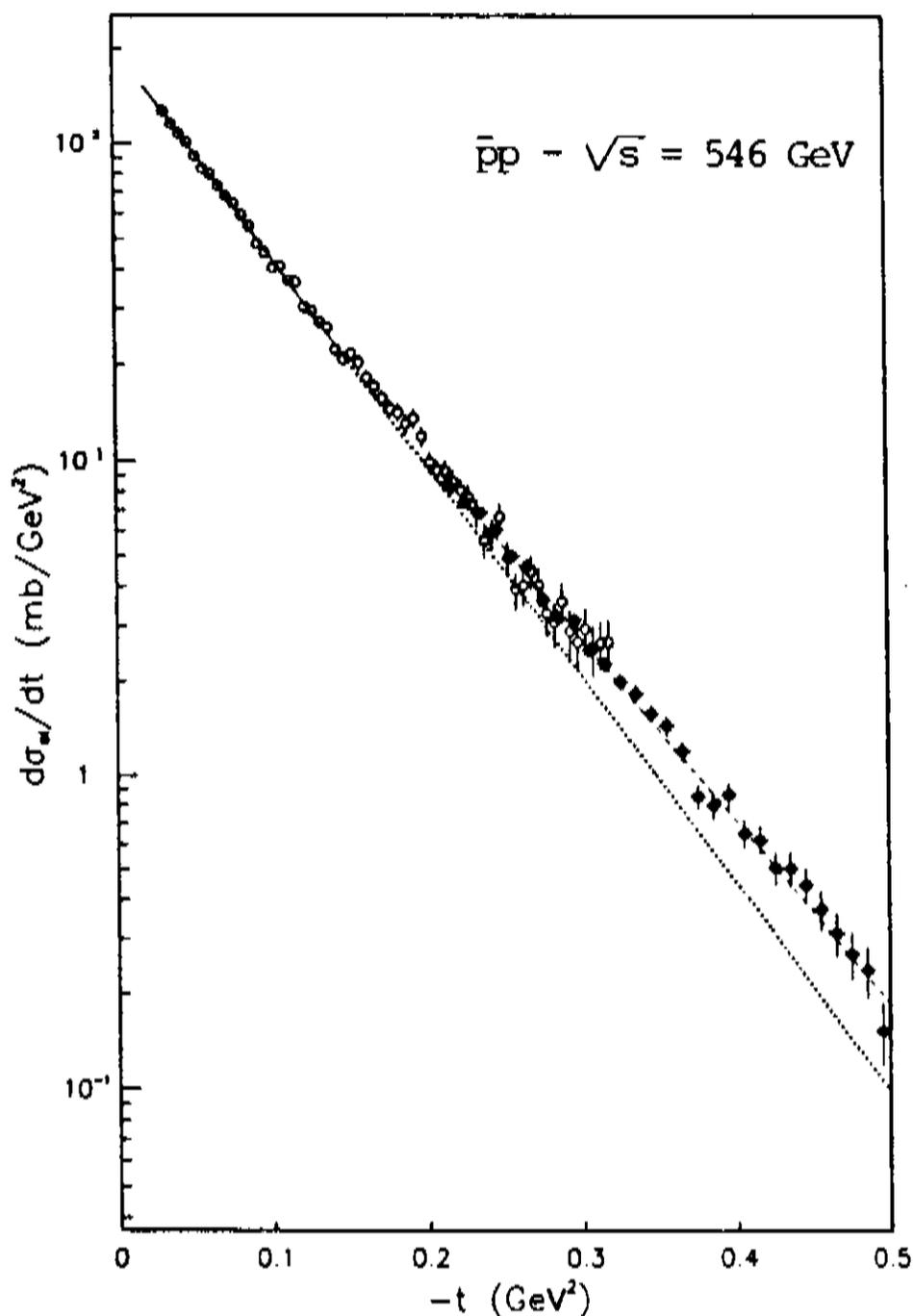


Fig. 2.13- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em função de $-t$ na região do pico de difração para $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ [68].

$$B = \frac{d}{dt} \left[\ln \frac{d\sigma}{dt} \right] .$$

O parâmetro de inclinação definido desta forma independe de $-t$, pois $d\sigma/dt$ nesta expressão é a função que parametriza os dados experimentais, no intervalo fixo entre t_0 e t .

Para intervalos de $-t$ onde ocorrem mudanças de in-

clinação, podemos parametrizar os dados experimentais de $d\sigma/dt$ usando-se expressões do tipo (2.25) e assim encontrarmos um parâmetro de inclinação local que depende de $-t$. Por exemplo, da expressão (2.25) obtemos

$$\frac{d}{dt} \left[\ln \frac{d\sigma}{dt} \right] = A + 2Ct$$

onde $B(t) = A + 2Ct$.

Neste sentido, o parâmetro de inclinação local, função de $-t$ e de \sqrt{s} , será definido como

$$B(s, t) = \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt} \right) \Big|_{-t} \quad (2.27)$$

A figura 2.14^[29] mostra os valores de B medidos em $-t = 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$ para as reações $\bar{p}p$, pp , $\pi^{\pm}p$ e $K^{\pm}p$ em função da energia. As curvas contínuas e tracejadas representam a previsão feita pelo modelo de Polos de Regge considerando o Pomeron dominante

$$B(s, t) = B_0 + 2\alpha'_P \ln(s/s_0) \quad (2.28)$$

onde

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{B_0 t} (s/s_0)^{2\alpha'_P(t) - 2} \quad (2.29)$$

A figura 2.15^[5] mostra os valores de B em $-t = 0 \text{ (GeV/c)}^2$ e em $-t = 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$ para as reações pp e $\bar{p}p$. A figura 2.15.b complementa os dados da figura 2.14 pois inclui a medida feita no

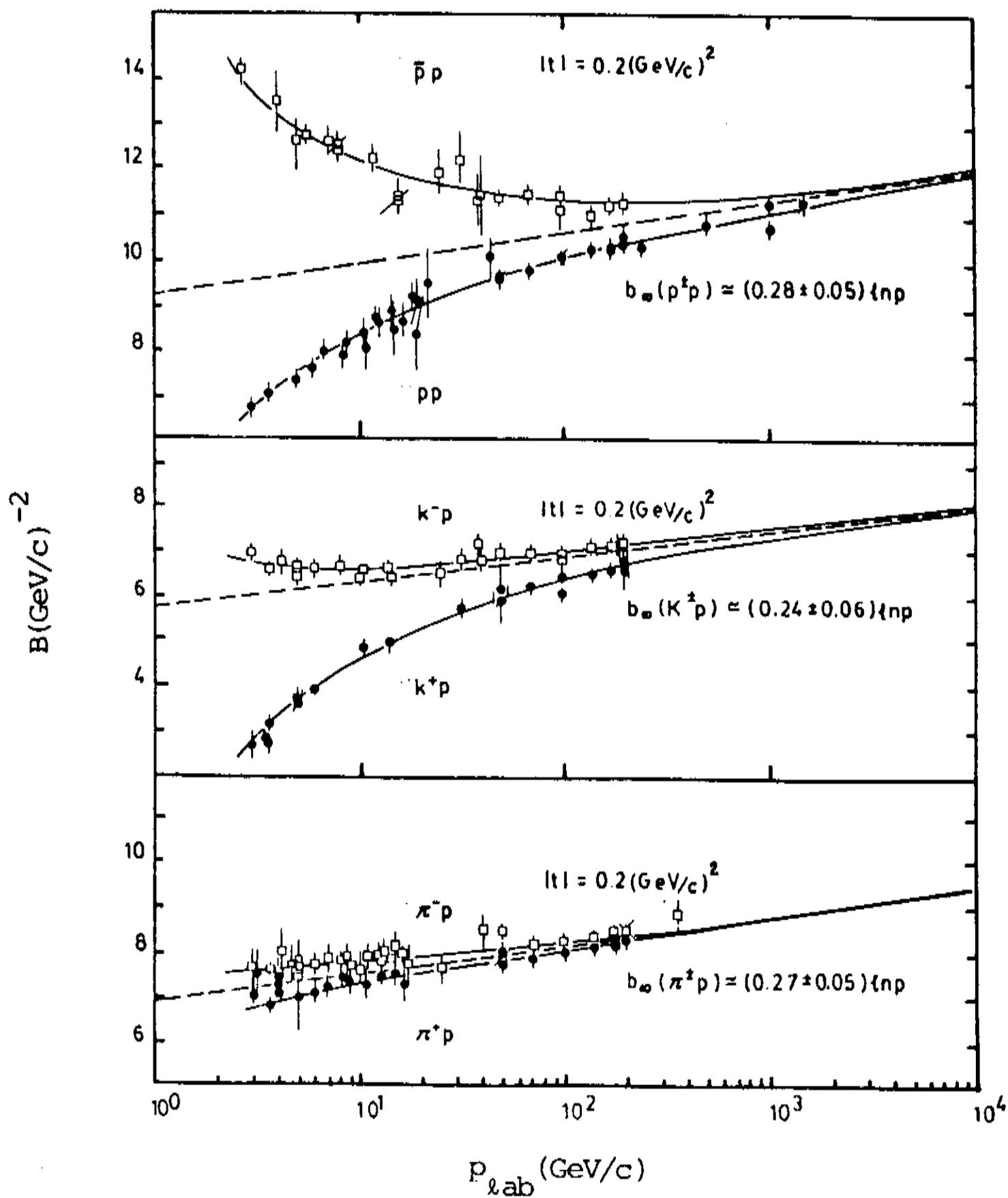


Fig. 2.14- B em função da energia em $-t = 0.2 (\text{GeV}/c)^2$ para as reações pp , $\bar{p}p$, $\pi^{\pm}p$ e $K^{\pm}p$ [29].

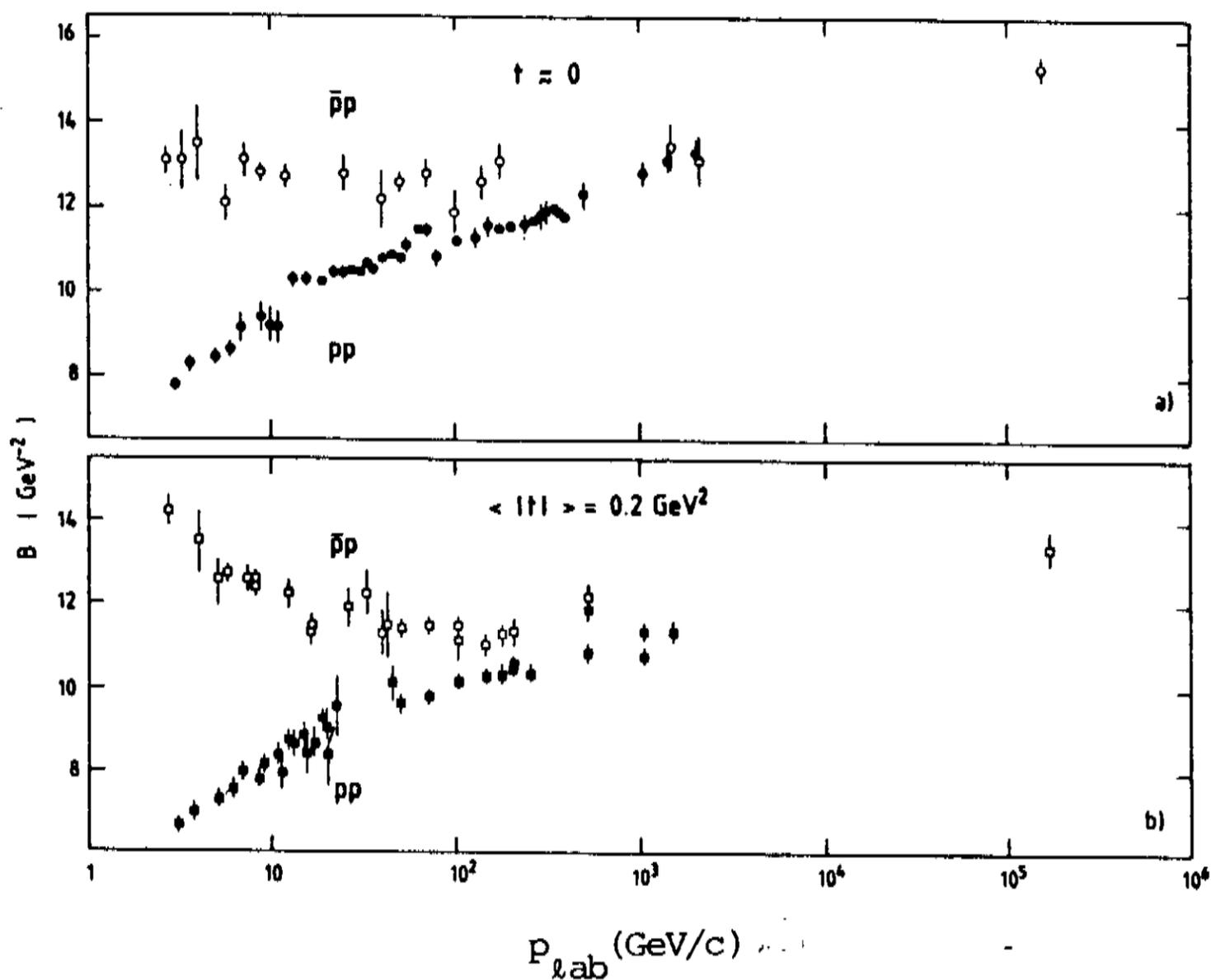


Fig. 2.15- B em função da energia em $t = 0$ e $-t = 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$ para as reações pp e $\bar{p}p$ [5].

COLLIDER-CERN a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$. Poderia ser incluído na figura 2.15.a a medida de $B = 17.2 \pm 1.3 \text{ (GeV/c)}^2$ [88] para o intervalo $0.025 < -t < 0.13 \text{ (GeV/c)}^2$ realizada no TEVATRON-FERMILAB a $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$.

A variação de B em função de $-t$ pode ser observada na figura 2.16 [5] para as reações pp a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ e $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$.

As figuras 2.14 e 2.15 mostram que, quando a energia aumenta o teorema de Cornille-Martin (capítulo 3) tende a se verificar. A figura 2.17 [70] ilustra melhor este fato. Ela mostra os dados de $d\sigma/dt$ na região do pico de difração para as colisões $\bar{p}p$ e pp medidos no ISR-CERN.

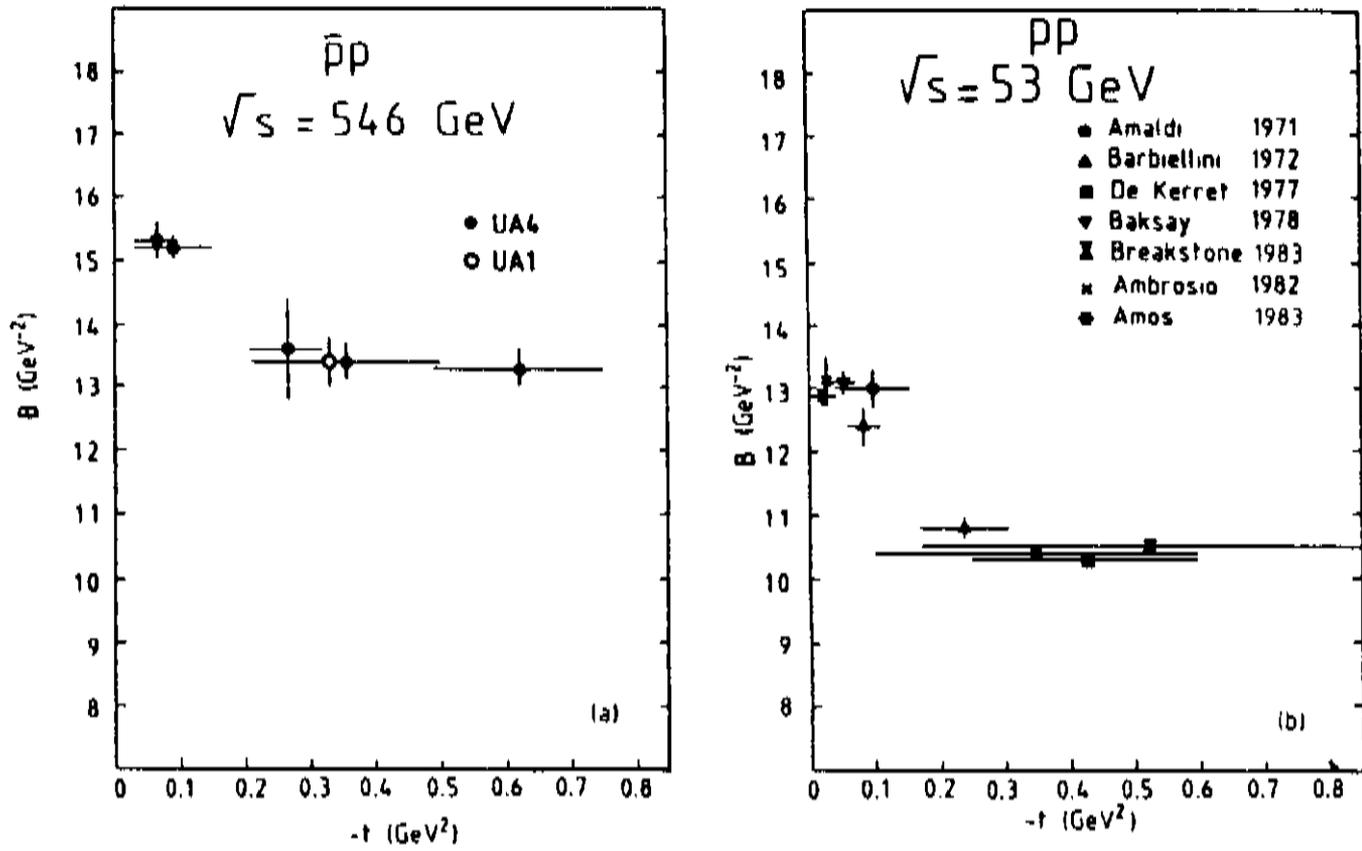


Fig. 2.16- B em função de t na região do pico de difração para pp a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ e $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ ^[5].

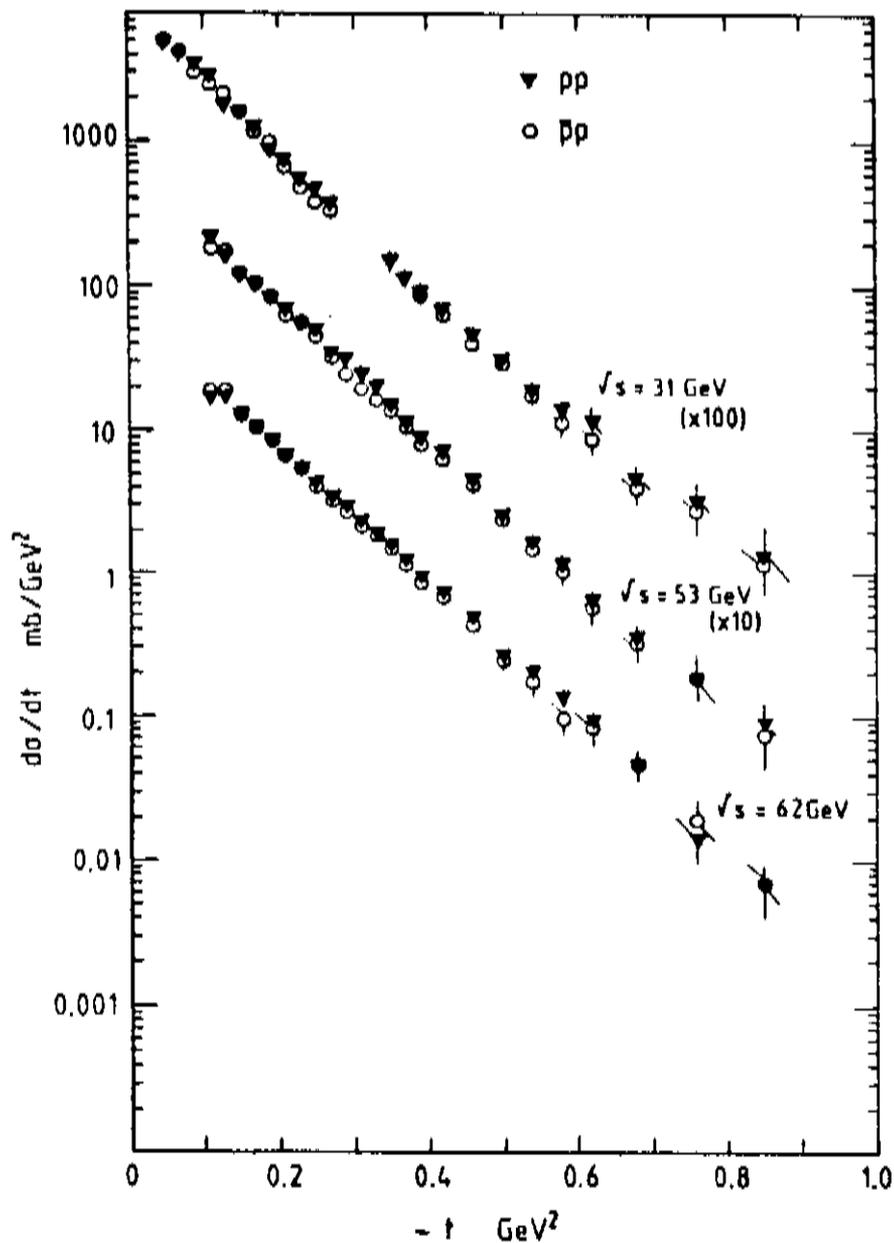


Fig. 2.17- Comparação entre $(d\sigma/dt)_{pp}$ e $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ na região do pico de difração para três energias do ISR-CERN^[70]

O comportamento exponencial a pequenos t é análogo à difração da luz por um obstáculo na forma de um disco. A intensidade da luz espalhada em função do ângulo é dada por

$$\frac{I}{I_0} = \frac{[J_1(x)]^2}{x} \approx 1 - \frac{R^2}{4} (k\theta)^2, \quad (2.30)$$

onde k é o número de onda dos fótons, R é o raio do disco e $x = kR \text{sen}\theta \approx kR\theta$. Para o espalhamento elástico pp na região do pico de difração temos a expressão (2.24) que pode ser reescrita como

$$\frac{(d\sigma/dt)}{(d\sigma/dt)_{t=0}} = e^{Bt} \approx 1 - B(k\theta)^2, \quad (2.31)$$

onde k é o momento do próton incidente.

Comparando-se as expressões (2.30) e (2.31) obtemos a relação entre o parâmetro de inclinação e o raio de interação

$$B = \frac{R^2}{4}. \quad (2.32)$$

Para $R = 1/m_\pi$, um alcance típico das interações fortes, a relação (2.32) leva a $B \sim 13 (\text{GeV}/c)^{-2}$, um valor compatível com as medidas feitas com pp no ISR-CERN.

Os resultados experimentais exibidos nas figuras 2.14 e 2.15 mostram claramente, a partir de uma determinada energia, um crescimento de B . No caso da reação $\bar{p}p$ temos em $-t \approx 0 (\text{GeV}/c)^2$, $B \sim 13 (\text{GeV}/c)^{-2}$ na região do ISR-CERN ($\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$), $B \sim 15 (\text{GeV}/c)^{-2}$

no COLLIDER-CERN ($\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$) e $B \sim 17 (\text{GeV}/c)^{-2}$ no TEVATRON-FERMILAB ($\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$). Assim, de acordo com a relação (2.32) um crescimento de B ou encolhimento ("shrinkage") do pico de difração implica num aumento do raio de interação. Analisaremos no capítulo 4 o comportamento dos modelos teóricos do canal-s frente a esta constatação experimental. Os modelos do tipo Regge [expressão (2.28)] proporcionam uma boa descrição da dependência energética do parâmetro de inclinação, como mostra a figura 2.14.

A representação da amplitude de espalhamento por uma única exponencial em t , leva através do formalismo do parâmetro de impacto (capítulo 3) a uma função de perfil (que representa a distribuição da matéria hadrônica) na forma de uma gaussiana. No entanto, os resultados da figura 2.13 mostram um desvio da exponencial única mesmo na região do pico de difração em torno de $-t \sim 0.15 (\text{GeV}/c)^2$. Desta forma, concluímos que a distribuição de matéria não pode ser representada por uma gaussiana pura em termos do parâmetro de impacto.

No canal-t esta mudança de inclinação ("break") é devida à singularidades de limiar ("threshold") impostas pela unitariedade. Já no canal-s esta mudança é interpretada como uma consequência da sombra dos processos inelásticos difrativos. A separação da seção de choque inelástica em uma parte difrativa e outra não-difrativa, permite escrever a seção de choque diferencial elástica como uma soma de duas exponencias com parâmetros de inclinação diferentes, o que leva então à quebra de inclinação.

2.4.3. Região de "dip-bump"

Após o pico de difração, os dados de seção de choque diferencial elástica em função de t exibem um comportamento muito interessante. Desenvolve-se com o aumento da energia uma estrutura do tipo "dip-bump".

Faremos a seguir uma discussão dos dados experimentais para as colisões pp , $\bar{p}p$ e mésons- p nesta região.

- Reação pp

De todas as reações hádron-hádron, esta tem sido a mais estudada, principalmente na região de estrutura. Existe uma grande variedade de dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{pp}$ numa ampla faixa de t . Até o limite de $-t \sim 5.0 \text{ (GeV/c)}^2$, ou um pouco além, foram realizadas medidas muito precisas e com ótima estatística. Os principais aceleradores utilizados para isto foram SPS-FERMILAB, SPS-CERN e ISR-CERN. Este último, fornece até hoje a energia mais alta para a colisão pp ($\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$ ou $p_{lab} = 2000 \text{ GeV}$).

Na região de t que estamos considerando, os dados de $(d\sigma/dt)_{pp}$ para energias mais baixas não apresentam estruturas. Contudo, uma mudança brusca de inclinação "shoulder" foi observada para $p_{lab} = 10 \text{ GeV/c}$ em $-t \sim 1.5 \text{ (GeV/c)}^2$. Esta mudança na distribuição de $d\sigma/dt$ torna-se mais acentuada quando o momento de laboratório aumenta. A figura 2.18^[71] ilustra estas observações.

A medida que a energia cresce este "shoulder" se transforma em "dip" raso em torno de $-t \approx 1.4 \text{ (GeV/c)}^2$. Isto ocorre entre as energias de 50 GeV/c e 100 GeV/c . Em $p_{lab} = 200 \text{ GeV/c}$

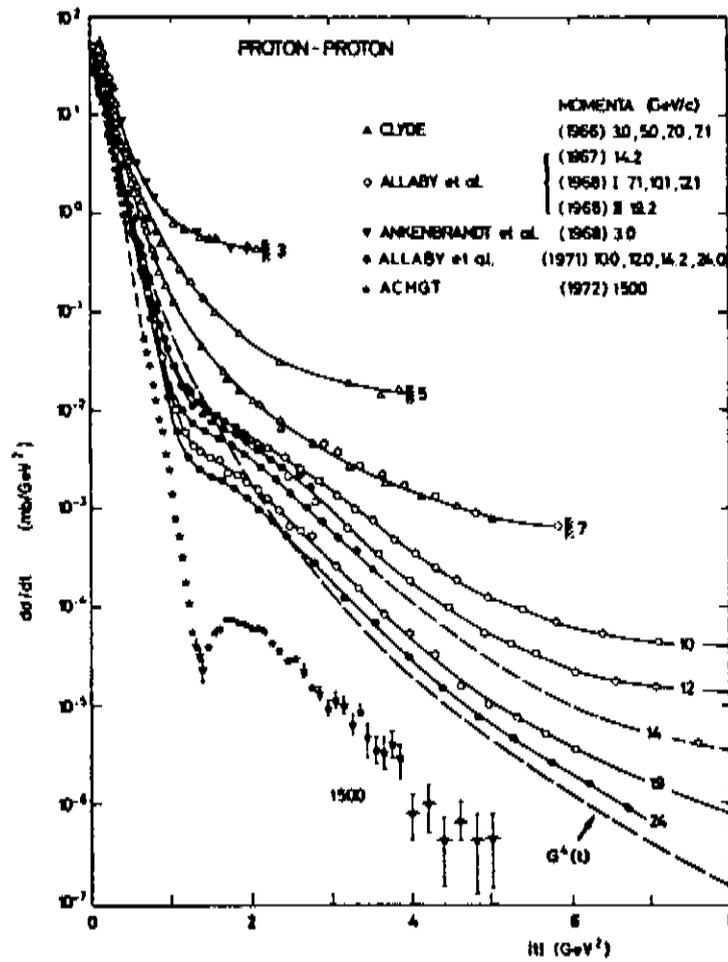


Fig. 2.18- $(d\sigma/dt)_{pp}$ em função de t entre [71]
 $p_{lab} = 3 \text{ GeV/c}$ e $p_{lab} = 24 \text{ GeV/c}$.

este "dip" já está definitivamente caracterizado. A figura 2.19 [72] mostra bem o aparecimento do "dip" na reação pp.

Para as energias do ISR-CERN ($23 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 62 \text{ GeV}$), o "dip" assume uma forma muito bem definida. A figura 2.20 [73] mostra os melhores resultados experimentais de $(d\sigma/dt)_{pp}$ na região de energias do ISR-CERN.

A localização do "dip" muda com a energia. No intervalo do ISR, sua posição varia de $-t = 1.444 \text{ (GeV/c)}^2$ a $\sqrt{s} = 23.5 \text{ GeV}$ até $-t = 1.290 \text{ (GeV/c)}^2$ a $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$, ou seja, quando a energia cresce o "dip" se move no sentido de $-t = 0$. As figuras 2.20 e 2.21 [73] juntamente com a tabela 2.5 [29] mostram o comportamento do "dip" para $(d\sigma/dt)_{pp}$ no ISR-CERN.

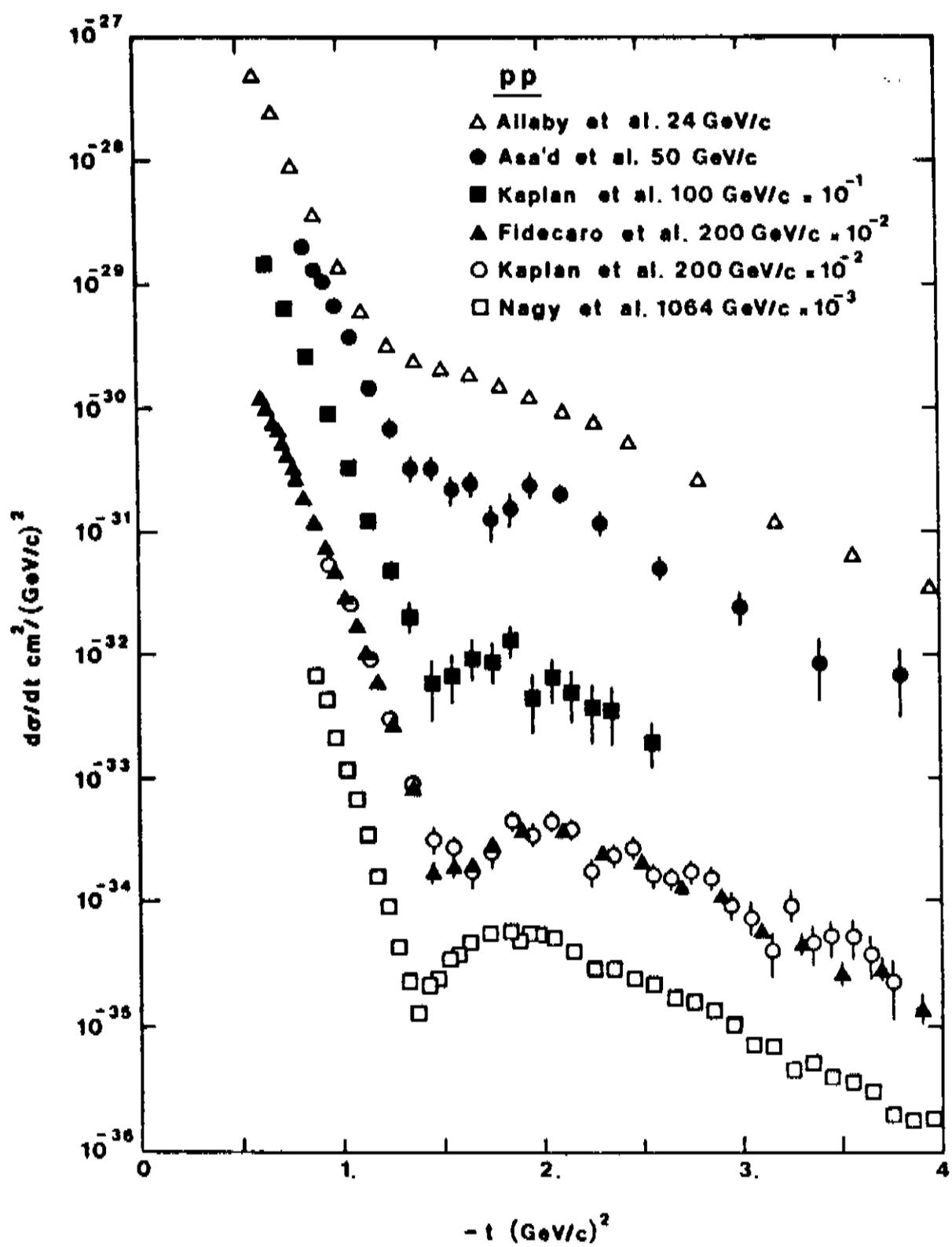


Fig. 2.19- Aparecimento do "dip" em $(d\sigma/dt)_{pp}$ [72].

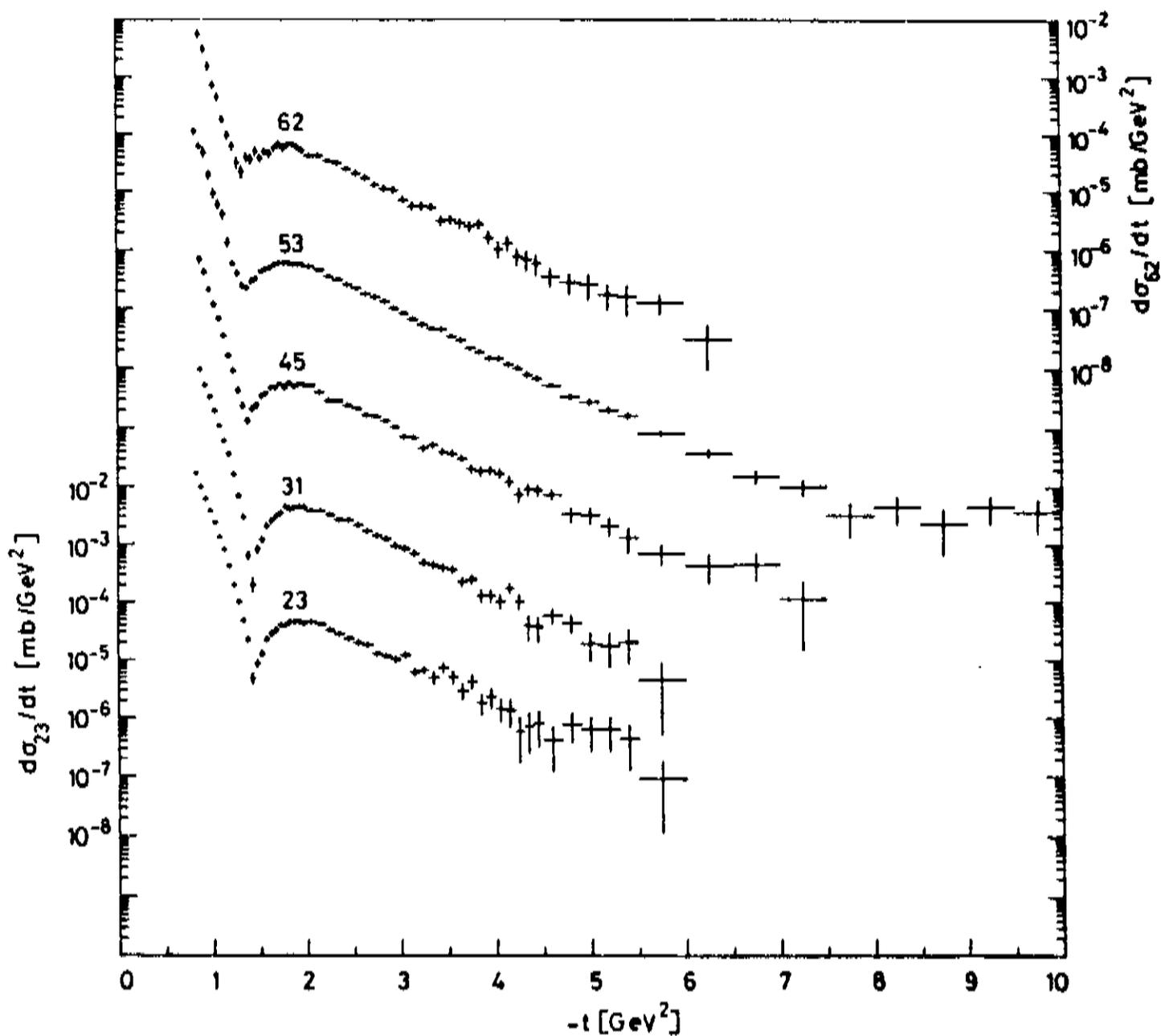


Fig. 2.20- $(d\sigma/dt)_{pp}$ no intervalo $1 \lesssim -t \lesssim 10 (\text{GeV}/c)^2$ na região de energias do ISR-CERN [73].

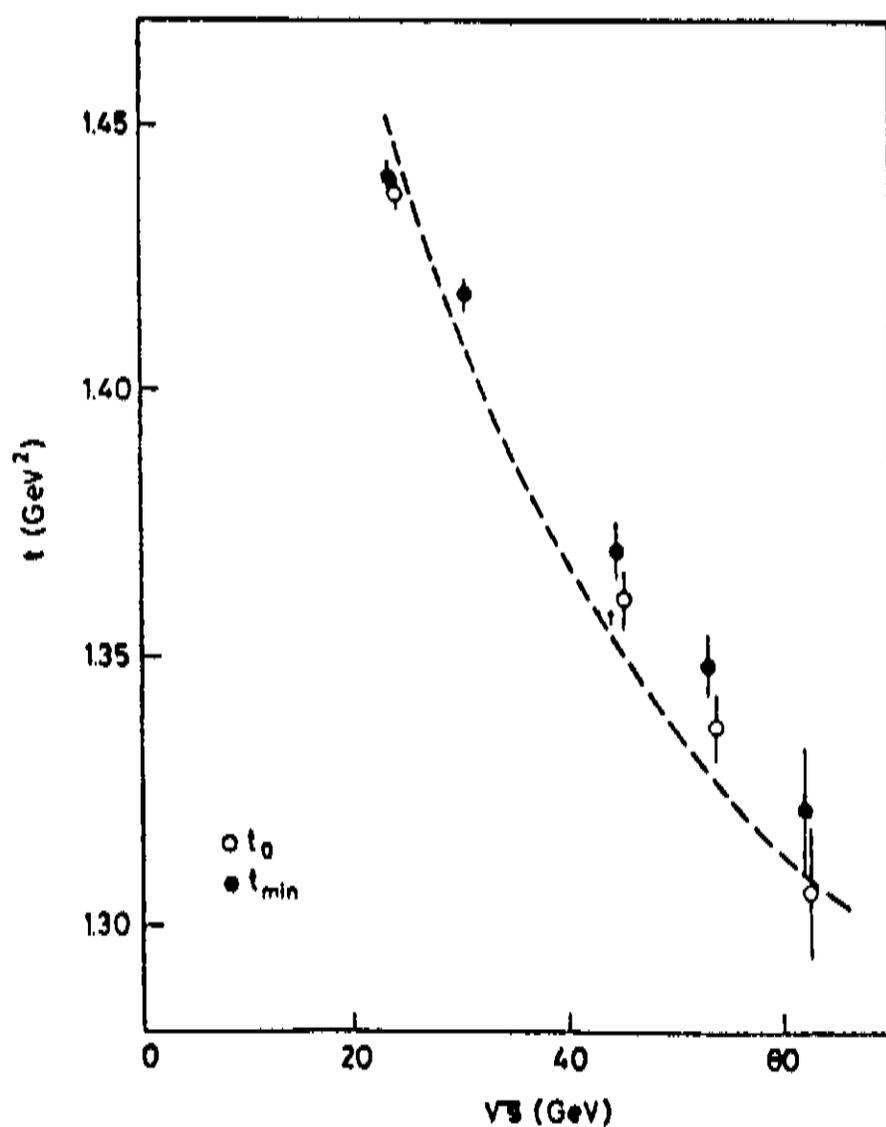


Fig. 2.21- Posição do "dip" em função da energia para pp no ISR-CERN [73].

TABELA 2.5- Posição do "dip", t_{\min} , para $(d\sigma/dt)_{pp}$ no ISR-CERN.

\sqrt{s} (GeV)	23.5	30.6	44.7	52.8	62.7
t_{\min} (GeV/c) ²	1.444 ± 0.014	1.395 ± 0.015	1.370 ± 0.016	1.343 ± 0.018	1.290 ± 0.030

O "dip" normalmente é seguido de um "bump", que se localiza em $-t \sim 1.8$ (GeV/c)². A posição exata e altura do segundo máximo dependem também da energia. A tabela 2.6^[73] mostra o comportamento do segundo máximo com a energia, assim como a seção de choque diferencial elástica neste ponto, para as energias do ISR.

TABELA 2.6- Posição e $d\sigma/dt$ do "bump" de pp no ISR-CERN^[73].

\sqrt{s} (GeV)	(máx) (GeV/c) ²	$\frac{d\sigma}{dt}$ (máx) nb/(GeV/c) ²
23.4	1.97 ± 0.03	45 ± 3
30.5	1.93 ± 0.03	42 ± 3
44.6	1.92 ± 0.10	52 ± 3
52.8	1.81 ± 0.07	58 ± 3
62.1	1.81 ± 0.06	63 ± 5

O movimento de "bump" com relação a energia é semelhante ao do "dip".

Após o segundo máximo ou "bump", as seções de choque diferenciais elásticas para pp no ISR decrescem exponencialmente^[85,73] até $-t \sim 5.0$ (GeV/c)² com uma inclinação média de

$B = 1.835 \pm 0.001 \text{ (GeV/c)}^{-2}$. Em $-t \sim 6.5 \text{ (GeV/c)}^2$ existe uma leve mudança de inclinação [$\Delta B \sim 0.8 \text{ (GeV/c)}^{-2}$] indicando a aparição de uma estrutura não muito bem caracterizada. Isto pode ser visto na figura 2.20, principalmente para $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$. Contudo não há evidências do surgimento de um segundo "dip".

Outros experimentos foram realizados com a reação pp no acelerador do FERMILAB objetivando encontrar o segundo "dip". Faissler et al. em 1980^[74] mediu $(d\sigma/dt)_{pp}$ para as energias de 201 GeV/c e 400 GeV/c no intervalo de $4.9 < -t < 14.4 \text{ (GeV/c)}^2$ e Rubinstein et al. em 1984^[75] fez o mesmo tipo de medida para 200 GeV/c e no intervalo $1 < -t < 11 \text{ (GeV/c)}^2$. Em ambos os casos não se verificou a formação de um segundo "dip".

A falta de um segundo "dip" nos dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{pp}$ tem sido um dos problemas mais sérios para os modelos óticos do tipo Chou-Yang^[8,76,77] que prevêm uma seqüência de "dips" e "bumps".

- Reação $\bar{p}p$

A construção do COLLIDER-CERN no início dos anos oitenta e do TEVATRON-FERMILAB em 1987, que realizam colisões frontais $\bar{p}p$ no intervalo de energias $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ a $\sqrt{s} = 2000 \text{ GeV}$, colocou esta reação numa situação privilegiada com relação ao estudo assintótico do espalhamento hádron-hádron. No entanto, quando se compara os dados experimentais de $d\sigma/dt$ para as colisões pp e $\bar{p}p$ no intervalo de energia entre $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ e $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$ (limite superior do ISR), $\bar{p}p$ não mostra a mesma riqueza de dados experimentais, porque ela apresenta poucas energias em que se tem medidas de

seção de choque diferencial elástica para $-t > 1 \text{ (GeV/c)}^2$.

Para baixas energias ($p_{\text{lab}} < 10 \text{ GeV}$) os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ apresentam uma seqüência de "dips" e "bumps" bastante complicada como mostra a figura 2.22^[78]. Acima de 10 GeV/c esta estrutura complicada se transforma numa distribuição simples com um único "dip" em 30 GeV/c^[78] em $-t \approx 1.5 \text{ (GeV/c)}^2$. A figura 2.22 mostra então que o "dip" na reação $\bar{p}p$ surge entre 10 GeV/c e 30 GeV/c, ou seja, numa energia mais baixa que na reação pp .

Medidas de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ realizadas no FERMILAB^[75] nas energias 100 e 200 GeV/c, indicam a presença do "dip", muito embora sua posição e formação não sejam bem definidas devido à baixa estatística e aos grandes erros apresentados pelos dados nesta região.

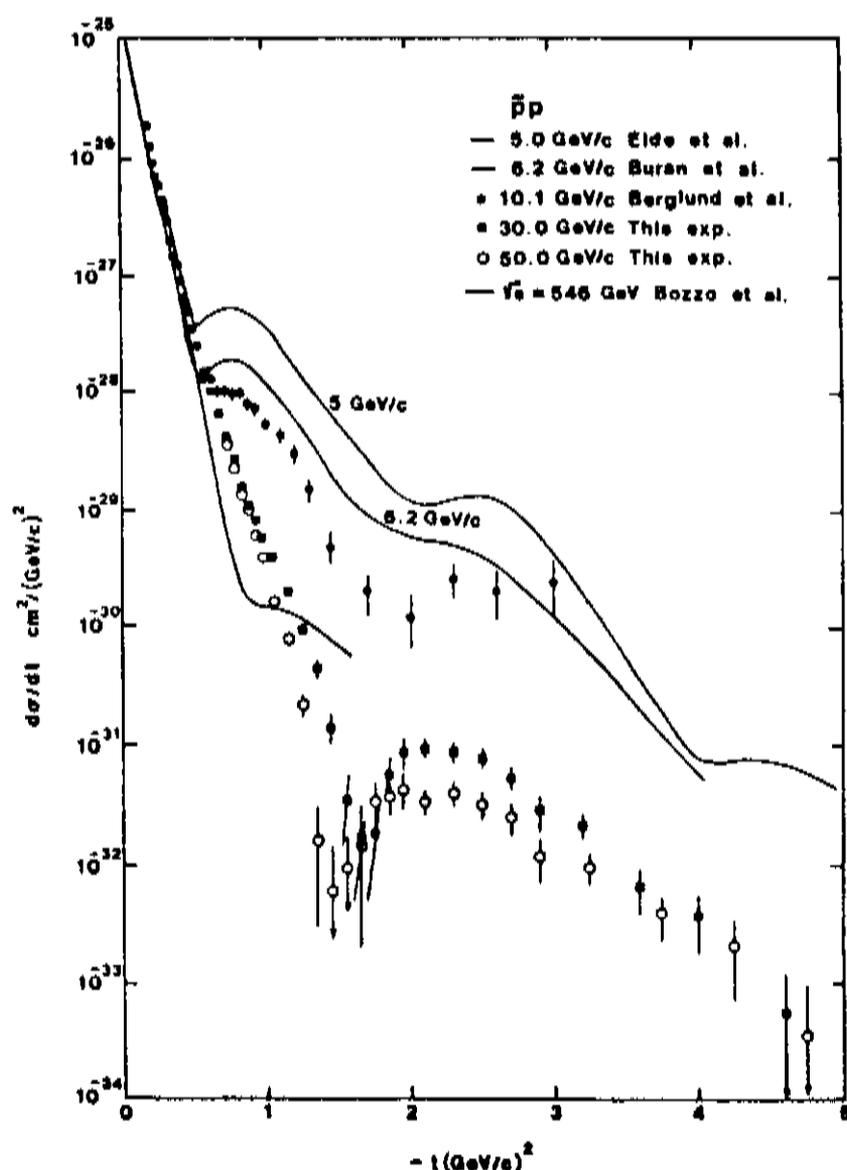


Fig. 2.22- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em função de $-t$ para energias entre 5 GeV/c e 50 GeV/c^[78].

Com relação às medidas de $d\sigma/dt$ para $\bar{p}p$ no ISR-CERN existem vários trabalhos publicados. Entretanto, apenas dois [80,81] estendem suas medidas além de $-t = 1 \text{ (GeV/c)}^2$. Ambos são para $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ e apenas os dados do artigo [80] mostram um "dip" raso em torno de $-t = 1.4 \text{ (GeV/c)}^2$. Este "dip" é bem menos pronunciado que o da reação pp para a mesma energia como mostra a figura 2.23. [80]. Essa diferença entre pp e $\bar{p}p$ na região do "dip" pode indicar a presença de termos na amplitude de espalhamento que são ímpares sob a simetria de "crossing".

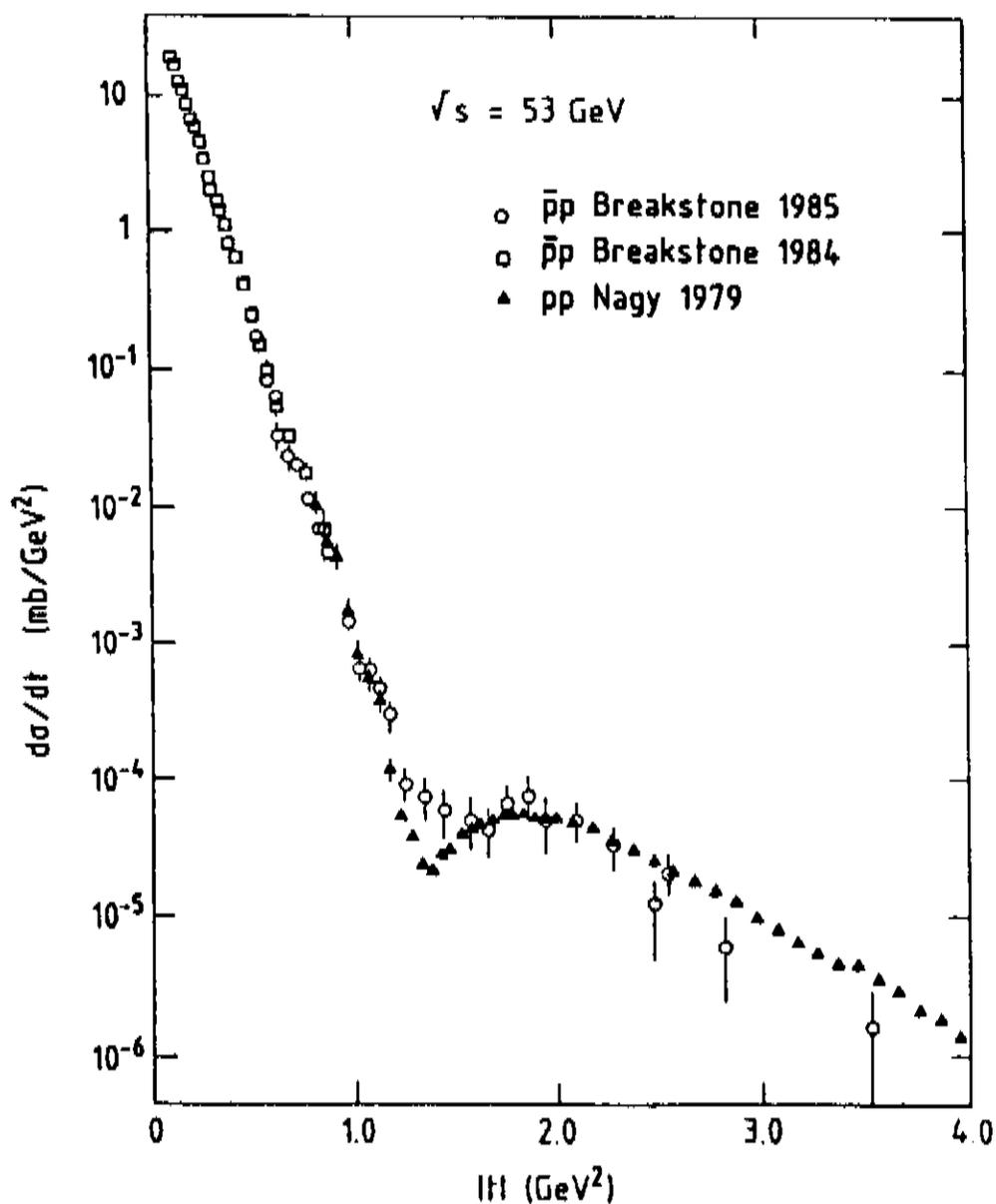


Fig. 2.23- $(d\sigma/dt)_{pp}$ [73] e $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ [70,80] para $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$.

No acelerador do COLLIDER-CERN foram realizadas medi-
 das de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ nas energias $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ [82] e $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ [83],
 para um momento transferido máximo de 1.53 (GeV/c)^2 e 2.13 (GeV/c)^2
 respectivamente. A figura 2.24 [83] mostra estes resultados.

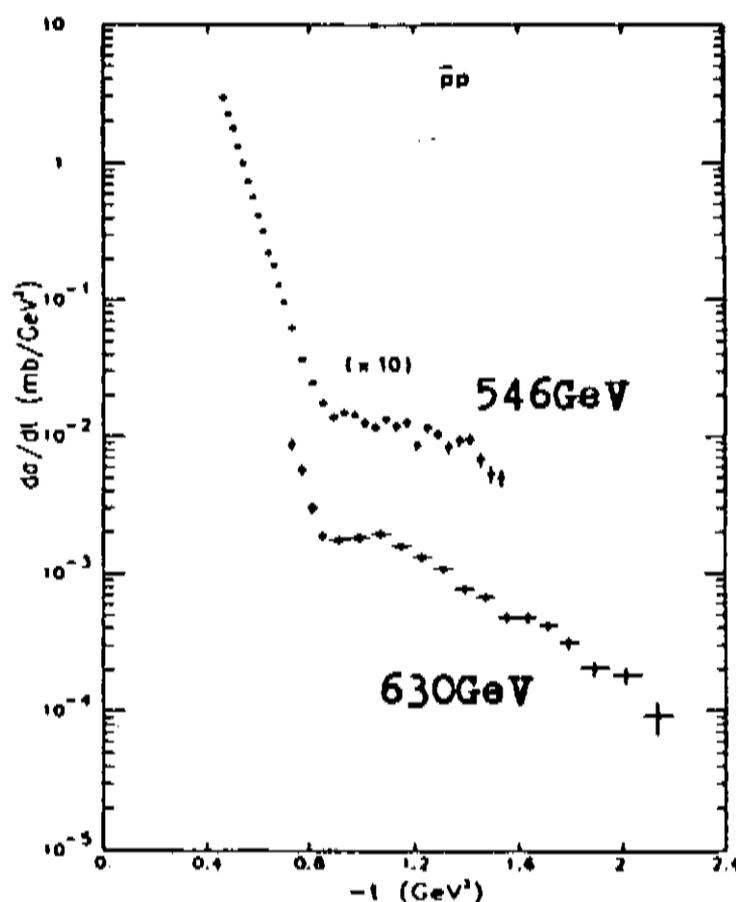


Fig. 2.24- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em função de $-t$ para as energias
 546 GeV e 630 GeV COLLIDER-CERN [83].

Os resultados exibidos na figura 2.24 se constitui-
 ram numa surpresa diante do que já se conhecia sobre as colisões ha-
 drônicas a altas energias. Em ambos casos o "dip" desaparece e em
 seu lugar a distribuição de $d\sigma/dt$ apresenta uma mudança brusca
 ("kink") de inclinação em $-t \sim 0.9 \text{ (GeV/c)}^2$ seguida de um "shoulder".

A descrição correta da altura deste "shoulder" tem
 sido um verdadeiro desafio para os modelos teóricos.

- Mésons-p

O espalhamento elástico méson-próton a altas energias também apresenta uma estrutura do tipo "dip-bump". No entanto, existem dois problemas sérios com esta reação, a escassez de dados experimentais de $d\sigma/dt$ e o limite superior de energias em que se tem dados é muito baixo, ou seja, 200 GeV/c ($\sqrt{s} \sim 20$ GeV).

Os mésons são partículas menores que os núcleons, e pela expressão (2.32) como já dissemos, as reações πp e Kp apresentam um pico de difração bem menos inclinado do que pp e $\bar{p}p$. Isto faz com o "dip" de πp e Kp se forme bem mais para frente. Tanto para πp quanto para Kp , o "dip" ocorre no intervalo $3 \lesssim -t \lesssim 5$ (GeV/c)² ou mais precisamente em torno de $-t \sim 4$ (GeV/c)².

As figuras 2.25^[84] e 2.26^[84] apresentam os dados de $(d\sigma/dt)_{\pi p}$ que mostram a formação de um "dip".

A figura 2.27^[84] mostra o único conjunto de dados de $(d\sigma/dt)_{K^+ p}$ que exhibe um "dip".

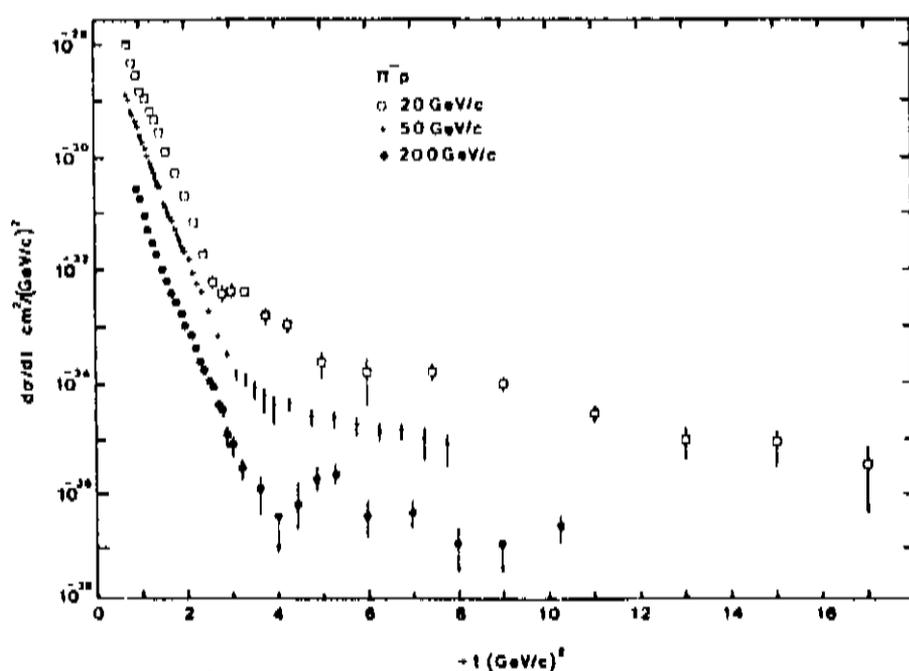


Fig. 2.25- $(d\sigma/dt)_{\pi p}$ em função de $-t$ para as energias entre 20 GeV/c e 200 GeV/c^[84].

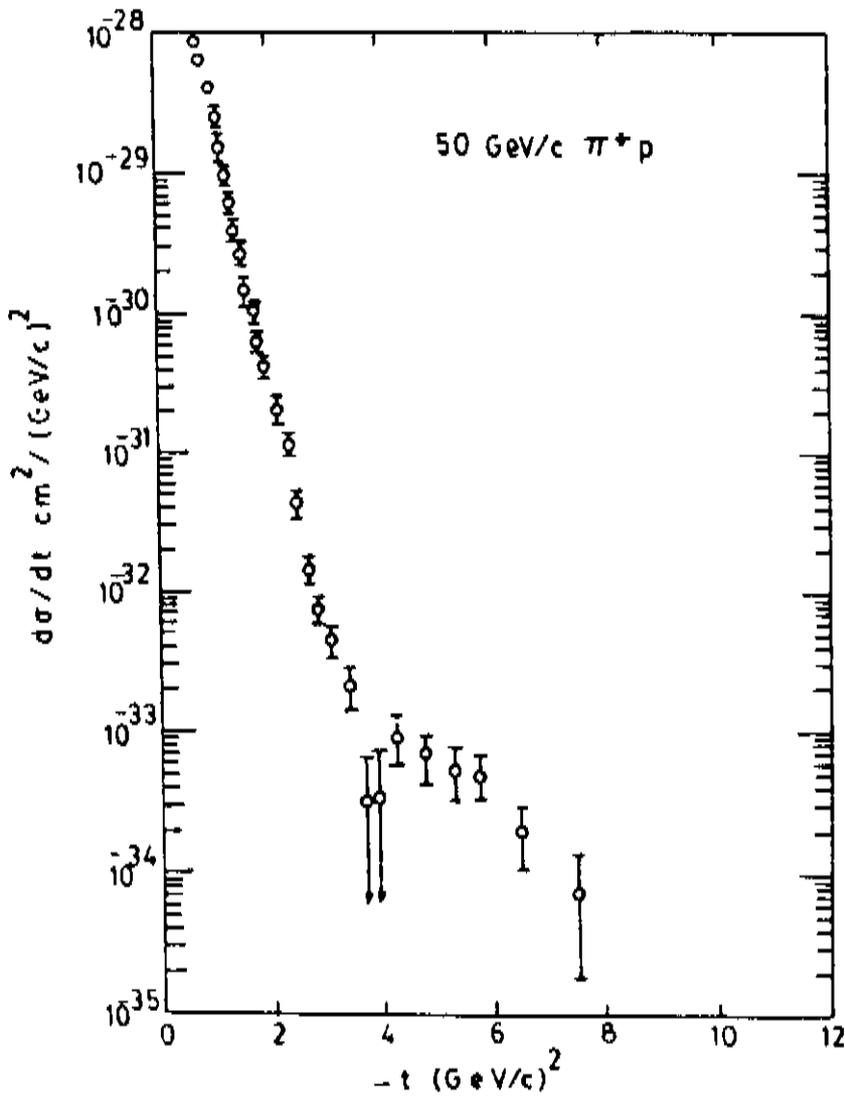


Fig. 2.26- $(d\sigma/dt)_{\pi^+p}$ em função de t para a energia de 50 GeV/c^[84].

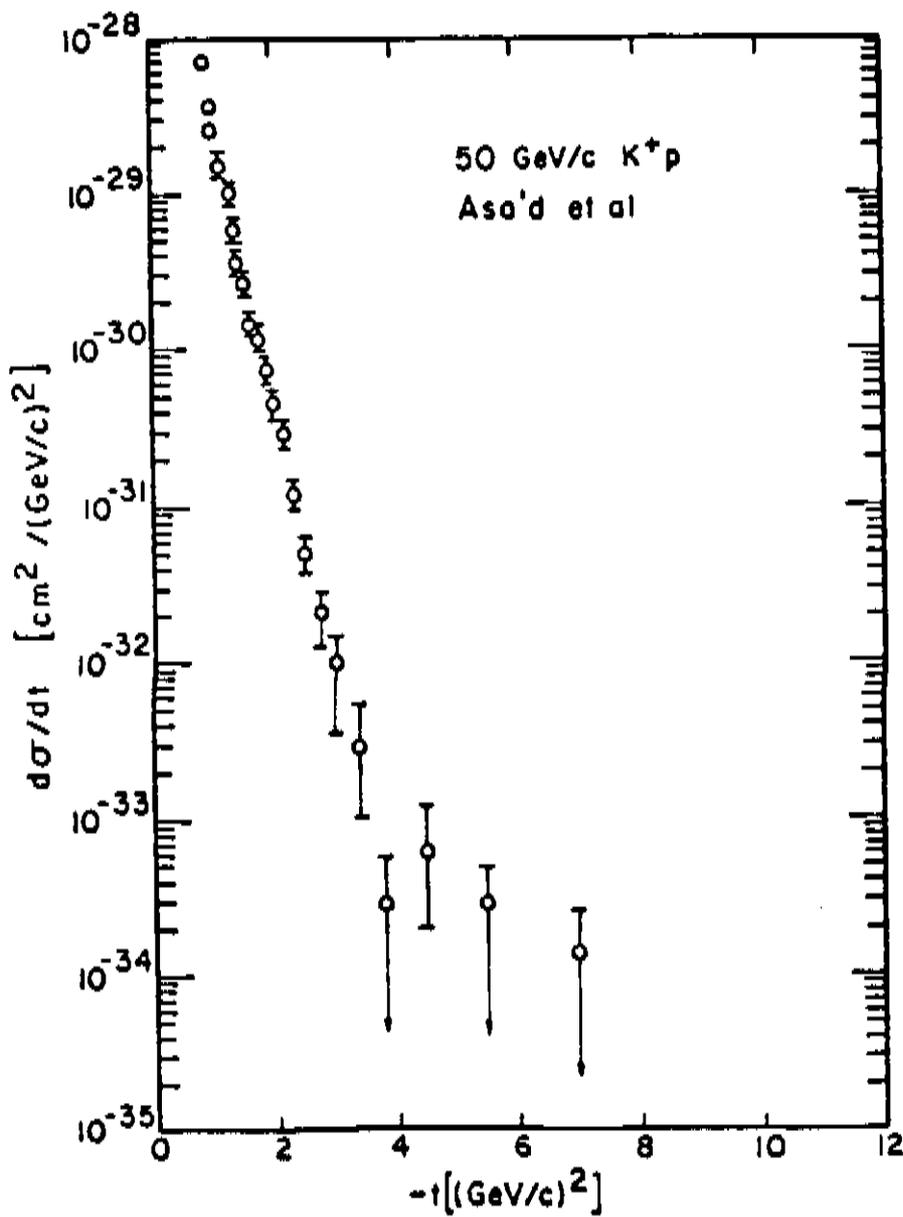


Fig. 2.27- $(d\sigma/dt)_{K^+p}$ em função de t para a energia de 50 GeV/c^[84].

Analisando-se as figuras 2.25 a 2.27 podemos ver que os "dips" que se formam nas reações mésons-próton, pelo menos para as medidas já realizadas, não são tão bem definidos quanto nas reações pp e $\bar{p}p$.

Para maiores informações sobre as reações mésons-próton indicamos as referências [84,29,92].

2.5. RAZÃO ENTRE A PARTE REAL E A PARTE IMAGINÁRIA DA AMPLITUDE DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO PARA FRENTE ($\rho(s,0)$)

As seções de choque diferenciais elásticas medidas na região de t muito pequeno, ou seja, no intervalo $0.001 \lesssim -t \lesssim 0.02 \text{ (GeV/c)}^2$, permitem determinar por extrapolação a razão entre a parte real e a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástico para frente

$$[\rho(s,0) = \text{Re}f(s,0)/\text{Im}f(s,0)]$$

Quando dois hádrons carregados colidem (como $\bar{p}p$ por exemplo), tanto a interação Coulombiana quanto a nuclear contribuem para a amplitude total do espalhamento. A amplitude Coulombiana $[f_C(s,t)]$ muito embora exista em todo alcance de t , ela é dominante na região bem próxima a $t = 0$. Quando nos afastamos ligeiramente de $t = 0$ e entramos no intervalo $0.001 \lesssim -t \lesssim 0.02 \text{ (GeV/c)}^2$ as amplitudes de Coulomb e nuclear $[f_N(s,t)]$ tornam-se comparáveis em ordem de grandeza e os efeitos de interferência não são desprezíveis. Por isso este intervalo é denominado região de interferência Coulomb-nuclear. Acima de $-t \sim 0.02 \text{ (GeV/c)}^2$ a contribuição do espalhamento de Coulomb frente ao nuclear é praticamente desprezível.

Discutiremos agora como a grandeza $\rho(s,0)$ surge nos cálculos, como é medida e qual seu comportamento em função da ener-

gia para as reações hadrônicas $\bar{p}p$, pp , $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$.

A amplitude de Coulomb que representa o espalhamento de Rutherford é bem conhecida e é dada por

$$f_C(s,t) = - \frac{2\alpha G^2(t)}{t} , \quad (2.33)$$

onde $\alpha \cong 1/137$ é a constante de estrutura fina e $G(t)$ é o fator de forma eletromagnético do próton.

A amplitude do espalhamento nuclear de forma geral é complexa, podendo ser escrita como

$$f_N(s,t) = \text{Re}f_N(s,t) + i\text{Im}f_N(s,t) . \quad (2.34)$$

Na região de pequenos t assume-se, desprezando-se os efeitos de spin, que as duas componentes de $f_N(s,t)$ podem ser representadas por exponenciais em t . Assim, obtemos

$$f_N(s,t) = \text{Re}f_N(s,0)e^{\frac{B_1 t}{2}} + i\text{Im}f_N(s,0)e^{\frac{B_2 t}{2}} . \quad (2.35)$$

Usando-se o Teorema Ótico (2.8) e definindo-se $\rho(s,0) \equiv \text{Re}f(s,0)/\text{Im}f(s,0)$, a expressão (2.35) pode ser reescrita como

$$f_N(s,t) = \frac{\sigma_T(s)}{4\pi} \left[\rho(s,0)e^{\frac{B_1 t}{2}} + ie^{\frac{B_2 t}{2}} \right] . \quad (2.36)$$

Tradicionalmente, quando se mede $\rho(s,0)$ supõe-se que $\text{Re}f_N(s,t)$ e $\text{Im}f_N(s,t)$ tem o mesmo parâmetro de inclinação,

ou seja, $B_1 = B_2 = B$. Logo teremos,

$$f_N(s,t) = \frac{\sigma_T(s)}{4\pi} [\rho(s,0) + i] e^{\frac{Bt}{2}} \quad (2.37)$$

Os resultados das expressões (2.33) e (2.37) consideram as interações Coulombiana e nuclear isoladamente. A presença dos dois campos simultaneamente, não nos permite superpor as amplitudes f_C e f_N de forma direta. Devemos introduzir um fator de fase $\alpha\phi(t)$ na amplitude Coulombiana, onde $\phi(t)$ é dado por^[6]

$$\phi(t) = \ln(0.08/t - 0.577) \quad (2.38)$$

Este fator reflete a distorção das amplitudes puras f_C e f_N , quando consideramos a presença simultânea dos espalhamentos Coulombiano e nuclear.

Assim, podemos escrever a seção de choque diferencial elástica completa para a região de interferência Coulomb-nuclear como

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_C}{dt} + \frac{d\sigma_{CN}}{dt} + \frac{d\sigma_N}{dt} = |f_C(s,t)e^{i\alpha\phi(t)} + f_N(s,t)|^2 \quad (2.39)$$

Substituindo-se (2.33) e (2.37) em (2.39) obtemos

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left| -\frac{2\alpha G^2(t)e^{i\alpha\phi(t)}}{t} + \frac{(\rho + i)\sigma_T e^{\frac{Bt}{2}}}{4\pi} \right|^2 \quad (2.40)$$

A expressão (2.40) nos mostra que as grandezas σ_T , B e ρ estão fortemente correlacionadas.

Conhecendo-se os dados experimentais de $d\sigma/dt$ na região de interferência Coulomb-nuclear, podemos encontrar ρ parametrizando-se estes dados pela expressão (2.40). Isto pode ser feito de duas maneiras. Na primeira consideramos ρ como um parâmetro livre, enquanto σ_T e B entram como parâmetros conhecidos e fixos. Na segunda maneira podemos fazer o ajuste tomando ρ , σ_T e B como parâmetros livres. Neste caso, além de ρ determinamos também B e σ_T , esta última, como havíamos falado no item 2.3, método III-ii.

A figura 2.28^[63] mostra um exemplo de determinação de ρ para a reação pp a $\sqrt{s} = 53$ GeV.

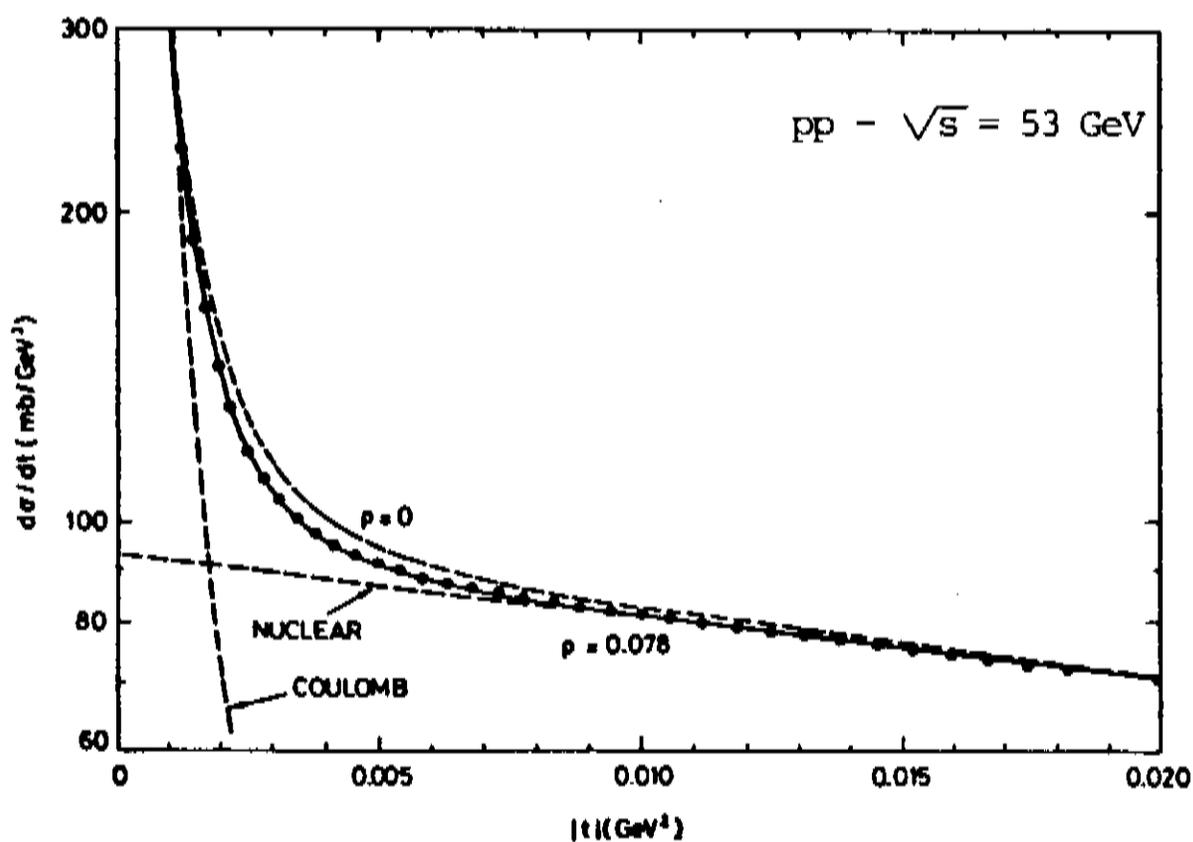


Fig. 2.28- Determinação de ρ para pp a $\sqrt{s} = 53$ GeV^[63].

As contribuições de Coulomb e nuclear são também mostradas separadamente na figura 2.28.

A figura 2.29^[86] apresenta uma compilação dos valores de $\rho(s,0)$ para as reações $\bar{p}p$, pp , $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ no intervalo de energias de 1 a 2000 GeV/c.

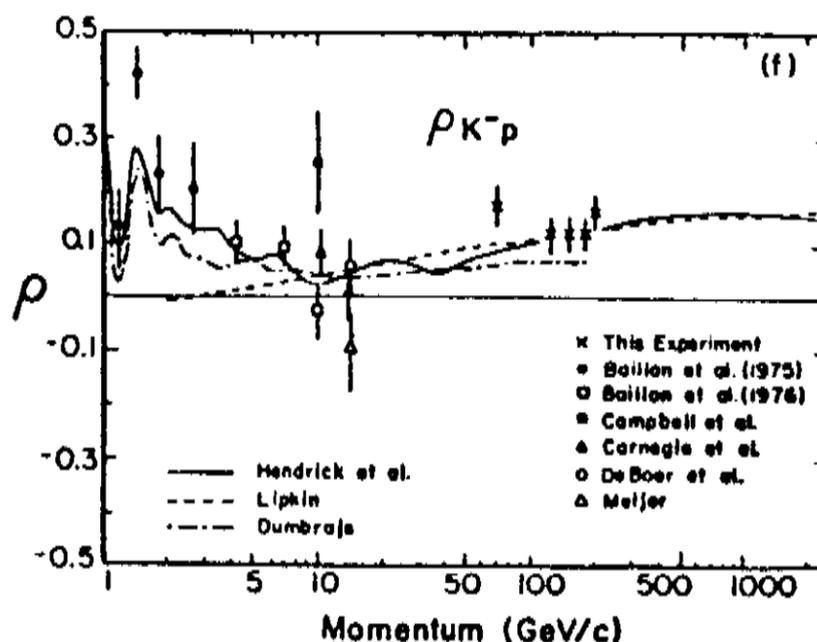
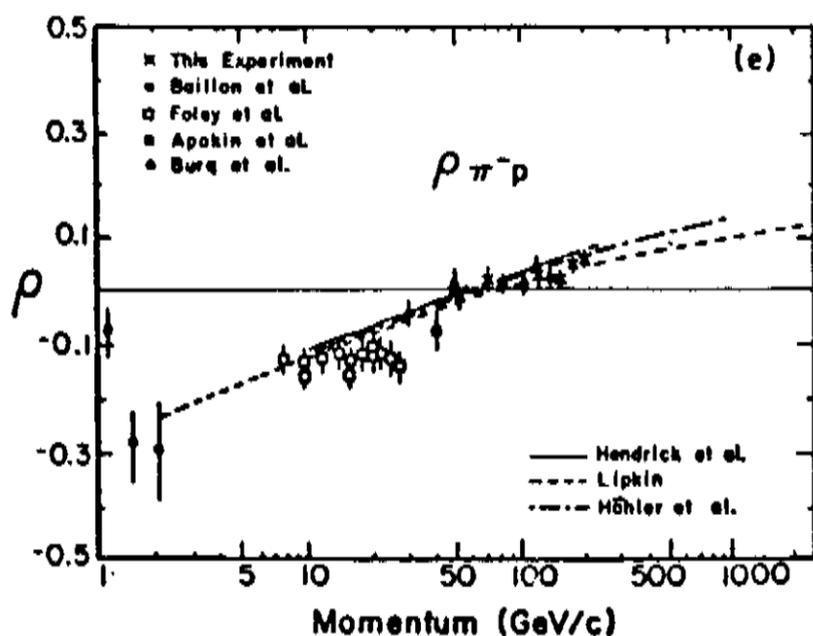
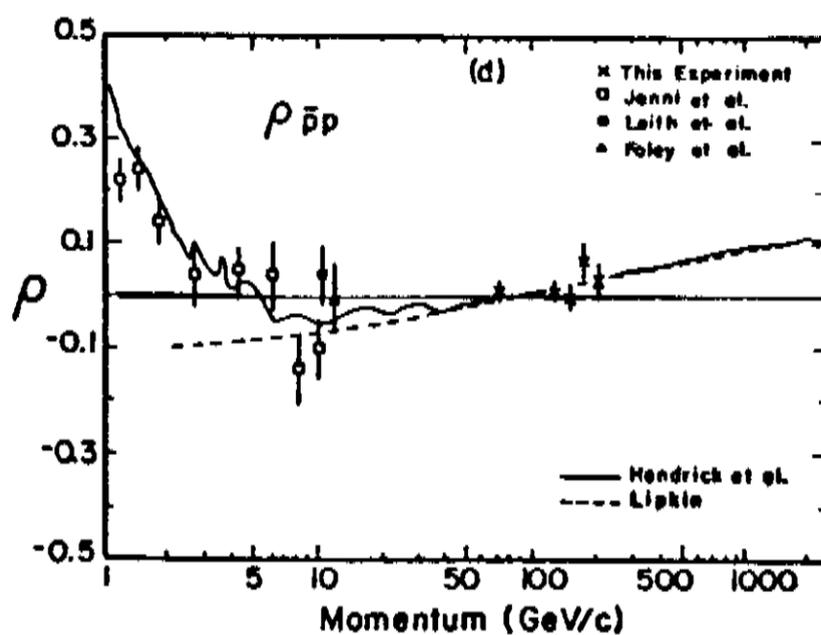
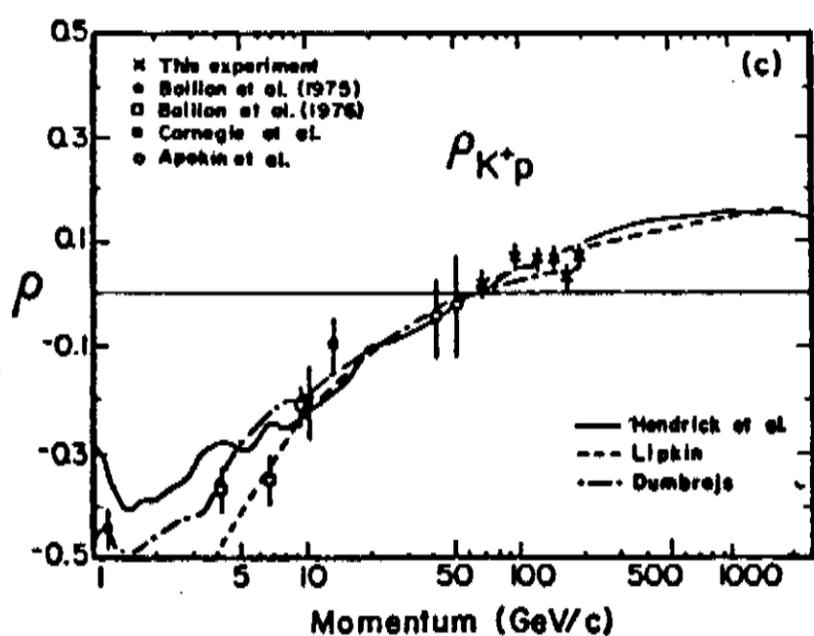
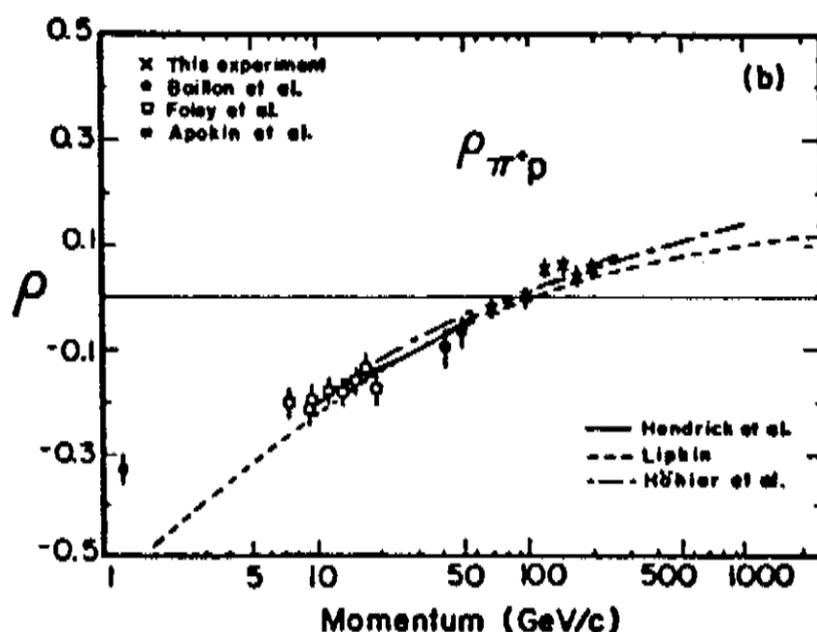
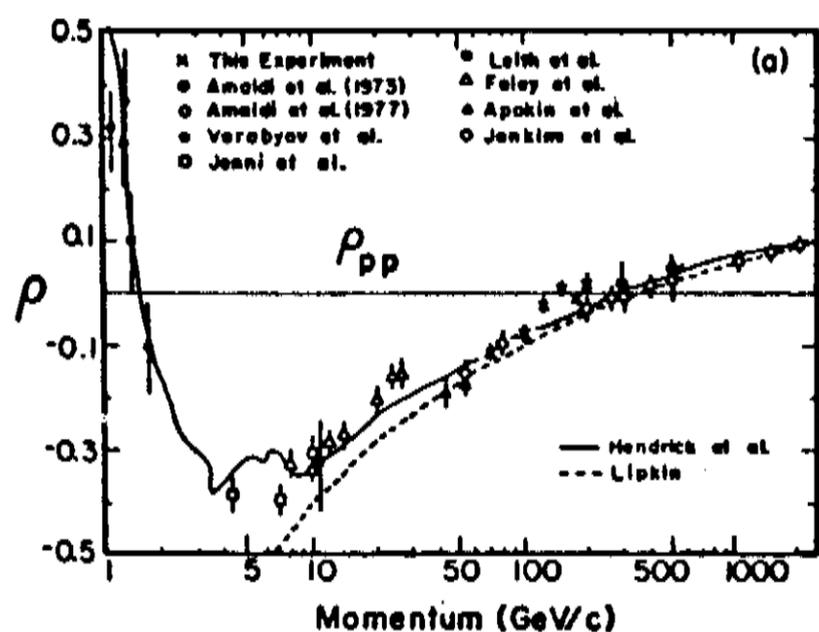


Fig. 2.29- ρ como função do momento para as reações $\bar{p}p$, pp , $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ de 1 a 2000 GeV/c^[86].

As curvas apresentadas na figura 2.29 são parametrizações citadas na referência [29] página 321.

A figura 2.30^[87] mostra os dados de ρ para as reações pp e $\bar{p}p$. Essa figura não inclui a medida recente $\rho = 0.24 \pm 0.04$ obtida no COLLIDER-CERN a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ ^[88]. As curvas contínuas nesta figura, representam a parametrização de Amaldi et al.^[63] de 1977.

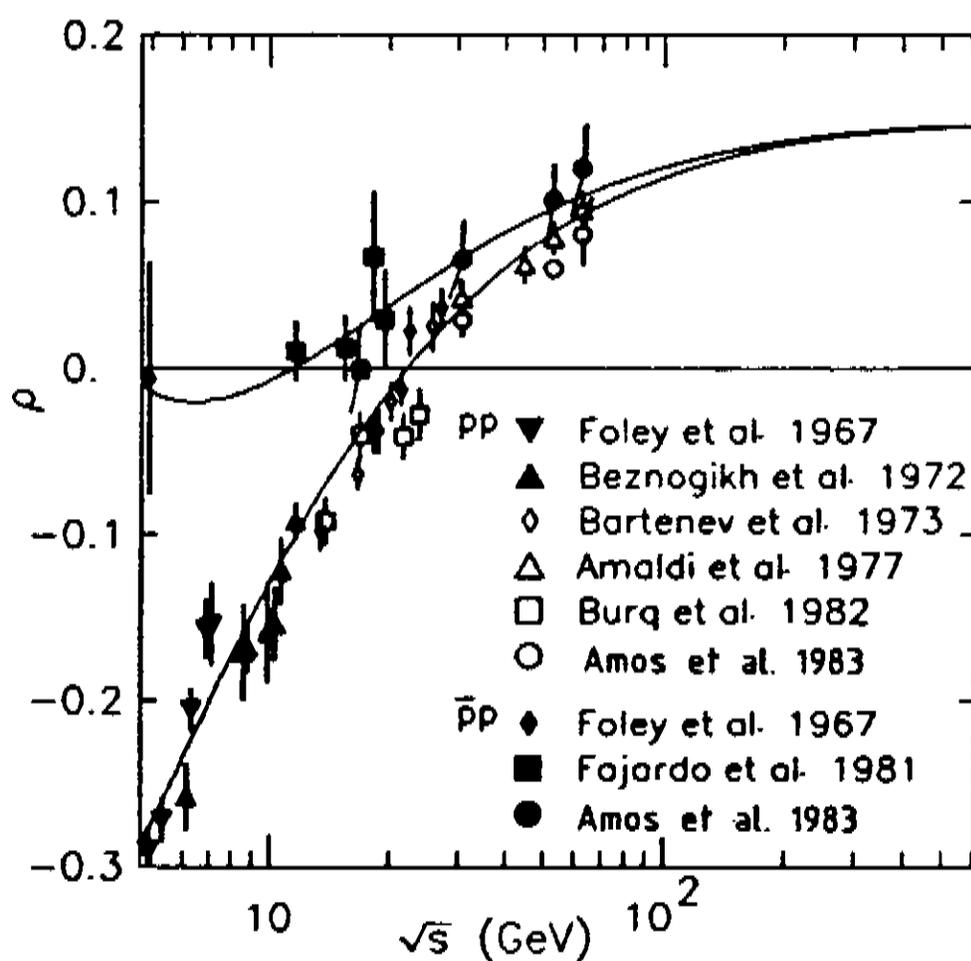


Fig. 2.30- ρ em função da energia para as reações pp e $\bar{p}p$ no intervalo de $\sqrt{s} = 5 \text{ GeV}$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ ^[87].

Conforme se pode ver pela figura 2.30 o valor $\rho = 0.24 \pm 0.04$ determinado experimentalmente^[88] para $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$, está muito acima de $\rho \approx 0.15$ previsto pela parametrização de Amaldi^[63].

A nosso ver existem dois problemas com a medida ex-

perimental. O primeiro deles parece-nos estar ligado à qualidades dos dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$. A distribuição de pontos é bem dispersa. Repetimos os cálculos da referência [88] e bastou suprimir uma ou duas medidas de $d\sigma/dt$ a t pequeno, para que o valor de ρ caísse para $\rho = 0.20$. Em segundo lugar, a hipótese de $Ref_N(s,t)$ e $Imf_N(s,t)$ obedecerem uma dependência exponencial em t com a mesma inclinação B , parece-nos uma aproximação que poderá influenciar no cálculo de ρ , principalmente na energia de $\sqrt{s} = 546$ GeV. Em nossos cálculos no capítulo 5 mostramos claramente que $Ref_N(s,t)$ e $Imf_N(s,t)$ tem inclinações diferentes na região próxima a $t = 0$.

A parte real da amplitude de espalhamento está ligada à parte imaginária através das relações de dispersão [89]. A relação aproximada para altas energias é representada pela expressão

$$Ref(s,t) \approx \frac{\pi}{2} \cdot \frac{d}{d \ln s} [Imf(s,t)] . \quad (2.41)$$

Como em $t = 0$ a parte imaginária da amplitude está relacionada com a seção de choque total através do teorema ótico, é possível escrever o parâmetro ρ em função de σ_T a partir de (2.41). O resultado encontrado é

$$\rho(s) \approx \frac{\pi}{2 \sigma_T(s)} \cdot \frac{d \sigma_T(s)}{d \ln s} . \quad (2.42)$$

Esta expressão não permite calcular os valores de ρ em função de σ_T de forma quantitativa e seu mérito, está no fato de que ela permite uma descrição qualitativa de ρ para energias as

sintóticas. Por exemplo, se $\sigma_T \sim \ln^2 s$ implica que $\rho(s)$ tende a zero assumindo valores positivos segundo a expressão $\rho(s) \sim \pi/\ln s$. Até o limite de energias do COLLIDER-CERN este comportamento não foi verificado com clareza.

2.6. SEÇÃO DE CHOQUE ELÁSTICA TOTAL (σ_{el})

As seções de choque elásticas totais (σ_{el}) são obtidas integrando-se as seções de choque diferenciais elásticas ($d\sigma/dt$) com relação a t .

$$\sigma_{el}(s) = \int_0^{\infty} \left(\frac{d\sigma}{dt} \right) dt . \quad (2.43)$$

Na prática não dispomos de dados experimentais de $d\sigma/dt$ em todo intervalo de t , em particular na região de t próximas a $t = 0$ e na região de grandes t . Desta forma, se faz necessário para o cálculo de $\sigma_{el}(s)$ realizar extrapolações em $d\sigma/dt$. As extrapolações para $t = 0$ são as que podem introduzir maiores erros, isto porque nesta região $d\sigma/dt$ assume os seus valores mais altos.

A figura 2.31^[29] apresenta os dados experimentais de σ_{el} para as reações $\bar{p}p$, pp , π^+p e K^+p para momentos de laboratório entre 5 GeV/c e 2000 GeV/c.

Para as reações $\bar{p}p$ e pp , o comportamento de σ_{el} pode ser visualizado através da figura 2.32^[30], pois ela inclui medidas mais recentes para ambas reações, inclusive $\sigma_{el}(\bar{p}p)$ a $\sqrt{s} = 546$ GeV.

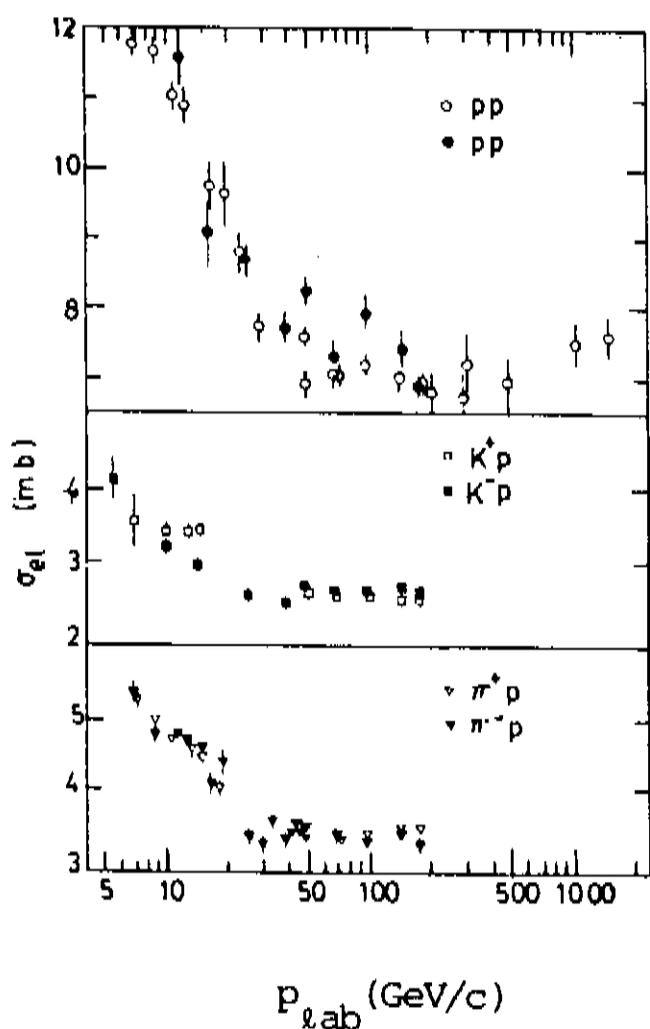


Fig. 2.31- σ_{el} em função da energia para as reações $\bar{p}p$, pp , $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ [29].

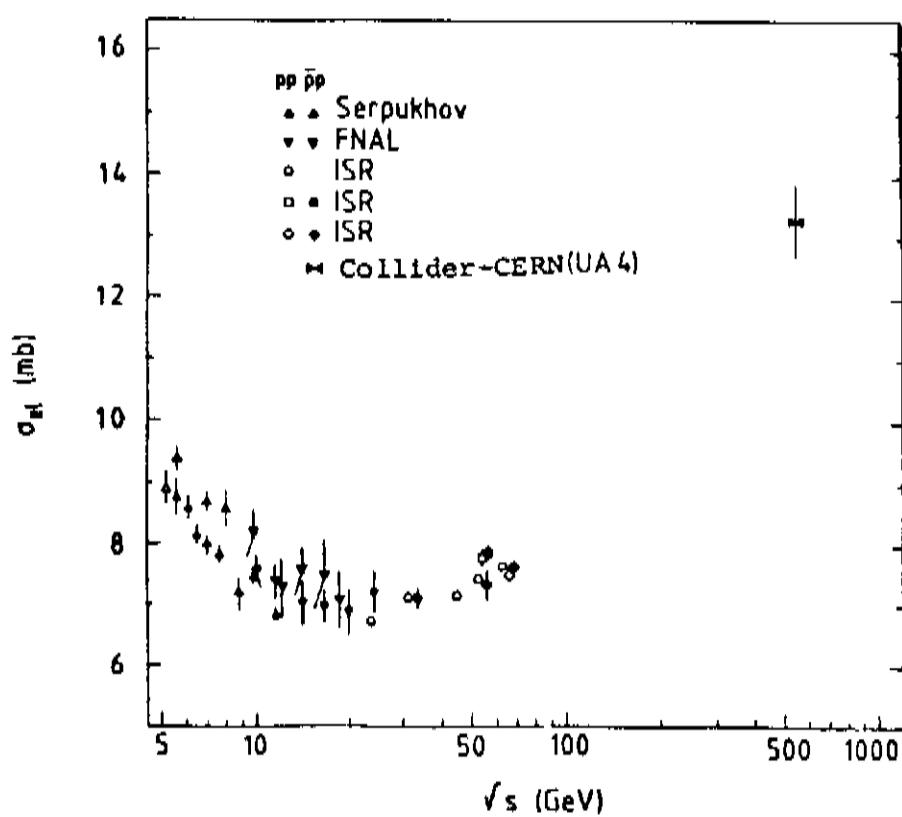


Fig. 2.32- σ_{el} em função da energia para as reações pp e $\bar{p}p$ [30].

2.7. RAZÕES σ_{el}/σ_T E σ_T/B

Nas experiências realizadas para se medir σ_T , σ_{el} e B , muitos autores determinam também as grandezas σ_{el}/σ_T e σ_T/B (ou B/σ_T). O motivo para isto, está no fato de que essas razões estão intimamente relacionadas com a opacidade do hádron colidente.

Considerando que a amplitude de espalhamento pode ser escrita, de forma aproximada na região do pico de difração, como uma única exponencial do tipo

$$f(s,t) = ik \sigma_T e^{-\frac{Bt}{2}}, \quad (2.44)$$

e utilizando-se o formalismo do parâmetro de impacto (capítulo 3), a função de perfil é dada por

$$\Gamma(s,b) = \frac{i}{8\pi} \cdot \left(\frac{\sigma_T}{B}\right) e^{-\frac{b^2}{2B}} = 2i \left(\frac{\sigma_{el}}{\sigma_T}\right) e^{-\frac{b^2}{2B}}. \quad (2.45)$$

Esta expressão nos diz que a opacidade do hádron é diretamente proporcional à quantidade σ_{el}/σ_T , ou equivalentemente a σ_T/B .

A figura 2.33^[5,90] mostra os resultados experimentais de σ_{el}/σ_T e σ_T/B em função da energia para as reações pp e $\bar{p}p$.

As tabelas 2.7^[29] e 2.8^[29] apresentam uma compilação dos dados experimentais de σ_{el}/σ_T e B/σ_T respectivamente, para as colisões pp , $p\bar{p}$, $\pi^{\pm}p$ e $K^{\pm}p$ até a energia de $p_{lab} = 200 \text{ GeV}/c$ ($\sqrt{s} = 19.42 \text{ GeV}$).

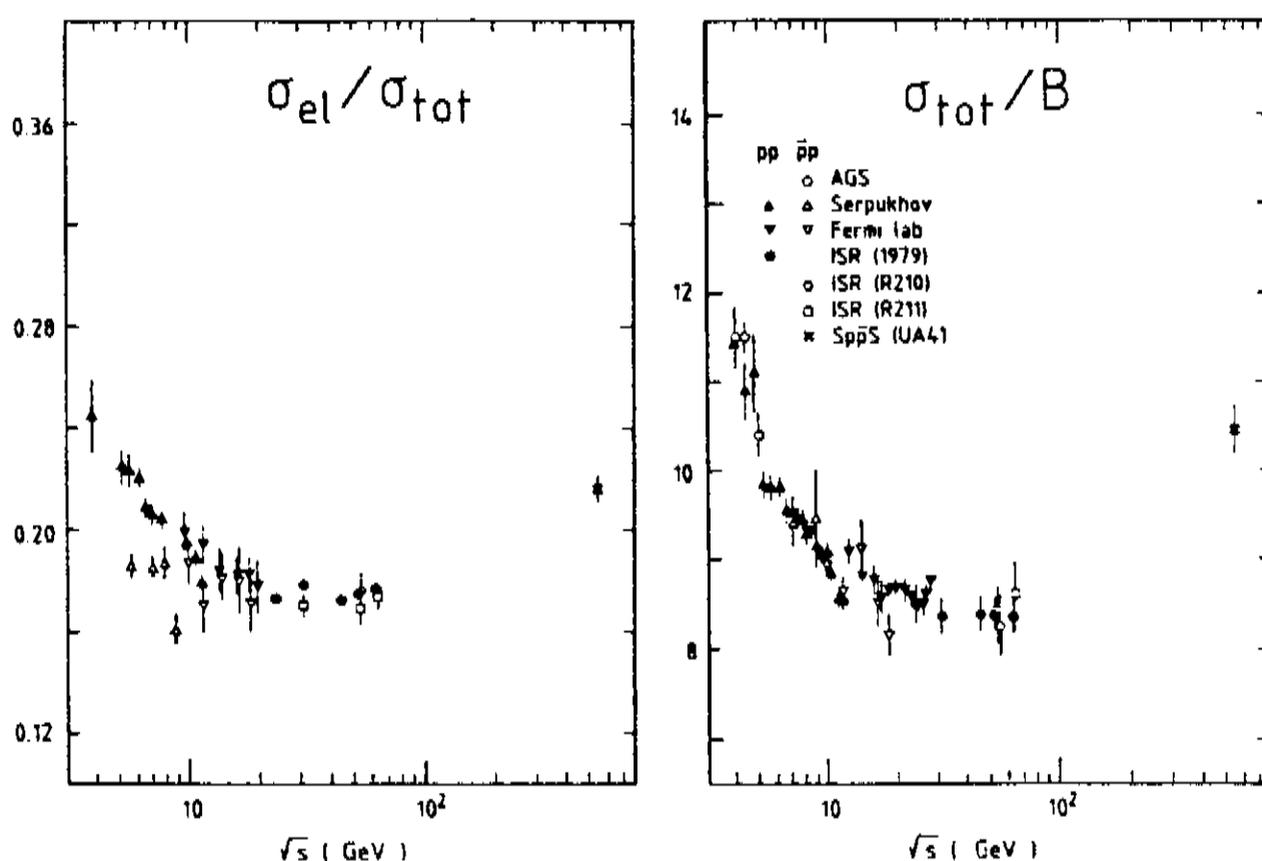


Fig. 2.33- σ_{el}/σ_T e σ_T/B em função da energia para as reações pp e $\bar{p}p$ [5,90].

TABELA 2.7- σ_{el}/σ_T em função da energia para as reações pp , $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ até $P_{lab} = 200 \text{ GeV}/c$ [29].

P_{lab} (GeV/c)	π^+	π^-	K^+	K^-	p	p^-	referências
50	0.144 ± 0.012	0.142 ± 0.012	0.130 ± 0.012	0.135 ± 0.012	0.203 ± 0.015	0.207 ± 0.015	Akerlof et al. (1976)
50	0.142 ± 0.005	0.145 ± 0.005	0.126 ± 0.005	0.125 ± 0.006	0.199 ± 0.008	0.187 ± 0.007	Ayres et al. (1977)
70	0.145 ± 0.005	0.141 ± 0.006	0.125 ± 0.005	0.125 ± 0.006	0.194 ± 0.008	0.170 ± 0.011	Ayres et al. (1977)
100	0.135 ± 0.012	0.135 ± 0.012	0.123 ± 0.012	0.125 ± 0.012	0.188 ± 0.015	0.188 ± 0.015	Akerlof et al. (1976)
100	0.142 ± 0.007	0.137 ± 0.005	0.131 ± 0.006	0.123 ± 0.006	0.184 ± 0.009	0.185 ± 0.014	Ayres et al. (1977)
140	0.145 ± 0.005	0.140 ± 0.005	0.128 ± 0.005	0.123 ± 0.006	0.182 ± 0.007	0.180 ± 0.014	Ayres et al. (1977)
175	0.143 ± 0.004	0.140 ± 0.005	0.128 ± 0.004	0.125 ± 0.006	0.182 ± 0.007	0.171 ± 0.013	Ayres et al. (1977)
200	0.130 ± 0.012	0.129 ± 0.012	0.129 ± 0.012	0.126 ± 0.012	0.177 ± 0.015	0.193 ± 0.015	Akerlof et al. (1976)

TABELA 2.8- B/σ_T em função da energia para as reações pp , $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ até $P_{lab} = 200 \text{ GeV}/c$ [29].

P_{lab} (GeV/c)	π^+	π^-	K^+	K^-	p	p^-	referências
50	0.359 ± 0.002	0.357 ± 0.004	0.407 ± 0.010	0.386 ± 0.020	0.256 ± 0.004		Akerlof et al. (1976)
50	0.376 ± 0.005	0.403 ± 0.005	0.421 ± 0.018	0.438 ± 0.010	0.253 ± 0.002	0.258 ± 0.003	Ayres et al. (1977)
70	0.370 ± 0.005	0.379 ± 0.009	0.437 ± 0.018	0.432 ± 0.021	0.256 ± 0.002	0.266 ± 0.004	Ayres et al. (1977)
100	0.379 ± 0.005	0.372 ± 0.009	0.425 ± 0.018	0.417 ± 0.008	0.271 ± 0.003	0.282 ± 0.008	Akerlof et al. (1976)
100	0.377 ± 0.009	0.383 ± 0.005	0.413 ± 0.017	0.44 ± 0.021	0.226 ± 0.002	0.270 ± 0.006	Ayres et al. (1977)
100	0.418 ± 0.041	0.372 ± 0.014	0.328 ± 0.202	0.406 ± 0.094	0.291 ± 0.016	0.313 ± 0.029	Cool et al. (1981)
200	0.388 ± 0.006	0.381 ± 0.003	0.408 ± 0.021	0.423 ± 0.026	0.275 ± 0.003	0.410 ± 0.089	Akerlof et al. (1976)
200	0.256 ± 0.06	0.392 ± 0.016		0.433 ± 0.232	0.295 ± 0.010		Cool et al. (1981)
200	0.417 ± 0.004	0.406 ± 0.003			0.301 ± 0.001		Schiz et al. (1981)

Como nosso trabalho trata fundamentalmente da questão da dependência energética da opacidade e funções correlatas para a reação $\bar{p}p$ e comparando-as com pp , apresentamos nas tabelas 2.9 a 2.12^[5] um resumo dos parâmetros mais relevantes (incluindo σ_{el}/σ_T e σ_T/B) das reações acima, para as energias do ISR-CERN e COLLIDER-CERN.

TABELA 2.9- σ_T , σ_{el} , σ_{el}/σ_T e σ_T/B para a reação pp a $\sqrt{s} \geq 23$ GeV^[5].

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot} (mb)	σ_{el} (mb)	σ_{el}/σ_{tot}	σ_{tot}/B
23	38.94 ± 0.17	6.73 ± 0.08	0.1728 ± 0.0016	8.47 ± 0.15
31	40.14 ± 0.17	7.16 ± 0.09	0.1784 ± 0.0017	8.45 ± 0.14
45	41.79 ± 0.16	7.17 ± 0.09	0.1716 ± 0.0018	8.38 ± 0.13
53	42.67 ± 0.19	7.45 ± 0.09	0.1746 ± 0.0016	8.37 ± 0.13
62	43.32 ± 0.23	7.66 ± 0.11	0.1768 ± 0.0021	8.36 ± 0.13

TABELA 2.10- ρ e B para a reação pp a $\sqrt{s} \geq 23$ GeV^[5].

\sqrt{s} (GeV)	ρ	B (GeV ⁻²)	$B'(-t > 0.15)$ (GeV ⁻²)
23	0.02 ± 0.05	11.8 ± 0.2	10.3 ± 0.2
31	0.042 ± 0.011	12.2 ± 0.2	10.9 ± 0.2
45	0.062 ± 0.011	12.8 ± 0.2	11.0 ± 0.2
53	0.078 ± 0.010	13.1 ± 0.2	10.7 ± 0.2
62	0.095 ± 0.011	13.3 ± 0.2	10.4 ± 0.2

TABELA 2.11- σ_T , σ_{el} , σ_{el}/σ_T e σ_T/B para a reação $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} \geq 31$ GeV^[5].

\sqrt{s} (GeV)	σ_{tot} (mb)	σ_{el} (mb)	σ_{el}/σ_{tot}	σ_{tot}/B	$\Delta\sigma_{tot}$ (mb)
31	42.0 ± 0.5	7.14 ± 0.17	0.170 ± 0.005	—	1.7 ± 0.5
31	42.8 ± 0.35	—	—	—	2.58 ± 0.41
53	43.65 ± 0.41	7.36 ± 0.30	0.169 ± 0.007	8.39 ± 0.34	0.98 ± 0.36
53	44.71 ± 0.46	7.89 ± 0.28	0.176 ± 0.007	8.25 ± 0.36	1.70 ± 0.53
62	43.9 ± 0.6	7.62 ± 0.19	0.174 ± 0.005	8.61 ± 0.41	0.2 ± 0.6
62	45.14 ± 0.38	—	—	—	1.32 ± 0.48
546	61.9 ± 1.5	13.3 ± 0.6	0.215 ± 0.005	10.5 ± 0.3	—

TABELA 2.12- ρ e B para a reação $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} \geq 31$ GeV^[5].

\sqrt{s} (GeV)	ρ	B (GeV ⁻²)	$B'(-t > 0.15)$ (GeV ⁻²)	$\Delta\rho$	ΔB (GeV ⁻²)
31	0.065 ± 0.025	—	—	0.036 ± 0.027	—
31	—	—	11.16 ± 0.20	—	—
53	0.101 ± 0.018	13.36 ± 0.53	—	0.042 ± 0.020	0.51 ± 0.54
53	—	13.92 ± 0.59	10.68 ± 0.26	—	0.83 ± 0.83
53	—	—	11.50 ± 0.15	—	—
62	0.12 ± 0.03	13.1 ± 0.6	—	0.04 ± 0.03	0.1 ± 0.6
62	—	—	11.12 ± 0.15	—	—
546	0.24 ± 0.04	15.2 ± 0.2	13.4 ± 0.3	—	—

Mais que a própria seção de choque elástica total (σ_{el}), a razão σ_{el}/σ_T tem desempenhado um papel crucial no teste dos modelos teóricos formulados para descrever o comportamento assintótico dos espalhamentos hádron-hádron.

A condição de unitaridade permite que σ_{el}/σ_T assumam valores no seguinte intervalo

$$0 \leq \frac{\sigma_{el}}{\sigma_T} \leq \frac{1}{2} \quad (2.46)$$

Tanto os resultados experimentais (apresentados neste item) como as previsões dos modelos teóricos estão contidas neste intervalo.

A tabela 2.13 apresenta um resumo das previsões dos principais modelos teóricos quando $s \rightarrow \infty$.

TABELA 2.13- Previsão dos modelos para σ_{el}/σ_T quando $s \rightarrow \infty$.

MODELOS	σ_{el}/σ_T
Eiconais CHOU-YANG (1968)(Ref.[8]) CHENG-WU (1970)(Ref.[99])	cresce com s e se aproxima de $1/2$ para $s \rightarrow \infty$.
Geometrical Scaling BURAS-DIAS DE DEUS (1974)(Ref.[74])	constante quando $s \rightarrow \infty$.
Polos de Regge - Pomeron Crítico $\alpha_p = 1$ [Ref. 29,32,67]	decrece quando $s \rightarrow \infty$.

De acordo com as tabelas 2.9 e 2.11 os valores de σ_{el}/σ_T na região do ISR são praticamente constantes para as duas reações $\bar{p}p$ e pp . Os valores médios de σ_{el}/σ_T nesta região são 0.175 ± 0.005 para pp e 0.172 ± 0.006 para $\bar{p}p$.

Particularmente vemos com alguma ressalva os dados de σ_{el}/σ_T . Essa razão é calculada a partir de medidas experimentais de σ_{el} e σ_T . Como estas grandezas são determinadas com precisão até a segunda casa decimal, não tem sentido as incertezas que atribuem a σ_{el}/σ_T nas tabelas 2.9 e 2.11, e muito menos as médias acima.

Baseando na constância de σ_{el}/σ_T com relação a energia, muitos trabalhos sugerem um regime de "Geometrical Scaling" na região do ISR-CERN. No entanto, o valor $\sigma_{el}/\sigma_T = 0.215 \pm 0.005$ obtido para a reação $\bar{p}p$ no COLLIDER-CERN, indica claramente uma violação do "Geometrical Scaling" e parece estar coerente com a previsão dos modelos eiconais.

Este assunto será discutido com maiores detalhes no capítulo 4, quando tratarmos da questão da dependência energética da eiconal nos modelos do canal-s.

CAPÍTULO 3

DISCUSSÃO DE ALGUNS ASPECTOS TEÓRICOS IMPORTANTES PARA A ANÁLISE DO ESPALHAMENTO HADRÔNICO

Antes de entrarmos na descrição dos modelos teóricos e no problema da dependência energética na eiconal vamos abordar neste capítulo alguns assuntos que são necessários como pré-requisitos.

Destacamos o formalismo do parâmetro de impacto, a incorporação da parte real da amplitude de espalhamento através da fórmula de Martin e os teoremas e limites assintóticos.

3.1. REPRESENTAÇÃO DO PARÂMETRO DE IMPACTO

A representação do parâmetro de impacto (que abreviaremos por RPI) para a amplitude de espalhamento elástico, é um formalismo que permite relacionar a seção de choque diferencial elástica em função do momento transferido com a distribuição da probabilidade de interação em função do parâmetro de impacto bidimensional. Com isto, é um formalismo que permite tirar informações preciosas sobre a estrutura do hádron e mecanismo da interação.

Existem vários trabalhos [6,16,44,91,92,93] que derivam de forma aproximada e mostram que a RPI proporciona uma ferra-

menta adequada para se explorar os espalhamentos hadrônico e nuclear a baixos ângulos e altas energias. No entanto, Islam (1976)^[94] mostrou, usando a Transformada de Watson-Sommerfeld, que a RPI da amplitude de espalhamento elástico de duas partículas sem spin é exata e única. É válida para todas energias físicas, todos ângulos de espalhamento e é expressa através da seguinte Transformada de Fourier-Bessel

$$f(s,t) = \int_0^{\infty} h(s,b) J_0(b \sqrt{-t}) b db \quad , \quad (3.1)$$

onde $f(s,t)$ é a amplitude de espalhamento elástico.

A amplitude de espalhamento elástico é de forma geral uma função complexa

$$f(s,t) = \text{Re}f(s,t) + i\text{Im}f(s,t) \quad . \quad (3.2)$$

Ela está ligada à seção de choque diferencial elástica pela relação

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi |f(s,t)|^2 \quad . \quad (3.3)$$

Com base na analogia ótica a função $h(s,b)$ pode ser definida como

$$h(s,b) \equiv i \Gamma(s,b) \quad , \quad (3.4)$$

onde $\Gamma(s,b)$ é denominada função de perfil.

Substituindo-se (3.4) em (3.1) obtemos

$$f(s,t) = i \int_0^{\infty} r(s,b) J_0(b \sqrt{-t}) b db \quad . \quad (3.5)$$

A transformada inversa de (3.5) é dada por

$$r(s,b) = -i \int_0^{\infty} f(s,t) J_0(b \sqrt{-t}) \sqrt{-t} d(\sqrt{-t}) \quad . \quad (3.6)$$

As expressões (3.5), (3.6) e (3.3) mostram que a RPI pode ser usada de duas formas para se estudar o espalhamento hadrônico. Parametrizar os dados experimentais de $d\sigma/dt$ e obter informações sobre a função de perfil e funções correlatas, ou formular expressões adequadas para a função de perfil (através de modelos teóricos ou considerações fenomenológicas) e confrontar com os resultados experimentais de $d\sigma/dt$.

A primeira maneira possibilita fazer uma análise independente do modelo. Adotaremos este ponto de vista como a parte fundamental de nosso trabalho desenvolvida nos capítulos 5, 6 e 7.

A função de perfil $r(s,b)$ está relacionada com a função eiconal (ou simplesmente eiconal) $\chi(s,b)$ pela seguinte expressão

$$r(s,b) = 1 - e^{i\chi(s,b)} \quad . \quad (3.7)$$

De modo geral, $r(s,b)$ e $\chi(s,b)$ são funções complexas.

Para uma análise mais detalhada da função eiconal é conveniente escreve-la como

$$\chi(s,b) = \text{Re}\chi(s,b) + i\text{Im}\chi(s,b) \quad . \quad (3.8)$$

Definindo-se $\chi_R(s,b) \equiv \text{Re}\chi(s,b)$ e $\text{Im}\chi(s,b) \equiv \Omega(s,b)$

temos

$$\chi(s,b) = \chi_R(s,b) + i\Omega(s,b) . \quad (3.9)$$

A função $\Omega(s,b)$ é denominada opacidade. Alguns autores a chamam de eiconal, mas isto só é válido se $\chi_R(s,b) = 0$.

A opacidade $\Omega(s,b)$ é parte da eiconal responsável pelo espalhamento elástico difrativo, que na teoria do potencial corresponde a um potencial imaginário ou absorvedor. O espalhamento elástico de troca está ligado a $\chi_R(s,b)$ que corresponde a um potencial real.

A relação entre a função de perfil $\Gamma(s,b)$ é a função de "overlap" inelástica $G_{in}(s,b)$ é dada pela expressão

$$G_{in}(s,b) = 2\text{Re}\Gamma(s,b) - |\Gamma(s,b)|^2 . \quad (3.10)$$

Este assunto será abordado com maiores detalhes no próximo capítulo.

As funções de perfil (reais) são classificadas em termos de amplitudes centrais e amplitudes periféricas. Nas primeiras, $\Gamma(s,b)$ descreve distribuições de matéria típicas de um disco absorvente, como descrito pelos modelos óticos. Nas periféricas, $\Gamma(s,b)$ está relacionada com processos mais complexos nos quais a parte central da densidade de interação é removida por absorção em outros canais.

A figura 3.1^[6] ilustra de forma qualitativa o efeito da Transformada de Fourier-Bessel (3.5) em algumas funções de

perfil centrais e periféricas típicas.

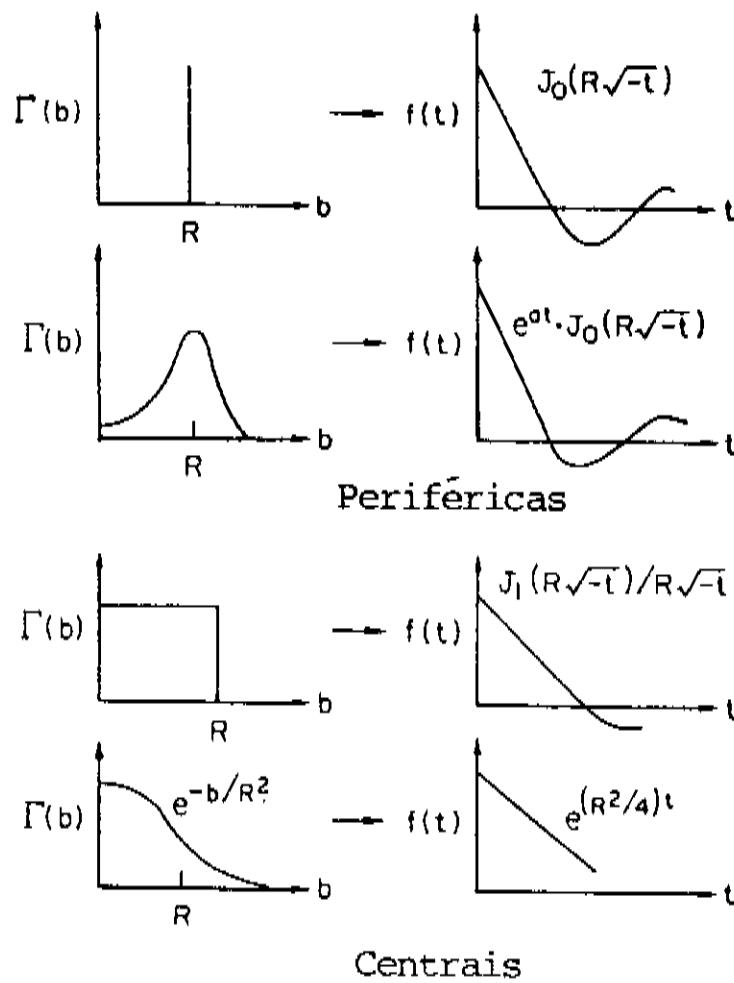


Fig. 3.1- Representação esquemática de funções de perfil centrais e periféricas típicas e suas Transformadas de Fourier-Bessel^[6].

Muitos autores usam a terminologia "análise na representação do parâmetro de impacto" para estudos do espalhamento harmônico feitos através das funções de "overlap". No entanto, a nosso ver ela é mais geral e abrange todo tipo de análise que se faz utilizando a expressão (3.5). Nos referimos aos modelos do canal - s com base na aproximação ótica-geométrica e às investigações fenomenológicas que buscam formas adequadas para a eiconal, funções de "overlap", funções de perfil, etc, através de parametrização dos dados experimentais de $d\sigma/dt$.

3.2. PARTE REAL DA AMPLITUDE DE ESPALHAMENTO E A FÓRMULA DE MARTIN

Embora as colisões hadrônicas a altas energias sejam fundamentalmente difrativas, a parte real da amplitude de espalhamento não é nula.

Um estudo feito por Grein, Guigas e Kroll em 1974^[95] com a reação pp e usando as relações de dispersão, mostra que $\text{Re}f(s,t)$ tem uma contribuição significativa para $d\sigma/dt$ fora do pico de difração, principalmente na região do "dip". Seus cálculos revelam também que $\text{Re}h(s,b)$ não é desprezível para pequenos parâmetros de impacto e p_{lab} menores que 100 GeV/c. A figura 3.2^[95] mostra esses resultados.

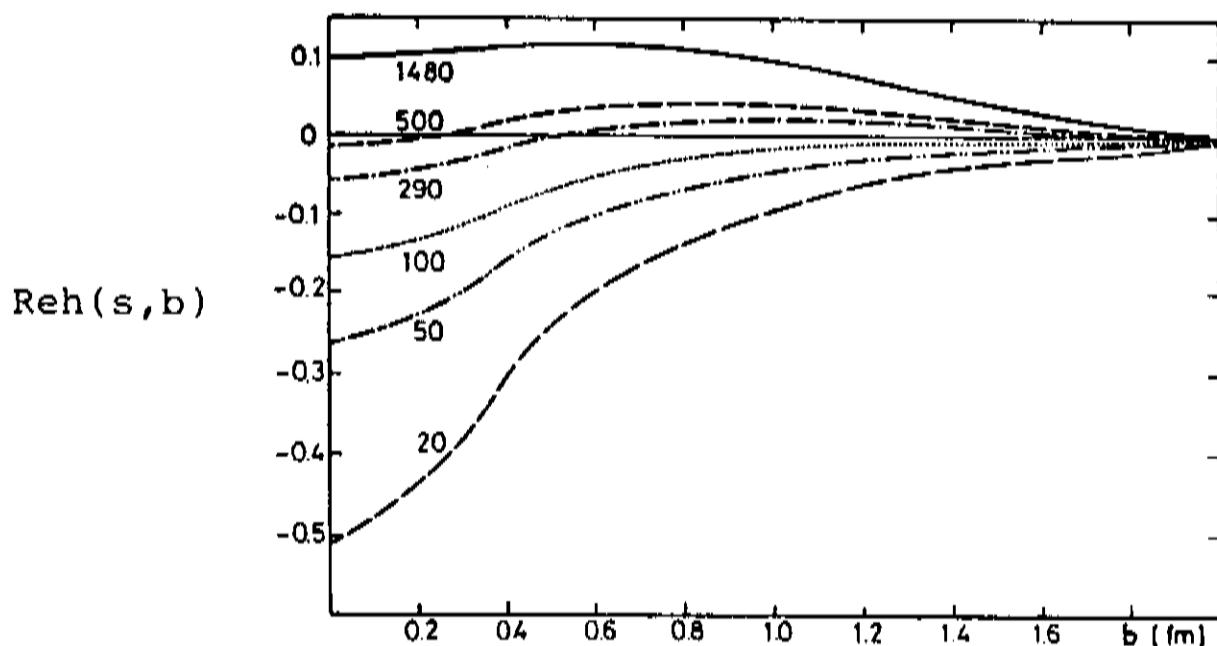


Fig. 3.2- $\text{Re}h(s,b)$ em função de b para a reação pp e energia entre 20 GeV/c e 1480 GeV/c^[95].

As expressões (3.7) e (3.9) nos permite escrever

$$\text{Re}f(s,b) = 1 - \cos \chi_R(s,b) e^{-\Omega(s,b)} \quad (3.11)$$

e

$$\text{Im}\Gamma(s,b) = - \text{sen}\chi_R(s,b)e^{-\Omega(s,b)} \quad (3.12)$$

As componentes real e imaginária de $f(s,t)$ podem ser expressas em termos das componentes real e imaginária da função de perfil utilizando-se (3.5), ou seja

$$\text{Re}f(s,t) = - \int_0^{\infty} \text{Im}\Gamma(s,b) J_0(b\sqrt{-t}) b db \quad (3.13)$$

e

$$\text{Im}f(s,t) = \int_0^{\infty} \text{Re}\Gamma(s,b) J_0(b\sqrt{-t}) b db \quad (3.14)$$

Substituindo-se (3.11) em (3.13) e (3.12) em (3.14) obtemos $\text{Re}f(s,t)$ e $\text{Im}f(s,t)$ em termos das componentes real e imaginária da eiconal

$$\text{Re}f(s,t) = \int_0^{\infty} \text{sen}\chi_R(s,b) e^{-\Omega(s,b)} J_0(b\sqrt{-t}) b db \quad (3.15)$$

e

$$\text{Im}f(s,t) = \int_0^{\infty} [1 - \text{cos}\chi_R(s,b) e^{-\Omega(s,b)}] J_0(b\sqrt{-t}) b db \quad (3.16)$$

Se $\chi_R(s,b) = 0$ temos a amplitude puramente imaginária, dada pela expressão comumente usada

$$a(s,t) = \int_0^{\infty} (1 - e^{-\Omega(s,b)}) J_0(b\sqrt{-t}) b db \quad (3.17)$$

onde $\text{Im}f(s,t) = a(s,t)$.

A expressão (3.1) pode ser escrita como

$$f(s,t) = \int_0^{\infty} \text{Im}h(s,b) [\eta(s,b) + i] J_0(b\sqrt{-t}) b db \quad (3.18)$$

onde $\eta(s,b)$ é definido por

$$\eta(s,b) \equiv \frac{\text{Re}h(s,b)}{\text{Im}h(s,b)} \quad (3.19)$$

Usando-se as relações (3.4), (3.10) e (3.19) podemos obter

$$\text{Im}h(s,b) = \frac{1 - \sqrt{1 - (1 + \eta^2) G_{in}(s,b)}}{1 + \eta^2} \quad (3.20)$$

As componentes $\text{Re}f(s,t)$ e $\text{Im}f(s,t)$ em termos de $G_{in}(s,b)$ podem ser obtidas, substituindo-se (3.20) em (3.18)

$$\text{Re}f(s,t) = \int_0^{\infty} \frac{[1 - \sqrt{1 - (1 + \eta^2) G_{in}(s,b)}] \eta}{1 + \eta^2} J_0(b\sqrt{-t}) b db \quad (3.21)$$

$$\text{Im}f(s,t) = \int_0^{\infty} \frac{(1 - \sqrt{1 - (1 + \eta^2) G_{in}(s,b)})}{1 + \eta^2} J_0(b\sqrt{-t}) b db \quad (3.22)$$

As equações (3.13), (3.15) e (3.21) mostram que se $\text{Im}\Gamma$, χ_R e η são diferentes de zero respectivamente, a contribuição da parte real da amplitude de espalhamento não é nula.

Existem várias parametrizações [10,15,16,etc] que incluem a parte real da amplitude de espalhamento na seção de choque diferencial elástica. Todas elas consistem de escolhas de funções complexas adequadas e de ajustes numéricos.

No entanto, usando-se o Teorema de Auberson-Kinoshi-

ta-Martin, podemos escrever a seção de choque diferencial elástica completa em termos de $\sigma_T(s)$, $\rho(s,0)$ e de uma função universal $\phi(\tau)$ pela expressão

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{\sigma_T^2}{16\pi} \left\{ \phi^2(\tau) + \rho^2 \left[\frac{d}{d\tau}(\tau\phi(\tau)) \right]^2 \right\}. \quad (3.23)$$

Esta é conhecida como Fórmula de Martin [96]. Acreditamos que seja uma das formas mais adequadas para introduzir a contribuição de $\text{Re}f(s,t)$ em $d\sigma/dt$, bastando para isto escolher $\phi(\tau)$ e τ mais adequadas.

A função $\phi(\tau)$ representa a parte imaginária da amplitude de espalhamento. Alguns trabalhos [19,20,9] usaram a expressão (3.23) tomando-se $\phi(\tau)$ como a amplitude de espalhamento dada pelo modelo de Chou-Yang [8,76,77]. No capítulo 5 adotamos um procedimento diferente, onde $\phi(\tau)$ está relacionada com a amplitude de ajuste puramente imaginária dada pela expressão (5.4) e normalizada convenientemente.

3.3. TEOREMAS E LIMITES ASSINTÓTICOS

A energias suficientemente altas as propriedades do espalhamento hádron-hádron são governadas por alguns princípios teóricos gerais independentemente de quaisquer modelo específico.

A partir desses princípios, como unitaridade, analiticidade e simetria de "crossing", pode-se derivar teoremas e limites assintóticos para grandezas físicas que descrevem o espalhamento. Entre esses destacamos:

a) Limite de Froissart-Martin

É um limite superior para o crescimento de σ_T com o aumento da energia, expresso por

$$\sigma_T(s) \leq \frac{\pi}{2 m_\pi} \ln^2(s/s_0) \approx 60 \ln^2(s/s_0) \text{ mb} . \quad (3.24)$$

Foi proposto por Froissart em 1961^[124] e derivado por Martin em 1963^[125] e 1966^[126] através da teoria de campos.

Os dados da figura 2.9 juntamente com a parametrização de Amaldi (2.20), mostram que o Limite de Froissart-Martin está qualitativamente saturado. No entanto, como o coeficiente de $\ln^2(s/s_0)$ em (3.24) é muito maior que o correspondente na fórmula (2.20), a sua saturação quantitativa está longe de ocorrer.

b) Teorema de Pomeranchuk

Em sua formulação original, baseado nas relações de dispersão para amplitudes de espalhamento para frente, o Teorema de Pomeranchuk (1958)^[127] afirma que $\sigma_T(\bar{A}B)$ e $\sigma_T(AB)$ se aproximam de uma mesma constante quando s tende a infinito. Logo,

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \Delta \sigma_T = \sigma_T(\bar{A}B) - \sigma_T(AB) = 0 . \quad (3.25)$$

O teorema foi reformulado por Eden (1966)^[128] e Kinoshita (1966)^[129,135] no sentido de considerar a possibilidade do crescimento de σ_T com s . Este novo método mostrou que se pe-

lo menos uma das seções de choque totais crescem indefinidamente ($\sigma_T(\bar{AB}) \rightarrow \infty$ ou $\sigma_T(AB) \rightarrow \infty$), então

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\sigma_T(\bar{AB})}{\sigma_T(AB)} = 1 \quad . \quad (3.26)$$

Esta formulação não implica necessariamente que $\Delta\sigma_T$ tende a zero. A condição (3.26) não exclui a possibilidade de $\Delta\sigma_T$ ir para infinito quando s crescer.

Os dados experimentais (figuras 2.9 e 2.11) parecem confirmar, até o presente, as duas condições do Teorema de Pomeranchuk, ou seja, expressões (3.25) e (3.26).

c) Teorema de Cornille-Martin

A validade do Teorema de Pomeranchuk foi estendida ao espalhamento elástico.

Cornille e Martin em 1972^[131,132,133] e em 1974^[134] mostraram que em todo pico de difração vale a propriedade

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{(d\sigma/dt)_{\bar{AB}}}{(d\sigma/dt)_{AB}} = 1 \quad . \quad (3.27)$$

Uma consequência particular deste teorema é

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{B(\bar{AB})}{B(AB)} = 1 \quad . \quad (3.28)$$

Os dados experimentais (figuras 2.14, 2.15 e 2.17)

confirmam até agora as previsões do Teorema de Cornille-Martin.

Devida à relação de B com o quadrado do raio de interação, espera-se que este também satisfaça a condição (3.27).

Nossos resultados do capítulo 6 (figura 6.19) mostram que $R_{in}(pp)$ e $R_{in}(\bar{p}p)$ se aproximam quando s cresce. Em $\sqrt{s} = 53$ GeV eles já são bem próximos.

d) Teorema de Auberson-Kinoshita-Martin

Auberson, Kinoshita e Martin mostraram em 1971 [135] que, se o limite de Froissart-Martin é qualitativamente saturado, a amplitude de espalhamento elástico se reduz a uma função de uma única variável de "scaling". Esta variável é proporcional a $t\sigma_T$.

Esse teorema pode ser expresso matematicamente como

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\text{Im}f(s, t)}{\text{Im}f(s, 0)} = \phi(\tau) \quad (3.29)$$

e

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\text{Re}f(s, t)}{\text{Re}f(s, 0)} = \frac{d}{d\tau} [\tau \phi(\tau)], \quad (3.30)$$

onde $\tau \propto t\sigma_T$ e $\phi(\tau)$ é uma função analítica, inteira de ordem $1/2$ e limitada por $e^c \sqrt{-t}$.

CAPÍTULO 4

MODELOS DO CANAL-S E A DEPENDÊNCIA

ENERGÉTICA NA EICONAL

O espalhamento elástico é considerado como o mais simples dos processos hadrônicos. A altas energias acredita-se que ele seja fundamentalmente difrativo e portanto, pode ser descrito por uma amplitude puramente imaginária. Como veremos no capítulo 5, através de uma análise independente de modelo, esta idéia não é de todo correta pois a parte real da amplitude pode contribuir de forma significativa principalmente na região do "dip".

A representação do parâmetro de impacto, discutida no capítulo anterior, permite relacionar a amplitude de espalhamento elástica com a distribuição espacial da matéria hadrônica das partículas interagentes através de uma transformada de Fourier-Bessel bidimensional. Este tratamento é análogo ao da difração clássica de uma onda por um obstáculo.

Os modelos do canal-s ou aproximação ótico-geométrica procuram descrever o espalhamento difrativo elástico através de hipóteses sobre as regiões absorvedoras no espaço bidimensional do parâmetro de impacto. Nestes modelos a condição de unitaridade tem uma forma local simples no espaço de coordenadas dada pela expressão (3.10). As regiões absorvedoras são representadas pela função

de perfil, ou pelas funções correlacionadas como a eiconal e as funções de "overlap".

Na transformação das amplitudes do espaço do parâmetro de impacto b para o espaço do quadrimomento t , os modelos canal-s deixam em aberto a dependência energética. Assim, estes modelos são o principal caminho para se estudar a dependência na energia no espalhamento hadrônico elástico a altas energias.

Os modelos do canal-s podem ser divididos^[6] em três classes: modelos eiconais, "Geometrical Scaling" e modelos do espalhamento de sombra ou das funções de "overlap" inelásticas.

Os estudos da dependência energética tem sido tratados através de dois caminhos, usando-se os modelos acima e a partir de análise independente de modelo parametrizando os dados experimentais de $d\sigma/dt$.

Tanto a validade dos modelos do canal-s quanto a dependência energética, embora amplamente estudados, continuam até hoje problemas em aberto.

Como um dos principais objetivos deste trabalho é testar a validade dos modelos do canal-s e estudar melhor a questão da dependência energética, faremos neste capítulo uma revisão das idéias fundamentais destes modelos e da evolução do problema da dependência energética na eiconal.

4.1. MODELOS EICONAIS

Os modelos eiconais tem como ponto básico a formulação da eiconal $\chi(s,b)$, e a partir dela encontrar a amplitude de es

palhamento elástico, que conseqüentemente, permite calcular a seção de choque diferencial elástica.

Substituindo-se (3.7) em (3.5) obtemos a expressão geral, na representação do parâmetro de impacto, da amplitude de espalhamento elástico em termos da eiconal.

$$f(s,t) = i \int_0^{\infty} (1 - e^{i\chi(s,b)}) J_0(b \sqrt{-t}) b db \quad (4.1)$$

Nesses modelos as estruturas do tipo "dip-bump" que aparecem na seção de choque diferencial elástica são geradas pela interferência destrutiva entre termos sucessivos da expansão de $f(s,t)$ em $\chi(s,b)$.

Uma expressão matemática para a eiconal em função da energia (s) e do parâmetro de impacto (b) para o espalhamento elástico hádron-hádron a altas energias, tem sido procurada desde a década de sessenta através de dois caminhos. No primeiro, busca-se uma eiconal a partir de hipóteses sobre o processo de interação. Calcula-se esta eiconal e depois utilizando-se as expressões (4.1) e (3.3) confronta-se o resultado do modelo com os dados experimentais de $d\sigma/dt$. No segundo faz-se o caminho inverso, ou seja, usando-se funções analíticas adequadas parametriza-se os dados experimentais de $d\sigma/dt$ e através das relações (3.3) e (4.1) obtêm-se dados de $\Omega(s,b)$. Esses dados são então parametrizados utilizando-se funções conhecidas, onde s e b são variáveis independentes. Este tratamento é independente de modelo.

No estudo da eiconal é necessário destacar duas questões básicas: Como considerar a dependência energética? A eiconal é uma função complexa com partes real e imaginária, ou é puramente

imaginária?

A dependência energética tem sido um dos grandes problemas para modelos eiconais e continua até hoje uma questão não resolvida. Discutiremos com maiores detalhes sua evolução histórica no item 4.4. deste capítulo. Neste trabalho investigaremos com maior profundidade esta questão.

Quanto à consideração da parte real da eiconal o que ocorre é o seguinte. Nos anos sessenta acreditava-se que o espalhamento hadrônico a altas energias fosse puramente difrativo ($\text{Re}\chi = 0$). No entanto, com os adventos do ISR-CERN (70) e COLLIDER-CERN (80) a parte real da eiconal tornou-se importante principalmente na região do "dip" e do "shoulder" no caso de COLLIDER.

Considerando o espalhamento puramente difrativo a expressão (4.1) se reduz a (3.17), onde $\chi(s,b)$ é substituída pela opacidade $\Omega(s,b) = \text{Im}\chi(s,b)$.

Dentre os modelos eiconais destacamos o modelo de Chou-Yang formulado inicialmente por Chou-Yang^[8,76] e outros^[77] entre 1967 e 1968. Nesse modelo, supõe-se que para altas energias a amplitude é puramente absorvedora e independente da energia. Esta hipótese é implementada tomando-se a seguinte eiconal

$$\chi(s,b) = i\Omega(s,b) \longrightarrow i\Omega(b) , \quad (4.2)$$

onde a opacidade $\Omega(b)$ é real. Daqui para frente chamaremos $\Omega(s,b)$ de opacidade ou simplesmente eiconal sempre que admitirmos $\chi_R = 0$.

O opacidade $\Omega(b)$ é proporcional à convolução da densidade de matéria hadrônica

$$\Omega(b) = KD(b) \quad (4.3)$$

onde

$$D(b) = \int_0^{\infty} F_A(t) F_B(t) J_0(b \sqrt{-t}) \sqrt{-t} d(\sqrt{-t}) . \quad (4.4)$$

A constante de proporcionalidade K é denominada constante ou coeficiente de absorção, $F_A(t)$ e $F_B(t)$ são os fatores de forma da matéria hadrônica dos hádrons colidentes A e B .

A outra hipótese do modelo é tomar o fator de forma da matéria hadrônica igual ao fator de forma eletromagnético.

Utilizando-se a fórmula empírica de dipolo

$$G_E(t) = \frac{1}{\left(1 + \frac{-t}{\mu^2}\right)^2} , \quad (4.5)$$

comumente aceita para descrever os dados experimentais do fator de forma eletromagnético do próton, na expressão (4.4) temos a seguinte eiconal para o espalhamento elástico de dois hádrons iguais

$$\Omega(b) = \frac{K}{48} \mu^5 b^3 K_3(\mu b) . \quad (4.6)$$

O valor encontrado para μ^2 parametrizando-se os dados experimentais do fator de forma eletromagnético, obtidos do espalhamento e^-p , é 0.71 (GeV/c)^2 .

Como se vê, o modelo de Chou-Yang na sua forma original fixa a dependência em t e não faz nenhuma previsão sobre a de

pendência em s .

A não incorporação da dependência com a energia na eiconal, desde o início gerou problemas para o modelo. Sabemos que a constante de absorção está relacionada com σ_T através da expressão (3.17) e do teorema ótico. Com a constatação experimental^[42,47] do crescimento de σ_T com o aumento da energia, para a reação pp na região do ISR-CERN em 1973, a constante de absorção deveria de algum modo ser dependente da energia.

Não se admitia na época a incorporação de s via fatores de forma hadrônicos. A razão era que neste modelo a distribuição de matéria dentro do hádron foi assumida ser igual à distribuição de carga, e esta por definição dependia apenas do momento transferido. Assim, não havia meios de se atribuir à variação na distribuição de matéria, o crescimento de σ_T com a energia. A saída era explicar este comportamento de σ_T com s , apenas pelo aumento da intensidade de interação com a energia.

A primeira tentativa de implementar esta idéia foi feita por Hayot e Sukhatme em 1974^[97], supondo o coeficiente de absorção variável com a energia. Assim a eiconal foi escrita na forma fatorável

$$\Omega(s,b) = K(s)D(b) . \quad (4.7)$$

Para uma dada energia, o coeficiente $K(s)$ é calculado através da expressão (4.43).

Este tipo de fatoração na eiconal permitiu generalizar o modelo de Chou-Yang preservando sua concepção original.

Se uma eiconal é fatorável segundo a expressão (4.7), a razão entre eiconais para duas energias diferentes s_1 e s_2 in depende da forma de distribuição da matéria dentro do hádron, ou seja, do parâmetro de impacto b

$$\frac{\Omega(s_1, b)}{\Omega(s_2, b)} = \frac{K(s_1)}{K(s_2)} \quad . \quad (4.8)$$

O modelo de Chou-Yang com eiconal fatorável descreve bem os dados de $d\sigma/dt$ no pico de difração da reação pp na região do ISR, inclusive simula uma pequena mudança de inclinação observada em $-t \sim 0.15 \text{ (GeV/c)}^2$. No entanto, apresenta dois problemas: prevê um "dip" recuado em relação ao experimental e mostra uma queda mais brusca do que os dados experimentais após o segundo máximo^[97].

Na tese de mestrado^[91] fizemos um estudo do modelo de Chou-Yang para a reação $\bar{p}p$ numa ampla faixa de energia ($9.78 \leq \sqrt{s} \leq 546 \text{ GeV}$), usando-se como fatores de forma da matéria de p e \bar{p} a fórmula de dipolo (4.5) com $\mu^2 = 0.71 \text{ (GeV/c)}^2$. Nos resultados mostraram que o pico de difração é bem descrito em todas energias, mas o modelo apresenta problemas com relação à posição do "dip", altura do segundo máximo e queda do $d\sigma/dt$ após o segundo máximo. No caso do COLLIDER ($\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$) os resultados do modelo são 5 vezes maiores que os valores experimentais de $d\sigma/dt$ na região do "shoulder".

O modelo de Chou-Yang, muito embora apresentasse problemas, teve o mérito de prever o "dip" em $d\sigma/dt$, que foi comprovado experimentalmente alguns anos depois na reação pp no ISR-CERN

a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}^{[98]}$.

A dependência energética na eiconal, incluída no modelo de Chou-Yang somente em 1974^[97], foi formulada de outra forma por Cheng e Wu em 1970^[99]. Eles deduziram usando procedimentos da Eletrodinâmica Quântica, que o comportamento assintótico da amplitude de espalhamento elástico deveria originar-se de uma eiconal onde $K(s) \propto s^c$ (c é uma constante positiva) e $D(b)$ decresce exponencialmente para grandes valores de b . Na seção 4.4 discutiremos outros resultados deste trabalho.

O modelo de Chou-Yang, além de não prever a dependência energética e não considerar a parte real da eiconal, ele tem um outro problema sério proveniente de seu caráter ótico, a previsão de "dips" múltiplos não confirmados experimentalmente.

Várias tentativas, além da eiconal fatorável, foram feitas no sentido de contornar todas essas dificuldades do modelo. Entre elas destacamos propostas de fatores de forma para matéria hadrônica diferentes da fórmula de dipolo (4.5)^[19,101,102,103,105], sobre a possibilidade de dependência energética nos fatores de forma^[91,104], hipótese de uma interação não local com parte real na eiconal^[101,102,105] e incorporação da parte real da amplitude de espalhamento através da fórmula de Martin^[19,20,9]. Nessa última, a parte imaginária da amplitude de espalhamento vem do modelo de Chou-Yang (expressões 4.3, 4.4 e 3.17), utilizando-se algumas parametrizações diferentes para os fatores de forma dos hádrons.

Neste trabalho não faremos nenhum estudo específico sobre o modelo de Chou-Yang propriamente dito, estamos apenas interessados em analisar com mais profundidade a hipótese de fatoração

da eiconal (4.7) através da relação (4.8).

Como vimos, a outra maneira de se estudar o comportamento da opacidade em termos da energia e do parâmetro de impacto é a partir de parametrizações de $d\sigma/dt$. Este tipo de estudo independente de modelo.

Dentre vários estudos feitos neste sentido^[10,11,14,15,16,106] destacamos o trabalho de França e Hama (1979)^[14] com a reação pp e no intervalo de energias $20 \leq \sqrt{s} \leq 62$ GeV. A vantagem desse estudo sobre os outros é que ele apresenta uma expressão matemática definida para a opacidade em termos de s e b .

França-Hama^[14] partindo da hipótese de uma amplitude de espalhamento puramente imaginária e expressa na forma (5.6), parametrizam os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{pp}$ e obtêm os dados da eiconal. A parametrização desses dados de eiconal é feita através da expressão

$$\Omega(s,b) = \Omega_f(b) + \ln(s/s_0)\Omega_0(b) . \quad (4.9)$$

Substituindo-se (4.9) em (4.8) observamos que a eiconal proposta por França-Hama não é fatorável.

4.2. GEOMETRICAL SCALING

As idéias básicas do modelo foram desenvolvidas por Dias de Deus (1973)^[12], Buras-Dias de Deus (1974)^[13] e Barger-Luthe-Phillips (1975)^[107]. Os efeitos da parte real da amplitude foram tratados por Dias de Deus-Kroll em 1978^[108].

O "geometrical scaling" é essencialmente o estabelecimento de invariância de escala da distribuição transversal (parâmetro de impacto) da matéria hadrônica dentro do hádron. De forma mais precisa, ele afirma que numa colisão hádron-hádron, a amplitude de espalhamento no espaço do parâmetro de impacto é assintoticamente função de uma única variável de scaling b' , ou seja,

$$h(s,b) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} h(b') \quad (4.10)$$

onde $b' = b/R(s)$ e $R(s)$ é o raio de interação efetiva. Toda dependência energética está contida no raio de interação e , s e b não são mais variáveis independentes como nos modelos eiconais. Elas são agora interligadas.

A interpretação física do "geometrical scaling" é muito simples. Os hádrons podem se expandir ou se contrair, mas sem mudar a distribuição de matéria (ou opacidade) com a energia, quando esta for expressa em termos da variável de "scaling" b' . Como diz Dias de Deus (1973)^[12] "... qualquer hádron interagindo a altas energias é uma imagem fotográfica ampliada ou reduzida, de qualquer outro hádron".

A propriedade de "scaling" (4.10) é estendida as outras funções correlacionadas, como eiconal, função de perfil e função de "overlap".

O "Geometrical Scaling" no espaço do parâmetro de impacto b , leva ao "Geometrical Scaling" no espaço de quadrimomento t . Assim, de (3.1) temos

$$\begin{aligned}
 f(s,t) &= R^2(s) \int_0^\infty h(b') J_0(b' \sqrt{-tR^2(s)}) b' db' \\
 &= R^2(s) \cdot f(\tau),
 \end{aligned}
 \tag{4.11}$$

onde $\tau = -tR^2(s)$ é a variável de "scaling" no espaço de quadrimomento. Esta expressão nos mostra que amplitude de espalhamento não depende mais de s e t separadamente, mas sim da variável adimensional τ que interliga s e t .

Buras e Dias de Deus (1974)^[13] propuseram a seguinte variável de "scaling", $\tau = -t\sigma_{in}$, enquanto que Dias de Deus e Kroll (1978)^[108] usaram $\tau = -t\sigma_T$.

A utilização de $\tau = -t\sigma_T$ leva ao comportamento de "scaling"

$$\text{Im}f(s,t) = \text{Im}f(s,0) \phi(\tau)
 \tag{4.12}$$

e

$$\text{Re}f(s,t) = \text{Re}f(s,0) \frac{d}{d\tau} [\tau(\phi(\tau))].
 \tag{4.13}$$

com normalização $s\sigma_T = \text{Im}f(s,0)$ e $\phi(0) = 1$.

Se o espalhamento é puramente difrativo^[13] ($\text{Re}f(s,0)=0$)

tem-se

$$\frac{1}{\sigma_T^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\tau} = \phi(\tau),
 \tag{4.14}$$

onde $\phi(\tau)$ é uma função universal independente da energia.

Se $\text{Re}f(s,0) \neq 0$ ^[108], as expressões (4.12) e

(4.13) substituídas em (3.3) levam à fórmula de Martin (3.23).

Exceto pela presença de $\rho(s)$ que depende só de s , a equação (3.23) exibe a mesma propriedade de "scaling" que (4.14).

Os dados de $(d\sigma/dt)_{pp}$ na região do ISR-CERN são bem reproduzidos pela equação (3.23), inclusive na região do "dip" entrando com valores de $\rho \neq 0$ [108]. Para a SPS-COLLIDER a $\sqrt{s} = 546$ GeV com $\rho \sim 0.15$, a equação (3.23) reproduz o "shoulder" mas com valores de $d\sigma/dt$ 10 vezes menores que os dados experimentais [136]. Verifica-se uma violação do "Geometrical Scaling" na passagem do ISR para o COLLIDER. Este assunto será discutido com mais detalhes nas seções 4.3 e 4.4, e nos capítulos 6 e 7.

A verificação da hipótese do "Geometrical Scaling" para eiconal ocorre se

$$\Delta\Omega^{s-s_0}(b/r(s)) = \Omega(b,s) - \Omega(b/r,s_0) = 0 \quad (4.15)$$

com

$$r \equiv \frac{R(s)}{R(s_0)}, \quad (4.16)$$

onde a diferença (4.15) não é tomada para b fixo mas sim para b/R .

Se o "Geometrical Scaling" for exato, temos que $r = \sqrt{\sigma_T(s)/\sigma_T(s_0)}$. Caso não o seja, o fator r pode assumir valores no intervalo

$$1 < r < \sqrt{\frac{\sigma_T(s)}{\sigma_T(s_0)}}. \quad (4.17)$$

Obviamente se a condição (4.15) é válida, implica que $\Omega(b=0, s)$ é constante e independente de s .

No capítulo 7 faremos os testes da fatoração (4.8) e do "Geometrical Scaling" (4.15) para reação $\bar{p}p$ e compararemos nos resultados com de outros autores para as reações $\bar{p}p$ e pp .

4.3. MODELOS DA FUNÇÃO DE "OVERLAP" INELÁSTICA

As posições mutuamente exclusivas dos modelos de eiconal fatorável e "Geometrical Scaling", quando testados com dados do ISR e do COLLIDER podem ser resumidas da seguinte maneira:

"Necessita-se de um modelo que tenha flexibilidade de se aproximar do "Geometrical Scaling" no ISR, que permita um aumento moderado da opacidade central com a energia como nos modelos eiconais e que considere de forma explícita a parte real da amplitude de espalhamento".

Tal modelo existe e é baseado no formalismo da função de "overlap" inelástica introduzida por Van Hove em 1964^[109]. Ele foi aplicado com sucesso para dados do FERMILAB e ISR por Henzi e Valin 1974^[23] e 1979^[24]. Eles consideram G_{in} na forma de uma gaussiana em b (como Van Hove^[109]) mais uma pequena correção de borda ("edge"). Esta proposta aponta a origem periférica do aumento de $\sigma_T(pp)$ com a energia e satisfaz aproximadamente o "Geometrical Scaling".

Este estudo foi aperfeiçoado por Henzi e Valin (1983^[25], 1984^[26] e 1985^[27]) com o objetivo de descrever os da-

dos do COLLIDER através do ansatz BEL (Blacker-Edgier-Larger). Quando a energia aumenta do ISR para o COLLIDER o comportamento do próton é mais dinâmico do se havia pensado, ele torna mais "Blacker", "Edgier" e "Larger".

O ansatz BEL proposto para $G_{in}(s,b)$ por Henzi-Valin (1985) [27] para as regiões do ISR e do COLLIDER foi

$$G_{in}(s,b) = G(s,0) e^{-\frac{b^2}{4B}} (1 + \delta_2 \xi + \delta_4 \xi^2) \quad (4.18)$$

onde

$$\xi = e\gamma^2 \left(\frac{b^2}{2B} \right) e^{-\frac{\gamma^2 b^2}{2B}} \quad (4.19)$$

A opacidade central $G(s,0)$, os parâmetros de borda δ_2 e δ_4 , o parâmetro de borda local γ e o parâmetro de largura B podem depender somente da energia. As expressões encontradas para esses parâmetros foram

$$G(s,0) = \frac{0.908 + 0.027 \ln^2(s/s_0)}{1 + 0.027 \ln^2(s/s_0)} \quad (4.20)$$

$$\delta_2 = 0.115 + 0.00094 \ln^2(s/s_0) \quad (4.21)$$

$$\delta_4 = 0.25 \delta_2^2 \quad (4.22)$$

$$B = 6.64 + 0.044 \ln^2(s/s_0) \quad (4.23)$$

onde $\gamma^2 = 0.78$ e $s_0 = 100 \text{ GeV}^2$.

O crescimento de $G(s,0)$, δ_2 e δ_4 e B com a energia como mostra as expressões (4.20) a (4.23) representam o efeito BEL.

O modelo da função de "overlap" inelástica é motivado pela simplicidade da condição de unitariedade no espaço do parâmetro de impacto e pelo fato que a maior componente de σ_T é devida à processos inelásticos. Isto leva à suposição que os processos inelásticos são mais fundamentais que os elásticos correspondentes. Desta forma, se diz que um processo elástico é a sombra dos processos inelásticos que podem se comunicar com o canal elástico que está sendo considerado. Conseqüentemente, a amplitude elástica é expressa em termos das contribuições inelásticas apropriadas, englobadas numa única função denominada função de "overlap" inelástica [109].

Uma grande falha dos modelos eiconais em relação ao modelo da função de "overlap" inelástica é que eles não contém em sua estrutura a sombra inelástica gerada pelos processos difrativos inelásticos.

A seguir apresentamos os desenvolvimentos matemáticos relacionados com a função de "overlap" inelástica.

A conservação da probabilidade implica na unitariedade da matriz S

$$SS^+ = S^+S = 1 \quad . \quad (4.24)$$

A matriz S pode ser escrita em termos da matriz de transição T através da expressão

$$S = 1 + iT \quad . \quad (4.25)$$

Substituindo-se (4.25) em (4.24) obtemos

$$i(T^+ - T) = TT^+ \quad (4.26)$$

e portanto,

$$2\text{Im} \langle f|T|i \rangle = \sum_{\ell} \langle f|T|\ell \rangle \langle \ell|T^+|i \rangle . \quad (4.27)$$

ℓ se refere a todos estados elásticos e inelásticos. A equação (4.27) pode ser reescrita separando-se esses estados

$$2\text{Im} \langle f|T|i \rangle = \sum_{\substack{m \\ \text{elásticos}}} \langle f|T|m \rangle \langle m|T^+|i \rangle + \sum_{\substack{n \\ \text{inelásticos}}} \langle f|T|n \rangle \langle n|T^+|i \rangle \quad (4.28)$$

onde $|m \rangle$ e $|n \rangle$ são estados intermediários elásticos e inelásticos respectivamente.

Finalmente, podemos escrever (4.28) da seguinte forma

$$4\pi \text{Im}f(s,t) = G_{el}(s,t) + G_{in}(s,t) = G_T(s,t) . \quad (4.29)$$

Esta é a condição de unitaridade no espaço-t.

Para $t = 0$, a equação (4.29) se reduz ao teorema ótico

$$4\pi \text{Im}f(s,t=0) = G_T(s,t=0) = \sigma_T(s) , \quad (4.30)$$

onde $G_{el}(s, t=0) = \sigma_{el}(s)$ e $G_{in}(s, t=0) = \sigma_{in}(s)$.

A condição de unitariedade no espaço do parâmetro de impacto b pode ser escrita como

$$G_T(s, b) = G_{el}(s, b) + G_{in}(s, b) , \quad (4.31)$$

onde pelas expressões (3.1) e (4.29) tem-se $G_T = 2\text{Im}h(s, b)$ e $G_{el} = |h(s, b)|^2$.

As funções de "overlap" no espaço do parâmetro b estão relacionadas com as respectivas funções de "overlap" no espaço do quadrimomento t pelas expressões

$$G_T(s, t) = 2\pi \int_0^\infty G_T(s, b) J_0(b \sqrt{-t}) b db , \quad (4.31.a)$$

$$G_{in}(s, t) = 2\pi \int_0^\infty G_{in}(s, b) J_0(b \sqrt{-t}) b db \quad (4.31.b)$$

$$G_{el}(s, t) = 2\pi \int_0^\infty G_{el}(s, b) J_0(b \sqrt{-t}) b db , \quad (4.31.c)$$

com as seguintes normalizações

$$\sigma_T(s) = G_T(s, t=0) = 2\pi \int_0^\infty G_T(s, b) b db , \quad (4.32.a)$$

$$\sigma_{in}(s) = G_{in}(s, t=0) = 2\pi \int_0^\infty G_{in}(s, b) b db \quad (4.32.b)$$

$$\sigma_{el}(s) = G_{el}(s, t=0) = 2\pi \int_0^\infty G_{el}(s, b) b db . \quad (4.32.c)$$

As relações (4.32.a,b,c) podem ser reescritas como

$$G_T(s,b) = \frac{d^2 \sigma_T(s)}{d^2 b} , \quad (4.33.a)$$

$$G_{in}(s,b) = \frac{d^2 \sigma_{in}(s)}{d^2 b} \quad (4.33.b)$$

$$G_{el}(s,b) = \frac{d^2 \sigma_{el}(s)}{d^2 b} . \quad (4.33.c)$$

Substituindo-se (3.4) em (4.31) a condição de unitariedade no espaço do parâmetro de impacto pode ser escrita na sua forma usual, em termos da função de perfil, como

$$2\text{Re}\Gamma(s,b) = |\Gamma(s,b)|^2 + G_{in}(s,b) , \quad (4.34)$$

onde $G_T(s,b) = 2\text{Re}\Gamma(s,b)$ e $G_{el}(s,b) = |\Gamma(s,b)|^2$.

As relações entre as funções de "overlap" podem ser escritas em termos das componentes da eiconal através das expressões (3.7), (3.9) e (3.34) como

$$G_T(s,b) = 2(1 - e^{-\Omega(s,b)}) + 2(1 - \cos\chi_R(s,b))e^{-\Omega(s,b)} , \quad (4.35)$$

$$G_{el}(s,b) = (1 - e^{-\Omega(s,b)})^2 + 2(1 - \cos\chi_R(s,b))e^{-\Omega(s,b)} \quad (4.36)$$

$$G_{in}(s,b) = 1 - e^{-2\Omega(s,b)} . \quad (4.37)$$

Se amplitude de espalhamento elástico é puramente imaginária ($\chi_R = 0$) temos

$$G_T(s,b) = 2(1 - e^{-\Omega(s,b)}) , \quad (4.38)$$

$$G_{el}(s,b) = (1 - e^{-\Omega(s,b)})^2 \quad (4.39)$$

e

$$G_{in}(s,b) = 1 - e^{-2\Omega(s,b)} . \quad (4.40)$$

Neste caso, a seção de choque diferencial elástica pode ser escrita em função da função de "overlap" inelástica como

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left| \int_0^\infty (1 - \sqrt{1 - G_{in}(s,b)}) J_0(b\sqrt{-t}) b db \right|^2 . \quad (4.41)$$

Esta é a expressão comumente utilizada nos modelos para a função de "overlap" inelástica que supõe o espalhamento elástico puramente difrativo.

Um outro aspecto importante que se pode destacar no estudo das funções de "overlap" é a interdependência entre a difração elástica e a difração inelástica. Pumplin mostrou em 1973^[110] que a unitariedade no canal-s combinada com a hipótese de que os espalhamentos difrativos elástico e inelástico podem ser vistos como sombras do espalhamento inelástico não-difrativo, que o limite su-

perior da função de "overlap" inelástica difrativa é dado por

$$G_{\text{dif}}(s,b) \ll \frac{G_T(s,b)}{2} - G_{el}(s,b) = G_{\text{dif}}^{\text{máx}} \quad (4.42)$$

No capítulo 6 calculamos todas as funções de "overlap", inclusive o limite de Pomplín, para a reação $\bar{p}p$ para energias entre $\sqrt{s} = 9.78 \text{ GeV}$ e $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$. Neste mesmo capítulo comparamos a função de "overlap" inelástica proposta por Henzi-Valin (expressão 4.18) com nossos dados, obtidos através de ajustes. É calculado também os raios de interação correspondentes a cada função de "overlap".

No capítulo 7 testamos através dos resultados encontrados no capítulo 6, as hipóteses de eiconal fatorada e do "Geometrical Scaling". Estudamos também o carácter periférico ou central das funções de "overlap".

4.4. A EVOLUÇÃO DA DEPENDÊNCIA ENERGÉTICA NA EICONAL

A evolução da dependência energética na eiconal sempre esteve intimamente relacionada com o comportamento experimental das grandezas σ_T , σ_{el}/σ_T e B .

Desde a década de sessenta os resultados experimentais dessas grandezas, as vezes até inesperados, nortearam os rumos seguidos pelos modelos teóricos e fenomenológicos, e também das análises através de parametrizações.

As grandezas σ_T , σ_{el} e B estão relacionadas com a eiconal na representação do parâmetro de impacto pelas expressões

$$\sigma_T(s) = 4\pi \int_0^{\infty} (1 - e^{-\Omega(s,b)}) b db, \quad (4.43)$$

$$\sigma_{el}(s) = 2\pi \int_0^{\infty} (1 - e^{-\Omega(s,b)})^2 b db \quad (4.44)$$

e

$$B = \frac{\int_0^{\infty} (1 - e^{-\Omega(s,b)}) b^3 db}{2 \int_0^{\infty} (1 - e^{-\Omega(s,b)}) b db}. \quad (4.45)$$

Se o espalhamento hádron-hádron é idêntico ao espalhamento por um disco negro de raio R , a eiconal é dada por

$$\Omega(s,b) = \begin{cases} \infty, & b \leq R \\ 0, & b > R \end{cases}. \quad (4.46)$$

Então pelas expressões (4.43 a 4.45) temos $\sigma_T = 2\pi R^2$, $\sigma_{el} = \pi R^2$, $B = R^2/4$, e conseqüentemente $\sigma_{el}/\sigma_T = 1/2$.

Podemos dividir a história do espalhamento hádron-hádron a altas energias em três períodos, décadas de sessenta, setenta e oitenta.

Nos anos sessenta acreditava-se que as características do espalhamento hadrônico a altas energias fossem, $\sigma_T \rightarrow \text{cte}$ e $\sigma_{el}/\sigma_T \rightarrow \text{cte}$ (quando $s \rightarrow \infty$), $d\sigma/dt$ apresentava um pico exponencial e a amplitude de espalhamento era puramente imaginária. O modelo de Chou-Yang^[8,76,77] nesta época parecia concordar em parte com essas expectativas, pois formulava uma eiconal com uma constan-

te de absorção independente de s , muito embora fazia previsão de "dips" em $d\sigma/dt$. A eiconal supondo o fator de forma do próton descrito pela fórmula de dipolo (4.5) era dada pela expressão (4.6). Segundo as expressões (4.3) e (4.6), para pequenos b , $D(b)$ se comportava como uma gaussiana $\exp(-\mu^2 b^2/8)$ e para grandes b , como $(\mu b)^{5/2} e^{-\mu b}$.

Desta forma, o próton era uma partícula com raio fixo, pois B não dependia de s ; tinha uma opacidade constante e uma distribuição de matéria que variava com b , o que tornava-a diferente de um disco negro num processo de colisão.

Em 1970, como já mencionamos na seção 4.1, o modelo de Cheng e Wu^[99] previu um comportamento diferente do que mostravam os dados experimentais, ou seja, σ_T crescia com $\ln^2 s$, o pico de difração encolhia com s e a razão σ_{el}/σ_T crescia também com s , se aproximando de $1/2$ quando $s \rightarrow \infty$. Segundo este modelo o hádron interagente é visto como um caroço negro ("black core") com raio R que cresce com $\ln s$ envolto por uma nuvem parcialmente absorvedora ("grey fringe") de largura constante. É este caroço central o principal responsável pelo crescimento de σ_T , σ_{el}/σ_T e B com s .

Na década de setenta a construção do ISR-CERN mudou o rumo das coisas. As principais evidências experimentais eram crescimento de $\sigma_T(pp)$ com s ($\sim 10\%$ na região do ISR), estruturas do tipo "dip-bump" em $d\sigma/dt$, a amplitude de espalhamento não podia ser puramente imaginária e a razão σ_{el}/σ_T (conseqüentemente a opacidade) permanecia constante. Na faixa de energias do ISR (seção 2.7) σ_{el}/σ_T tem um valor médio de 0.175 ± 0.005 para pp e 0.172 ± 0.006

para $\bar{p}p$.

O modelo de Chou-Yang foi modificado para incluir a dependência em s , através de uma eiconal fatorada. Com isto o modelo explicava o crescimento de σ_T com s , como uma consequência do aumento da opacidade. Isto acarretou problemas porque previa também um aumento de σ_{el}/σ_T [67], o que não estava de acordo com os resultados experimentais. Os outros problemas com o modelo eram a não comprovação experimental da formação de um segundo "dip" e também o não preenchimento do "dip" uma vez que o modelo não considerava a parte real da amplitude.

O "Geometrical Scaling" formulado nesta época era o modelo que melhor se adaptava aos dados experimentais. Justificava o crescimento de σ_T com s como uma consequência do aumento do raio e não da opacidade, haja vista, que neste modelo ela permanecia constante. A constância da opacidade era coerente com constância de σ_{el}/σ_T com s .

As idéias de eiconal fatorada e com "geometrical scaling" foram incorporadas numa mesma expressão por Henzi em 1976 [111]

$$\Omega(s,b) = K(s)D(b/R(s)) . \quad (4.47)$$

A hipótese do "geometrical scaling" corresponde a $K(s) = \text{cte}$ e $\Omega(s,b) = \Omega(b/R(s))$ e a hipótese da fatoração implica que $R(s) = \text{cte}$ e portanto, $\Omega(s,b) = K(s)D(b)$.

Entre os trabalhos importantes da década de setenta sobre a dependência energética na eiconal, baseados em parametrizações

de dados experimentais já destacamos o de França e Hama 1979^[14].

No trabalho de França e Hama a eiconal encontrada, expressão (4.9), discorda frontalmente da hipótese de fatoração e a análise com mais cuidado dos seus resultados mostra que a idéia do "geometrical scaling" não é conclusiva e que existem indicações de sua violação.

Os anos oitenta tem sido marcado pelo sucesso da operação do COLLIDER-CERN logo no início da década e agora no final pela realização de medidas preliminares no TEVATRON-FERMILAB.

As medidas σ_T no COLLIDER a 546 e 900 GeV mostram um crescimento compatível com o limite de Froissart-Martin. O aumento de $(\sigma_{el}/\sigma_T)_{\bar{p}p} = 0.172 \pm 0.006$ (ISR) para $(\sigma_{el}/\sigma_T)_{\bar{p}p} = 0.215 \pm 0.005$ a $\sqrt{s} = 546$ GeV implica claramente numa violação do "geometrical scaling". Esse fato juntamente com o aumento de B com s, mostram que o próton deveria tornar-se não apenas maior com o aumento de s, mas também mais opaco.

A física hadrônica "soft" que era esperada ser mais simples a altas energias, parecia cada vez mais complicada.

O aumento de σ_{el}/σ_T é consistente com o modelo de Cheng e Wu (1970)^[99] já discutido e com o modelo eiconal proposto por Chou-Yang (1983)^[9] para descrever dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a $\sqrt{s} = 546$ GeV. Chou e Yang supõe uma eiconal não fatorada na forma

$$\Omega(s,b) = A \left(\frac{s}{s_0} \right)^{0.0104b} \Omega_0(b) \quad (4.48)$$

onde $\Omega_0(b)$ é a opacidade de pp a $s = s_0 = (23.5 \text{ GeV})^2$ tomada

na forma (4.6) e A é uma constante determinada através de σ_T . Esta proposta apesar de descrever bem os dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a $\sqrt{s} = 546$ GeV não deve ser levada muito a sério pois ela é apenas uma extrapolação para energias acima do ISR, tomando-se a energia de 23.5 GeV como referência sem nenhuma justificativa.

Para finalizar, destacamos duas propostas para a dependência energética na eiconal que estão dentro do enfoque geométrico adotado neste trabalho.

A primeira, desenvolvida por Bellandi et al. em 1987 para descrever $d\sigma/dt$ de pp e $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV (ref.[19]) e de $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 546$ e 630 GeV (ref.[20]), propõe a seguinte expressão para a eiconal puramente imaginária

$$\Omega(s, b) = K(s) \int_0^{\infty} F_A(s, t) F_B(s, t) J_0(b \sqrt{-t}) \sqrt{-t} d(\sqrt{-t}) \quad (4.49)$$

Observamos que esta eiconal mantém a idéia original de Chou-Yang^[8,76], com diferença fundamental que os fatores de forma da matéria hadrônica são também dependentes da energia. A dependência com s em $K(s)$, $F_A(s, t)$ e $F_B(s, t)$ mostra que a eiconal (4.49) não é fatorável. Esta proposta, calculando-se $\text{Im}f(s, t)$ através de (4.49) e (3.17) e, $d\sigma/dt$ pela fórmula de Martin (3.23), descreve muito bem os dados experimentais de $d\sigma/dt$ no ISR^[19] e no COLLIDER^[20].

A segunda, foi formulada por Dias de Deus-Kwiecinski em 1987^[137] e aplicada por nós, Bellandi et al. (1989)^[21] numa tentativa de extrair os efeitos "semi-hard" na transição do ISR para o COLLIDER.

Estes trabalhos propõe para a opacidade a seguinte

forma

$$\Omega(s,b) = \Omega_{SH}(s,b) + \Omega_S(s,b) \quad (4.50)$$

onde $S = \text{"soft"}$ e $SH = \text{"semi-hard"}$.

Como as interações da QCD perturbativa envolvem grandes momentos transversais a dependência em t da amplitude "semi-hard" está, em boa aproximação, diretamente relacionada a algum fator de forma hadrônica^[138,139], logo temos^[21]

$$\Omega_{SH}(s,b) \cong K(s)D(b) . \quad (4.51)$$

Este termo tem um carácter central e controla a "blackness" da eiconal.

Ao contrário, a amplitude "soft" é gerada por contribuições com momentos transversais limitados que levam ao "shrinkage" ou equivalentemente ao aumento do raio, logo podemos escrever

$$\Omega_S(s,b) \cong \Omega'(b/R(s)) . \quad (4.52)$$

Este tem carácter periférico e é responsável pelo crescimento do hádron interagente.

Estes desenvolvimentos são compatíveis com os crescimentos de σ_T e σ_{el}/σ_T com s , observados experimentalmente.

Embora a eiconal (4.50) tenha sido formulada para $\bar{p}p$ na transição do ISR para o COLLIDER, onde o termo $\Omega_{SH}(s,b)$ foi associado aos efeitos de "semi-hard", a idéia de somar numa mesma expressão às hipóteses da fatoração e do "geometrical scaling" sepa-

rando apenas as regiões de b para suas contribuições efetivas, po
de ser aplicada à energias mais baixas. A expressão fenomenológica
(6.12) que encontramos para eiconal, está baseada nesta proposta.
Tratamos deste assunto com maiores detalhes nos capítulos 6 e 7.

A figura 4.1 apresenta um quadro ilustrativo das prin-
cipais etapas da evolução da dependência energética na eiconal que
discutimos.

CAPÍTULO 5

PARAMETRIZAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DIFERENCIAL ELÁSTICA

Neste capítulo tratamos da escolha dos dados experimentais, dos métodos e critérios de ajuste, considerando a amplitude de espalhamento puramente imaginária e expressa como uma soma de exponenciais em t .

Utilizando-se a expressão e os parâmetros de ajuste calculamos as grandezas $d\sigma/dt$, σ_T , σ_{el} , B , σ_{el}/σ_T e B/σ_T comparando os resultados com os respectivos valores experimentais.

A parametrização dos dados de $d\sigma/dt$ é feita por meio de dois métodos de ajuste diferentes. Um deles obtém os parâmetros de ajuste com incertezas, que estão relacionadas com os erros das medidas experimentais da seção de choque diferencial elástica. O outro não leva em consideração cálculo de erros.

Fazemos também, uma análise incluindo a parte real da amplitude de espalhamento através da fórmula de Martin (3.23).

Esse capítulo se constitui na base de todo trabalho, por isso procuramos fazer um tratamento cuidadoso de todos os assuntos abordados para que os ajustes representem os dados experimentais com a maior segurança possível.

5.1. DADOS EXPERIMENTAIS DE $\bar{p}p$

Os dados experimentais de $d\sigma/dt$ para a realização dos ajustes foram selecionados de forma que apresentassem as seguintes características: ponto ótico $[(d\sigma/dt)_{t=0}]$, pico de difração, o primeiro mínimo ("dip"), o segundo máximo ("bump") e a região de queda após o segundo máximo. Como já mencionamos todos estes detalhes formam a região de difração sobre a qual desenvolvemos nosso trabalho.

De todas reações elásticas hádron-hádron que exibem essas características com dados numa faixa de energia ampla, para que possamos realizar estudos sobre dependência energética, está a colisão $\bar{p}p$.

Desta forma, os principais ajustes serão realizados para a reação $\bar{p}p$ na faixa de energia $9.78 \leq \sqrt{s} \leq 546$ GeV (ou equivalentemente $50 \leq p_{lab} \leq 158910$ GeV/c) e no seguinte intervalo de quadrimomento transferido $0 \leq -t \lesssim 5.0$ (GeV/c)².

A reação pp muito embora tenha dados experimentais de $d\sigma/dt$ mais precisos e com melhor estatística que $\bar{p}p$, ela não é atualmente a mais adequada para nosso estudo de dependência energética. O principal motivo é que não temos medidas experimentais de $(d\sigma/dt)_{pp}$ acima de $\sqrt{s} = 62$ GeV (ou $p_{lab} \approx 2000$ GeV/c). Neste trabalho, a reação pp será utilizada como referência para comparação de alguns resultados obtidos com $\bar{p}p$.

A tabela 5.1 apresenta as principais informações sobre os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ que usaremos nos cálculos.

TABELA 5.1- Informações sobre os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{pp}$.

P_{lab} (GeV/c)	\sqrt{s} (GeV)	Referências	Aceleradores	Intervalos de $-t$ (GeV/c) ²	Nº de Dados
50	9.78	D.S. Ayres et al.(1977) [112]	Fermilab	0.0375 $\leq -t \leq$ 0.750	43
		Z. Asa'd et al.(1982) [79]	SPS-CERN	0.725 $\leq -t \leq$ 4.75	
100	13.76	D.S. Ayres et al.(1977) [112]	Fermilab	0.0375 $\leq -t \leq$ 0.650	32
		R. Rubinstein et al.(1984) [75]	Fermilab	0.55 $\leq -t \leq$ 2.45	
200	19.42	C.W. Akerlof et al.(1976) [113]	Fermilab	0.075 $\leq -t \leq$ 0.750	22
		R. Rubinstein et al.(1984) [75]	Fermilab	0.95 $\leq -t \leq$ 4.45	
1496	53	A. Breakstone et al.(1984) [70]	ISR-CERN	0.11 $\leq -t \leq$ 0.85	52
		A. Breakstone et al.(1985) [80]	ISR-CERN	0.523 $\leq -t \leq$ 3.52	
158910	546	M. Bozzo et al.(1984) [68]	Collider-CERN	0.0325 $\leq -t \leq$ 0.3175	122
		R. Battiston et al.(1983) [114]	Collider-CERN	0.215 $\leq -t \leq$ 0.495	
		M. Bozzo et al.(1985) [82]	Collider-CERN	0.45 $\leq -t \leq$ 1.53	

As energias citadas na tabela 5.1 são as únicas que possuem medidas de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em toda região de difração. Por questão de facilidade de escrita em todo trabalho, nos referimos a elas como 50 GeV/c, 100 GeV/c, 200 GeV/c, 53 GeV e 546 GeV.

As comparações das reações $\bar{p}p$ e pp serão feitas para as quatro primeiras energias acima, uma vez que não existem dados de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a $\sqrt{s} = 546$ GeV. Em nosso trabalho, ajustaremos somente os dados de pp para $\sqrt{s} = 53$ GeV^[70,80]. No caso das energias de 50, 100 e 200 GeV/c usaremos os parâmetros de ajuste obtidos na tese de doutorado de Roberto Covolan^[92]. Os dados de $(d\sigma/dt)_{pp}$, resultados e parâmetros de ajuste encontrados por Covolan são apresentados nas figuras 37.a, 37.b e 37.c e tabela 15 de seu trabalho^[92].

Em nenhuma reação elástica hádron-hádron a altas energias existem dados experimentais de $d\sigma/dt$ obtidos de uma mesma experiência cobrindo toda região de difração [$0 \leq -t \lesssim 5.0$ (GeV/c)²]. Geralmente se faz medidas na região do pico de difração [$0.02 \lesssim -t \lesssim 0.5$ (GeV/c)²] e na região de "dip-bump" [$0.5 \lesssim -t \lesssim 0.5$ (GeV/c)²] separadamente. Os pontos óticos também não constam nas tabelas de dados. As informações apresentadas na tabela 5.1 ilustram bem estas observações.

O cálculo dos pontos óticos e os critérios da escolha dos dados de $d\sigma/dt$ (tabela 5.1, segunda coluna) são discutidos a seguir.

Os pontos óticos podem ser calculados de duas maneiras. Parametrizando-se os dados de seção de choque diferencial elástica a baixos t por uma exponencial extrapolando para $t = 0$. Esse procedimento pode acarretar imprecisões incontrolláveis pois os

valores de t mínimos até onde existem medidas de $d\sigma/dt$ são variáveis de experimento para experimento ou de uma energia para outra. Um outro problema que pode ocorrer está relacionado com a arbitrariedade de escolha de intervalo de t a ser parametrizado. Diferentes intervalos de t levam à inclinações diferentes, o que conseqüentemente produz pontos óticos diferentes para uma mesma energia.

A outra maneira de se calcular o ponto ótico é através do teorema ótico, usando-se como parâmetros de entrada os valores experimentais de $\sigma_T(s)$ e $\rho(s,0)$. Acreditamos que este seja o melhor método de se calcular o ponto ótico uma vez que $\sigma_T(s)$ pode ser medida experimentalmente com grande precisão. Quanto aos valores de $\rho(s,0)$, muito embora não sejam medidos com a mesma precisão de $\sigma_T(s)$, contribuem muito pouco para os valores dos pontos óticos. No caso da reação $\bar{p}p$ e para a região de energia que estamos estudando, os valores de $(d\sigma/dt)_{t=0}$ para $\rho = 0$ e $\rho \neq 0$ diferem entre si por uma diferença menor que 2.5% como mostra a tabela 5.2.

A relação entre $(d\sigma/dt)_{t=0}$, $\sigma_T(s)$ e $\rho(s,0)$ pode ser encontrada usando-se as expressões (3.2), (3.3) em $t = 0$, o teorema ótico e $\rho(s,0) \equiv \text{Re}f(s,0)/\text{Im}f(s,0)$.

O resultado encontrado com $\sigma_T(s)$ em mb e $(d\sigma/dt)_{t=0}$ em $\text{mb}/(\text{GeV}/c)^2$ é

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = 0.051 [1 + \rho^2(s,0)] \sigma_T^2(s). \quad (5.1)$$

A tabela 5.2 apresenta uma compilação dos valores

TABELA 5.2- Dados de σ_T , ρ e $(d\sigma/dt)_{t=0}$ para a reação $\bar{p}p$.

P_{lab} (GeV/c)	\sqrt{s} (GeV)	σ_T (mb)	$\rho = \frac{\text{Re}f(s,0)}{\text{Im}f(s,0)}$	$(d\sigma/dt)_{t=0}$ [mb/(GeV/c) ²]	Δ %
50	9.78	43.93 ± 0.10	$\rho = 0$	98.60 ± 0.45	0.01
		CARROLL (1976) FNAL [33]	$\rho = -0.010 \pm 0.005$ AMALDI (1977) [63]	98.61 ± 0.46	
100	13.76	42.12 ± 0.08	$\rho = 0$	90.64 ± 0.34	0.01
		CARROLL (1976) FNAL [33]	$\rho = 0.011 \pm 0.019$ AMALDI (1977) [63]	90.65 ± 0.38	
200	19.42	41.51 ± 0.15	$\rho = 0$	88.04 ± 0.64	0.1
		CARROLL (1979) FNAL [34]	$\rho = 0.029 \pm 0.030$ FAJARDO (1981) [86]	88.11 ± 0.79	
1496	53	43.65 ± 0.41	$\rho = 0$	97.35 ± 1.83	1.0
		AMOS (1983) CERN [87]	$\rho = 0.101 \pm 0.018$ AMOS (1983) [87]	98.34 ± 2.20	
158910	546	61.90 ± 1.50	$\rho = 0$	195.76 ± 9.47	2.2
		BOZZO (1984) CERN [52]	$\rho = 0.15$ AMALDI (1977) [63]	200.17 ± 9.70	

de σ_T , ρ e ponto ótico para a reação $\bar{p}p$ nas energias que serão usadas nos ajustes.

Para a reação pp usamos os mesmos dados de σ_T , ρ e $(d\sigma/dt)_{t=0}$ da referência [92], nas energias 50, 100 e 200 GeV/c. No caso da energia $\sqrt{s} = 53$ GeV utilizamos $\sigma_T = 42.67 \pm 0.19 \text{mb}$ [15] e $\rho = 0.078 \pm 0.010$ [15,63], o que deu $(d\sigma/dt)_{t=0} = 93.59 \pm 0.98 \text{mb}/(\text{GeV}/c)^2$.

Os dados de σ_T da tabela 5.2 correspondem às medidas mais precisas e as que apresentam uma distribuição mais suave com a energia.

O gráfico da figura 5.1 mostra esses dados de $\sigma_T(\bar{p}p)$, juntamente com outros de $\sigma_T(\bar{p}p)$ a 31 GeV, 62 GeV [87] e 900 GeV [67], e $\sigma_T(pp)$ extraídos das referências [33,34 e 15]. As curvas contínuas representam a parametrização de Amaldi (1977) [63] dada pela expressão (2.20).

Dos valores de ρ mostrados na tabela 5.2 apenas o correspondente a 546 GeV merece alguns comentários. Existem para essa energia outros valores de ρ comumente citados na literatura, entre eles $\rho = 0.18$ e 0.20 (Chou-Yang - 1983) [9] e $\rho = 0.24 \pm 0.04$ medido experimentalmente por Bernard (1987) [88].

Nossa opção por $\rho = 0.15$ para cálculo do ponto ótico e estudos da parte real da amplitude de espalhamento tem as seguintes justificativas. Primeiramente, o valor experimental $\rho = 0.24 \pm 0.04$ não é uma medida confiável pelos motivos já explicados no capítulo 2. O dado $\rho = 0.15$ foi estimado pelas relações de dispersão de Amaldi (1977) [63] e essas tem sido a melhor parametrização existente para a descrição dos dados de σ_T e ρ para as reações pp e $\bar{p}p$. O valor $\rho = 0.15$ foi utilizado por Bozzo (1984) [52] e

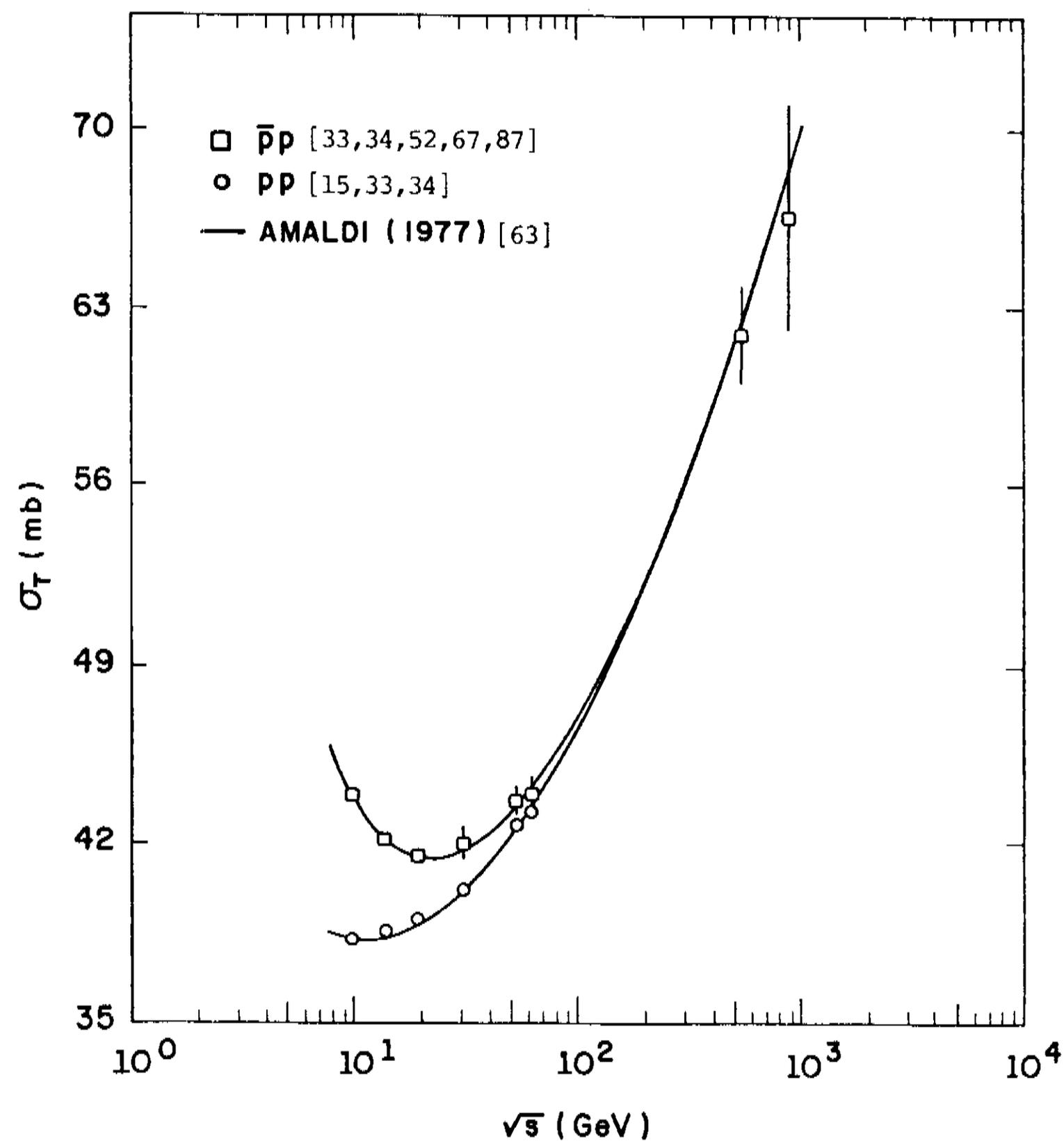


Fig. 5.1- Dados utilizados de $\sigma_T(\bar{p}p)$ e $\sigma_T(pp)$ em função de \sqrt{s} . As curvas contínuas representam a parametrização de Amaldi (1977)^[63].

Matthiae (1984)^[30] para obter $\sigma_T = 61.90 \pm 1.50$ mb através da relação experimental

$$\sigma_T(1 + \rho^2) = 63.30 \pm 1.50 \text{ mb} . \quad (5.2)$$

Finalmente, a utilização dos valores 0.18, 0.20 e 0.24 para ρ nas expressões (5.1) e (5.2), fornecem pontos óticos com diferenças menores que 3.3% em relação ao valor $200.17 \pm 9.70 \text{ mb}(\text{GeV}/c)^2$ para $\rho = 0.15$ da tabela 5.2.

Os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ citados na tabela 5.1 foram escolhidos tomando-se alguns cuidados. Não fizemos normalizações, interpolações e extrapolações. Para evitar esses problemas procuramos trabalhar com dados mais recentes, e para cada energia e experimentos diferentes juntamos medidas obtidas num mesmo acelerador e até mesmo realizadas por um mesmo grupo. A única energia que não nos foi possível juntar dados do pico de difração com dados da região de "dip-bump" obtidos num mesmo acelerador, foi a de 50 GeV/c como mostra a tabela 5.1. No entanto, esses dois conjuntos de dados se unem de forma suave na região de superposição dos mesmos.

Os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ da região do pico de difração são mostrados na figura 5.2, incluindo as energias 31 e 62 GeV que não serão utilizadas neste trabalho. A figura 5.3 mostra os dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ na região de "dip-bump".

A reação $\bar{p}p$ possui medidas de $d\sigma/dt$ para outras energias como 30 GeV/c, 31 e 62 GeV, 630 GeV e 1800 GeV que não serão usadas para ajustes neste trabalho. As razões para suas

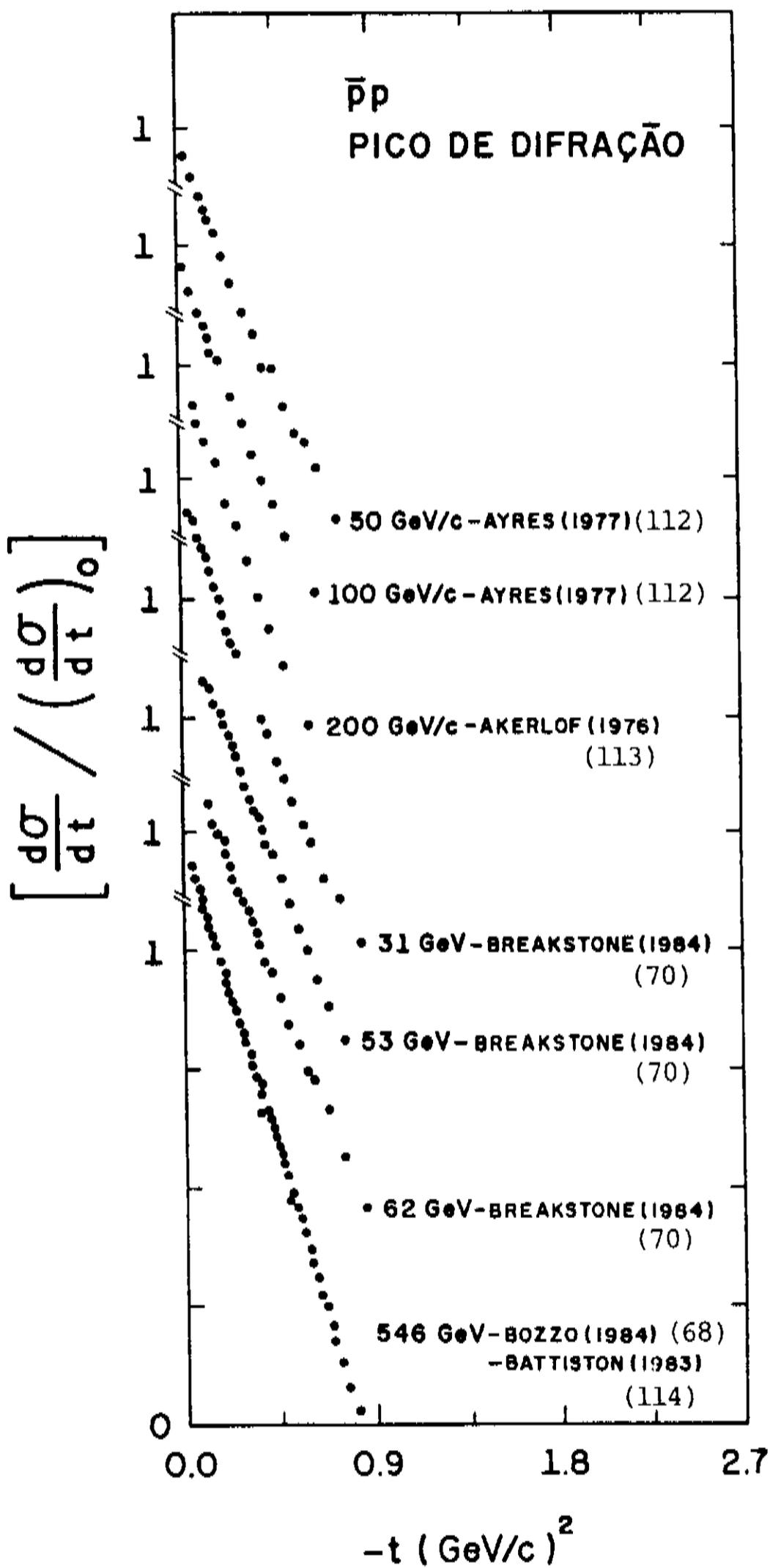


Fig. 5.2- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ na região do pico de difração.

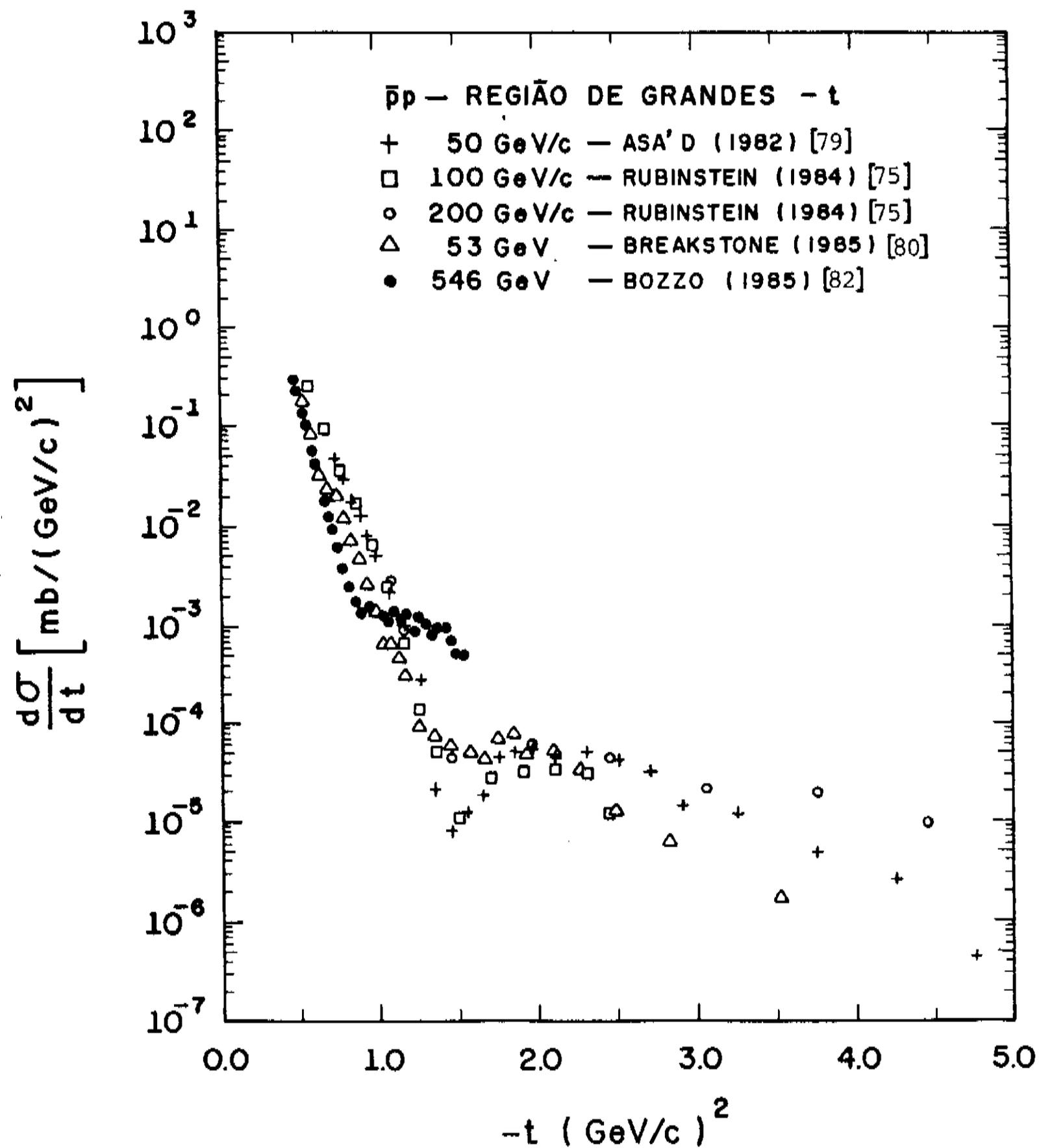


Fig. 5.3- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ na região de "dip-bump".

eliminações são discutidas a seguir.

Para as energias de 30 GeV/c (ou $\sqrt{s} \sim 7.6$ GeV) e 630 GeV a reação $\bar{p}p$ não apresenta medidas de $d\sigma/dt$ na região do pico de difração. No caso da energia de 30 GeV/c Fearnley (1985)^[16] preenche este vazio colocando dados de Antipov (1973)^[115] a $p_{lab} = 25.2$ GeV/c. Diante desse procedimento, Fearnley foi obrigado a realizar normalização o que, a nosso ver, alterou as características naturais dos dados. Com o intuito de trabalhar numa região assintótica mais segura (energia mínima de $p_{lab} = 50$ GeV/c ou $\sqrt{s} \sim 10$ GeV) e não compartilhando da idéia de Fearnley, excluimos a energia de 30 GeV/c de nossos estudos.

As energias de 31 e 62 GeV do ISR-CERN não apresentam medidas de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ além de $-t = 0.85$ (GeV/c)², ou seja, não possuem dados na região de "dip-bump". Assim, não foram consideradas no trabalho.

Quanto à energia de $\sqrt{s} = 1800$ GeV do TEVATRON COLLIDER do FERMILAB as medidas de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ apresentadas até o momento^[4] ainda são preliminares e numa região muito baixa de quadrimento transferido.

As figuras 5.10, 5.11, 5.12, 5.13 e 5.14 (com subíndice a) mostram os dados completos de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ que usamos para ajustes.

Os dados de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV obtidos por Breakstone et al.^[70,80] são apresentados na figura 5.30.

Comparando-se os dados de $d\sigma/dt$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV para pp (figura 5.30) e $\bar{p}p$ (figura 5.13), podemos ver que estes, além de serem as medidas mais recentes para essas reações e nessa energia, foram obtidas por um mesmo grupo e num mesmo acelerador.

Os resultados foram publicados com um mesmo tratamento estatístico o que nos permite a fazer uma comparação precisa entre as reações pp e $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV.

5.2. HIPÓTESE DA AMPLITUDE PURAMENTE IMAGINÁRIA

A parametrização dos dados experimentais de $d\sigma/dt$ foi feita considerando a amplitude de espalhamento puramente imaginária e expressa como uma soma de exponenciais em t .

Como foi discutido no capítulo 3, representaremos a parte imaginária da amplitude de espalhamento por $a(s,t)$, ou seja, $a(s,t) \equiv \text{Im}f(s,t)$. Usando-se a expressão (3.3) e tomando-se $\text{Re}f(s,t) = 0$ temos que a relação entre $d\sigma/dt$ e $a(s,t)$ é dada por

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi |a(s,t)|^2. \quad (5.3)$$

Muito embora, exista evidências que o espalhamento hadrônico elástico a altas energias seja fundamentalmente difrativo, a não consideração da parte real de $f(s,t)$ é apenas uma aproximação. Ela assume valores diferentes de zero em quase todo intervalo de t que estamos analisando.

Uma informação direta sobre a parte real da amplitude de espalhamento é possível somente na direção para frente ($-t=0$). A figura 2.31 mostra que, no intervalo $9.78 \leq \sqrt{s} \leq 546$ GeV, a grandeza $\rho = \text{Re}f(s,0)/\text{Im}f(s,0)$ é muito pequena, o que significa $\text{Re}f(s,0) \ll \text{Im}f(s,0)$. E como mostra a tabela 5.2, sua contribuição

para seção de choque diferencial elástica (no caso o ponto ótico) é muito pequena.

Fora da região para frente, onde $t \neq 0$, as informações sobre $\text{Re}f(s,t)$ tem sido obtidas por dois caminhos, relações de dispersão [89,95,116,117] e ajustes, considerando a amplitude de espalhamento como uma função complexa [10,15,16].

Cálculos [89,116,117] usando as relações de dispersão para a reação pp a 53 GeV, mostram que a parte real é sempre consideravelmente menor que a parte imaginária, exceto na região do "dip", em $-t \sim 1.4 \text{ (GeV/c)}^2$. A parte real contribue no sentido de preencher o vazio deixado pela parte imaginária nas proximidades do "dip". A figura 5.4 mostra esses resultados.

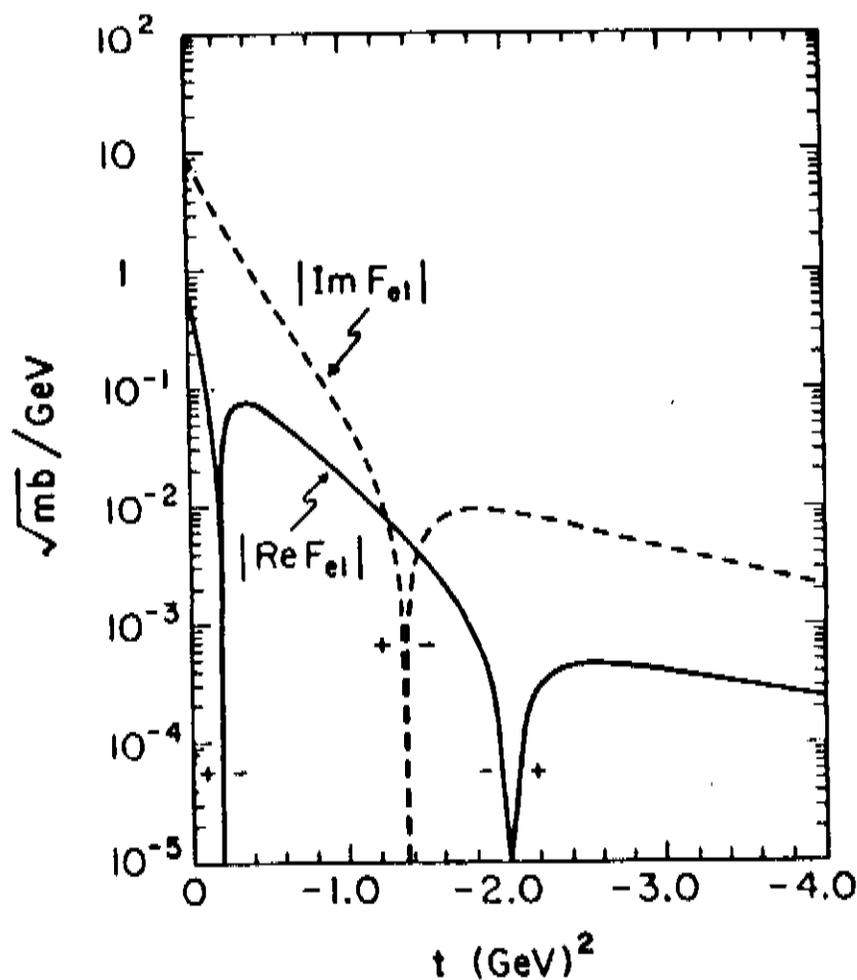


Fig. 5.4- $|\text{Im}f(s,t)|$ e $|\text{Re}f(s,t)|$ em função de t para a reação pp a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ [6].

Outro cálculo^[95] usando-se também as relações de dispersão para a reação pp , como já mencionamos no capítulo 3, mostra que a parte real tem uma importante contribuição para todo $-t > 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$ e energias menores que 100 GeV/c .

A hipótese da amplitude de espalhamento puramente imaginária parametrizada por uma soma de exponenciais foi usada em vários trabalhos para as reações pp ^[11,14,92,118] e $\bar{p}p$ ^[91] para energias acima de 50 GeV/c . Em todos eles as curvas de ajustes descrevem bem os dados experimentais na região do pico de difração e do segundo máximo. Na região de "dip" os ajustes dão com precisão a posição deste "dip" e não informam nada sobre sua profundidade. Estes resultados estão de acordo com aquele obtido pelas relações de dispersão mostrado na figura 5.4.

5.3. MÉTODOS E CRITÉRIOS DE AJUSTE

A parametrização dos dados experimentais de $d\sigma/dt$ é feita utilizando-se dois métodos diferentes de ajuste: o método dos mínimos quadrados para funções arbitrárias denominado GRIDLS^[119] (neste trabalho será chamado de método de ajuste I) e o método dos mínimos quadrados de Ben Israel^[120] (neste trabalho será chamado de método de ajuste II).

Usando o método de ajuste I, descrito no apêndice-II, parametrizaremos os dados de $d\sigma/dt$ considerando-se a seguinte expressão para a amplitude de espalhamento

$$a(s,t) = \sum_{i=1}^n \alpha_i e^{\beta_i t} \quad (5.4)$$

Os parâmetros α_i e β_i , expressos em $(\text{GeV}/c)^{-2}$, são obtidos pela minimização do χ^2 (apêndice-II), ajustando-se diretamente os dados de $d\sigma/dt$ através da expressão

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left| \sum_{i=1}^n \alpha_i e^{\beta_i t} \right|^2. \quad (5.5)$$

Este método leva em consideração as incertezas nos dados experimentais o que causa incertezas nos parâmetros α_i e β_i . A sistemática de cálculo das incertezas nos parâmetros de ajuste e a de propagação de erros nas grandezas que serão calculadas nos próximos capítulos, é também discutida no apêndice-II.

No método de ajuste II, já utilizado em alguns trabalhos [17,18,19,91,121], os parâmetros são encontrados pela minimização dos quadrados da função resíduo. Este método é descrito com mais detalhes na referência [120] e de forma sucinta em [91].

Neste método escrevemos a amplitude de espalhamento da seguinte forma

$$a(s,t) = a(s,0) \sum_{i=1}^n \gamma_i e^{\beta_i t}, \quad (5.6)$$

onde $a(s,0)$ e β_i são dados em $(\text{GeV}/c)^{-2}$ e γ_i é adimensional.

O parâmetro $a(s,0)$ é calculado pelo teorema ótico e, γ_i e β_i são encontrados parametrizando-se os dados de $a(s,t)$ que são calculados a partir dos dados experimentais de $d\sigma/dt$ pela inversão da expressão (5.3).

Os parâmetros γ_i devem satisfazer a condição

$$\sum_{i=1}^n \gamma_i = 1, \quad (5.7)$$

e a seção de choque diferencial elástica ajustada é dada por

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left| a(s,0) \sum_{i=1}^n \gamma_i e^{\beta_i t} \right|^2. \quad (5.8)$$

Este método não considera as incertezas nos dados experimentais, por isso os parâmetros γ_i e β_i são calculados sem desvios.

Os parâmetros obtidos pelo método de ajuste I para os dados $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ estão na tabela 5.3. A última linha dessa tabela dá o valor de χ^2 por graus de liberdade - g.d.l (número de pontos experimentais menos o número de parâmetros).

A tabela 5.4 mostra os parâmetros de ajuste para a reação $\bar{p}p$ obtidos pelo método de ajuste II. Nas duas últimas linhas dessa tabela contém os valores de $\sum_{i=1}^n \alpha_i$ e da soma dos quadrados dos resíduos.

A definição pelos parâmetros de ajuste apresentados nas tabelas 5.3 e 5.4, que representam as melhores parametrizações dos dados experimentais de $d\sigma/dt$, baseou-se em alguns critérios e cuidados.

Além dos testes incorporados no próprio método, como χ^2 (no método I) e soma dos quadrados dos resíduos (no método II), procuramos outros critérios de verificação dos ajustes, que denominamos de "critérios físicos".

Esses "critérios físicos" se referem a dois procedi-

TABELA 5.3- Parâmetros de Ajuste de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ - Método de Ajuste I.

P_{lab} (GeV/c)	50	100	200	1496	158910
\sqrt{s} (GeV)	9.78	13.76	19.42	53	546
α_1	6.893 ± 0.019	6.061 ± 0.018	6.825 ± 0.038	3.481 ± 0.658	3.687 ± 0.411
α_2	2.137 ± 0.014	2.601 ± 0.014	1.685 ± 0.035	5.403 ± 0.663	9.702 ± 0.448
α_3	$-(0.0515 \pm 0.0014)$	$-(0.0526 \pm 0.0023)$	$-(0.0206 \pm 0.0032)$	$-(0.0458 \pm 0.0178)$	$-(0.144 \pm 0.034)$
β_1	7.059 ± 0.058	7.000 ± 0.051	6.710 ± 0.183	10.224 ± 1.158	14.871 ± 1.490
β_2	3.705 ± 0.013	3.645 ± 0.012	3.326 ± 0.083	4.839 ± 0.196	6.104 ± 0.129
β_3	0.874 ± 0.014	0.967 ± 0.033	0.478 ± 0.057	1.005 ± 0.163	1.179 ± 0.168
$\chi^2/gd\alpha$	35/37	27/26	8/16	77/46	154/116

TABELA 5.4 - Parâmetros de Ajuste de $(d\sigma/dt)_{pp}$ - Método de Ajuste II.

p_{lab} (GeV/c)	50	100	200	1496	158910
\sqrt{s} (GeV)	9.78	13.76	19.42	53	546
$a(s,0)$ (GeV/c) ⁻²	8.978	8.608	8.487	8.966	12.792
γ_1	0.798	0.801	0.805	0.699	0.333
γ_2	0.206	0.201	0.196	0.304	0.676
γ_3	-0.0040	-0.0034	-0.0028	-0.0048	-0.0085
β_1	6.919	6.919	6.919	7.504	11.569
β_2	3.390	3.405	3.420	4.228	6.070
β_3	0.739	0.694	0.529	0.962	0.973
Soma dos Quadrados dos Resíduos	0.30E-04	0.60E-04	0.30E-03	0.30E-04	0.30E-04
$\Sigma \gamma_i$	1.0	0.999	0.998	0.998	1.001

mentos. Análise da curva de ajuste e dos pontos experimentais de $d\sigma/dt$ no ponto ótico, na região do pico de difração, posição do "dip", altura e posição do segundo máximo e queda da distribuição de $d\sigma/dt$ após o segundo máximo. No segundo, usando as expressões e parâmetros de ajuste, cálculo das grandezas físicas σ_T , σ_{el} , $B(t=0)$, $B(t\neq 0)$, σ_{el}/σ_T e $B(0)/\sigma_T$ e, comparação com os respectivos resultados experimentais.

Os valores experimentais (medidas mais usadas) de $(d\sigma/dt)_0$, σ_T , σ_{el} , $B(0)$, σ_{el}/σ_T , $B(0)/\sigma_T$, posições do "dip" e segundo máximo e, os valores obtidos através dos ajustes I e II são mostrados na tabela 5.5. Todos dados dessa tabela se referem à reação $\bar{p}p$.

As figuras 5.5 a 5.9 apresentam os resultados de B em função t para a reação $\bar{p}p$, obtidos com os ajustes I e II, juntamente com as principais medidas experimentais para alguns valores específicos de t . Nessas figuras, as barras horizontais não se referem a erros, elas representam os intervalos de t em que se parametrizou $d\sigma/dt$ para a determinação experimental B .

Muito embora, nós tenhamos parametrizados os dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ utilizando dois métodos de ajuste diferentes (I e II), todos os cálculos que faremos daqui para frente (exceto da equacional com b fixo e dos raios de interação) terão como base os parâmetros da tabela 5.3 obtidos através do método de ajuste I (com erros).

TABELA 5.5- Valores de σ_T , σ_{el} , σ_{el}/σ_T , B/σ_T , $(d\sigma/dt)_0$, posição do "dip" e do 2º máximo para a reação $\bar{p}p$.

$P_{lab} = 50 \text{ GeV}/c$		$\sqrt{s} = 9.78 \text{ GeV}$						
	σ_T	σ_{el}	$B(0)$	σ_{el}/σ_T	B/σ_T	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right)_0$	DIP	2º MÁX.
EXPERIMENTAL	43.93 ± 0.10	8.20 ± 0.40	12.54 ± 0.22	0.19 ± 0.01	0.29 ± 0.01	98.61 ± 0.46	1.45	1.95
AJUSTE - I	43.93 ± 0.17	8.05 ± 0.15	12.59 ± 0.18	0.18 ± 0.01	0.29 ± 0.01	98.61 ± 0.62	1.45	1.95
AJUSTE - II	43.93	8.18	12.43	0.19	0.28	98.60	1.55	2.10
$P_{lab} = 100 \text{ GeV}/c$		$\sqrt{s} = 13.76 \text{ GeV}$						
	σ_T	σ_{el}	$B(0)$	σ_{el}/σ_T	B/σ_T	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right)_0$	DIP	2º MÁX.
EXPERIMENTAL	42.12 ± 0.08	7.80 ± 0.60	11.87 ± 0.30	0.19 ± 0.01	0.28 ± 0.01	90.65 ± 0.38	1.50	2.10
AJUSTE - I	42.12 ± 0.17	7.80 ± 0.12	12.05 ± 0.17	0.19 ± 0.01	0.29 ± 0.01	90.67 ± 0.59	1.50	2.10
AJUSTE - II	42.08	7.47	12.46	0.18	0.30	90.39	1.50	2.10
$P_{lab} = 200 \text{ GeV}/c$		$\sqrt{s} = 19.42 \text{ GeV}$						
	σ_T	σ_{el}	$B(0)$	σ_{el}/σ_T	B/σ_T	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right)_0$	DIP	2º MÁX.
EXPERIMENTAL	41.51 ± 0.15	7.12 ± 0.52	13.19 ± 0.76	0.17 ± 0.01	0.32 ± 0.02	88.11 ± 0.79	1.45	1.95
AJUSTE - I	41.54 ± 0.37	7.50 ± 0.43	12.11 ± 0.52	0.18 ± 0.01	0.29 ± 0.02	88.16 ± 1.29	1.45	1.95
AJUSTE - II	41.45	7.23	12.50	0.17	0.30	87.80	1.45	1.95
$P_{lab} = 1496 \text{ GeV}/c$		$\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$						
	σ_T	σ_{el}	$B(0)$	σ_{el}/σ_T	B/σ_T	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right)_0$	DIP	2º MÁX.
EXPERIMENTAL	43.65 ± 0.41	7.36 ± 0.30	13.92 ± 0.59	0.17 ± 0.01	0.32 ± 0.02	98.34 ± 2.20	1.66	1.85
AJUSTE - I	43.45 ± 3.38	7.33 ± 1.51	13.96 ± 1.51	0.17 ± 0.05	0.32 ± 0.06	96.45 ± 8.95	1.25	1.80
AJUSTE - II	43.79	7.76	13.08	0.18	0.30	98.13	1.25	1.75
$P_{lab} = 158910 \text{ GeV}/c$		$\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$						
	σ_T	σ_{el}	$B(0)$	σ_{el}/σ_T	B/σ_T	$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right)_0$	DIP	2º MÁX.
EXPERIMENTAL	61.90 ± 1.50	13.40 ± 1.70	17.20 ± 1.0	0.22 ± 0.03	0.28 ± 0.02	200.17 ± 9.70	0.89	1.25
AJUSTE - I	64.81 ± 4.37	13.62 ± 1.42	17.20 ± 1.52	0.21 ± 0.04	0.27 ± 0.04	214.60 ± 18.94	0.87	1.25
AJUSTE - II	62.63	13.19	15.88	0.21	0.25	200.38	0.85	1.25

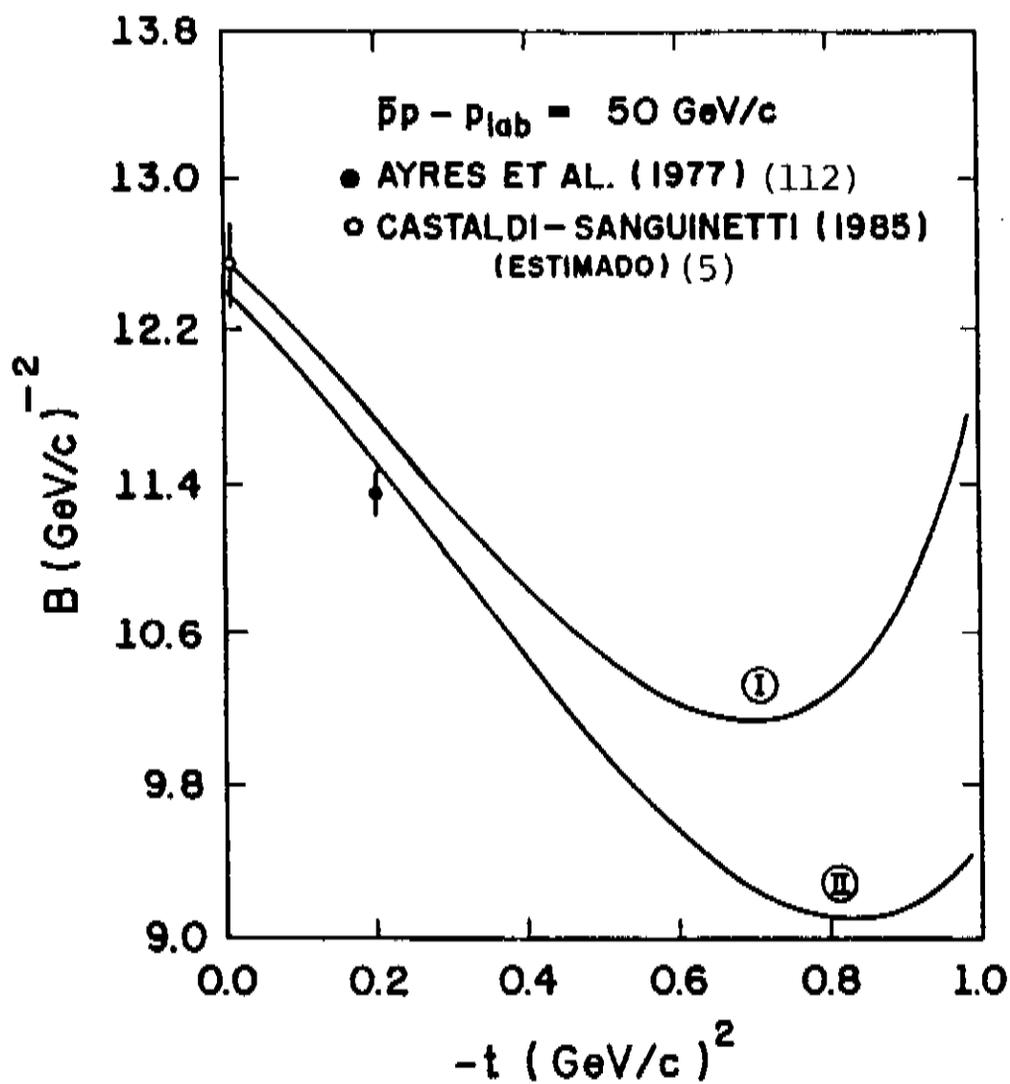


Fig. 5.5- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 50 GeV/c.

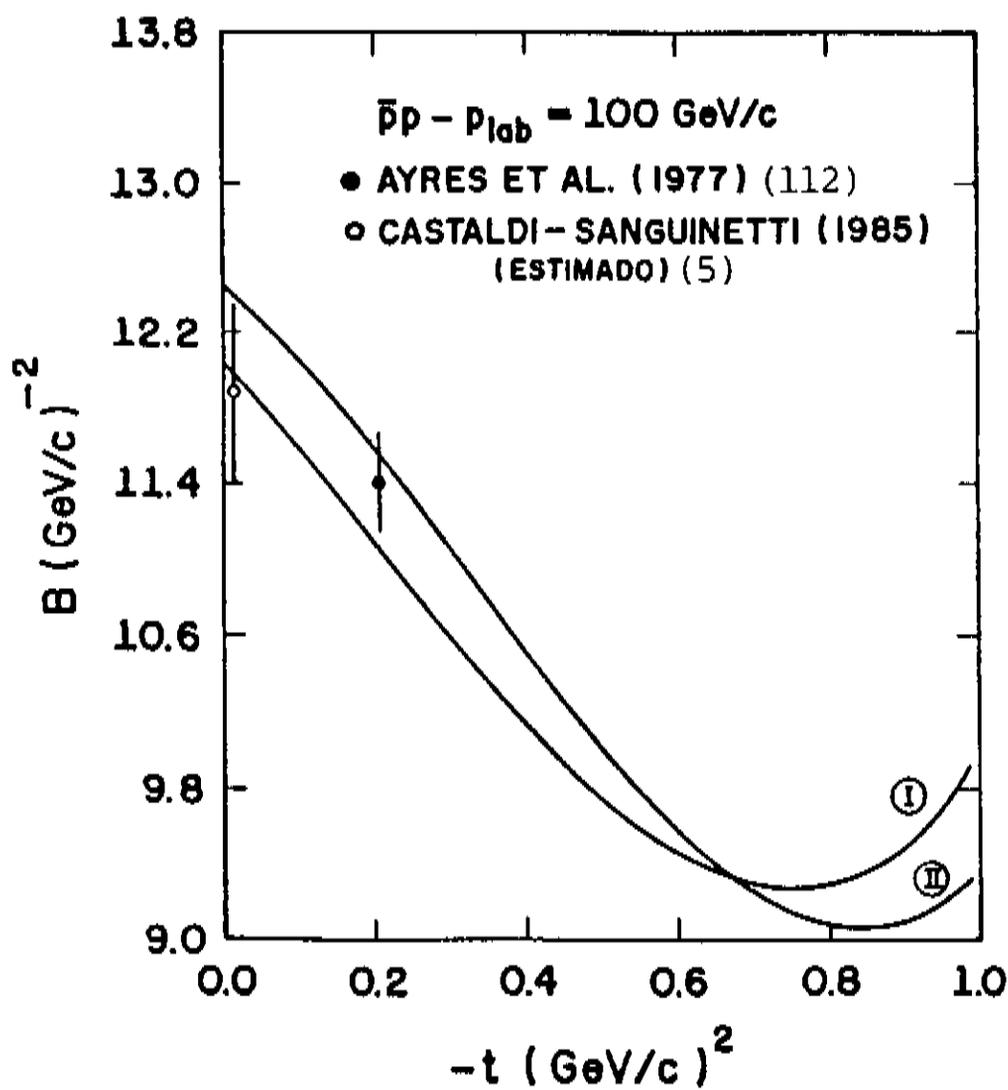


Fig. 5.6- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 100 GeV/c.

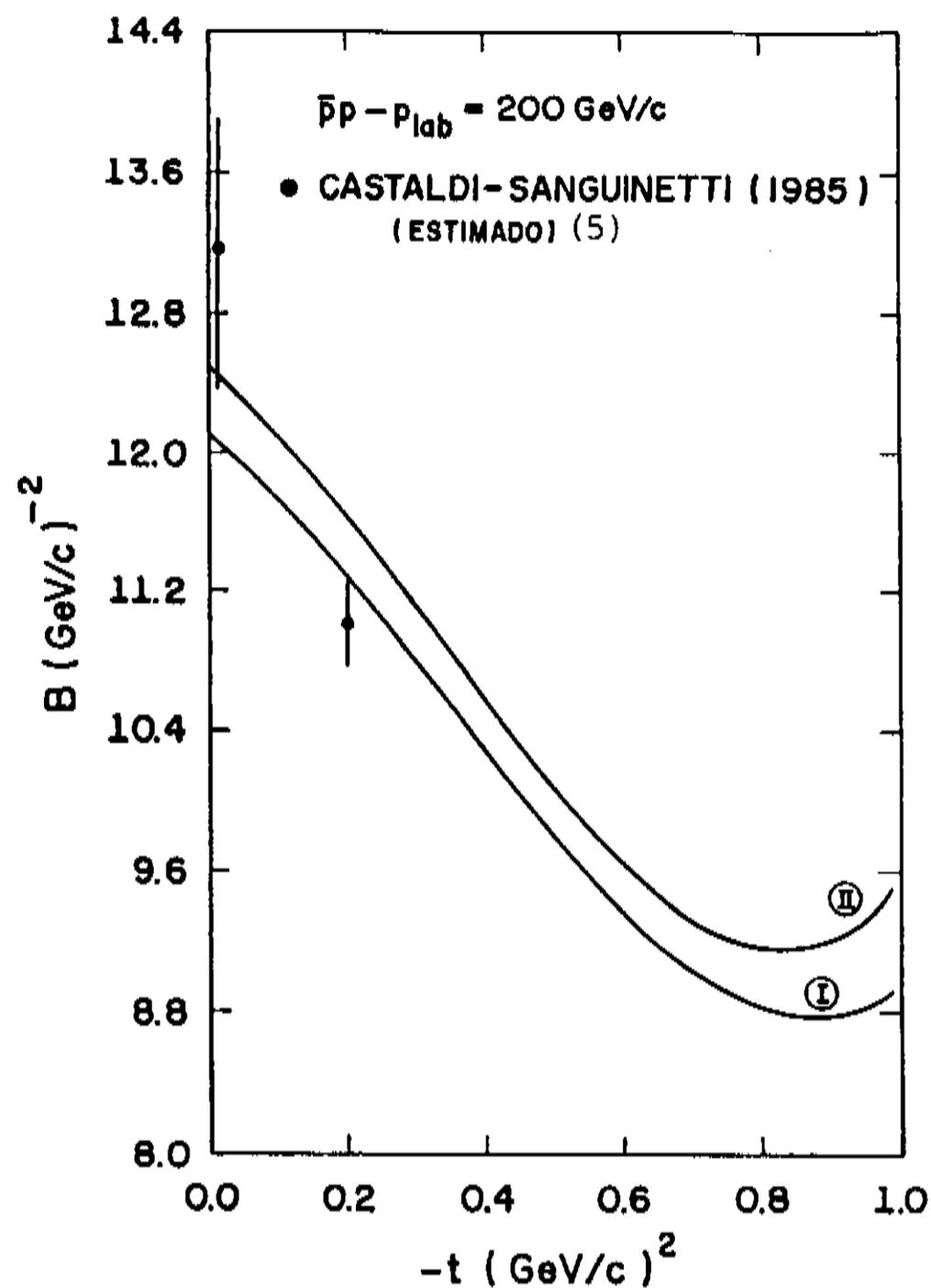


Fig. 5.7- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 200 GeV/c.

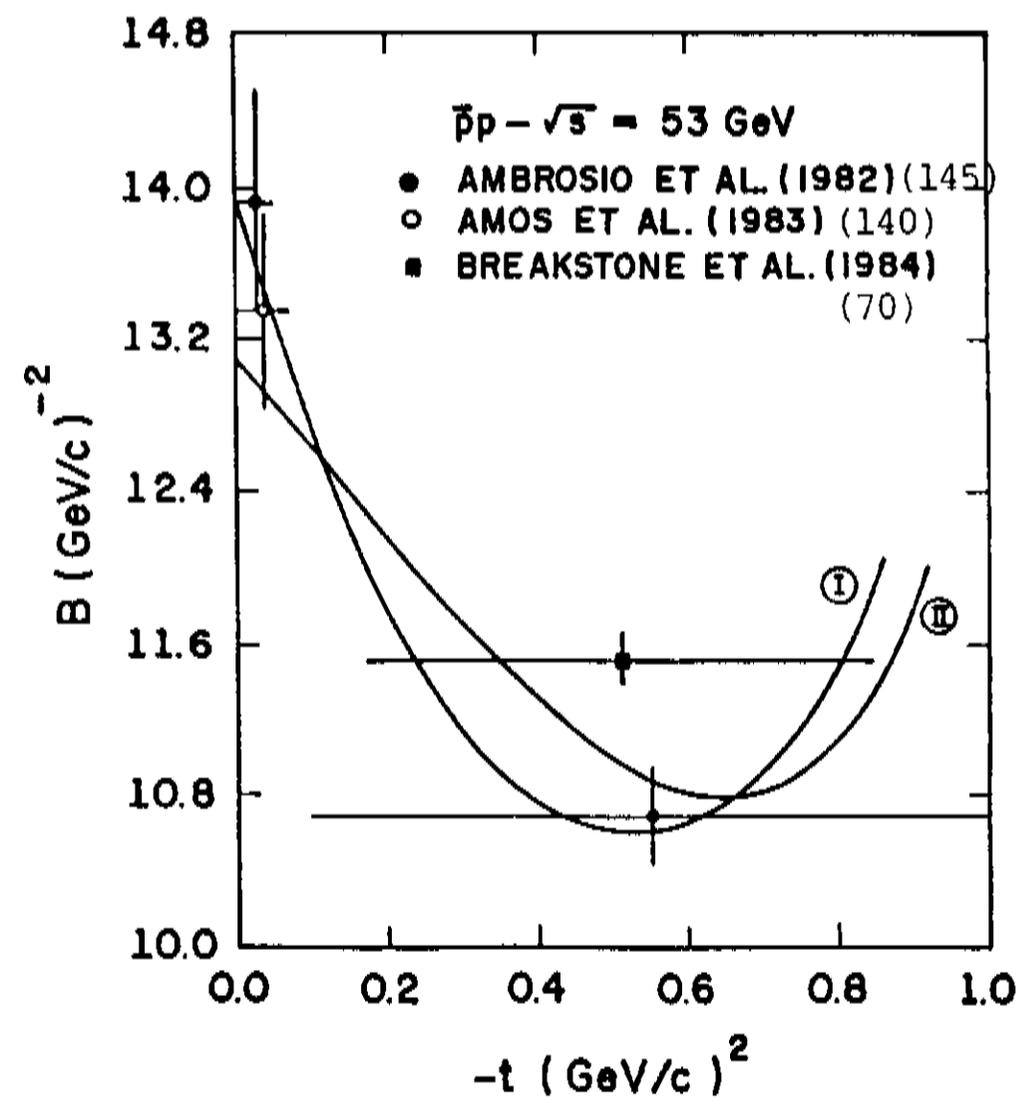


Fig. 5.8- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 53 GeV.

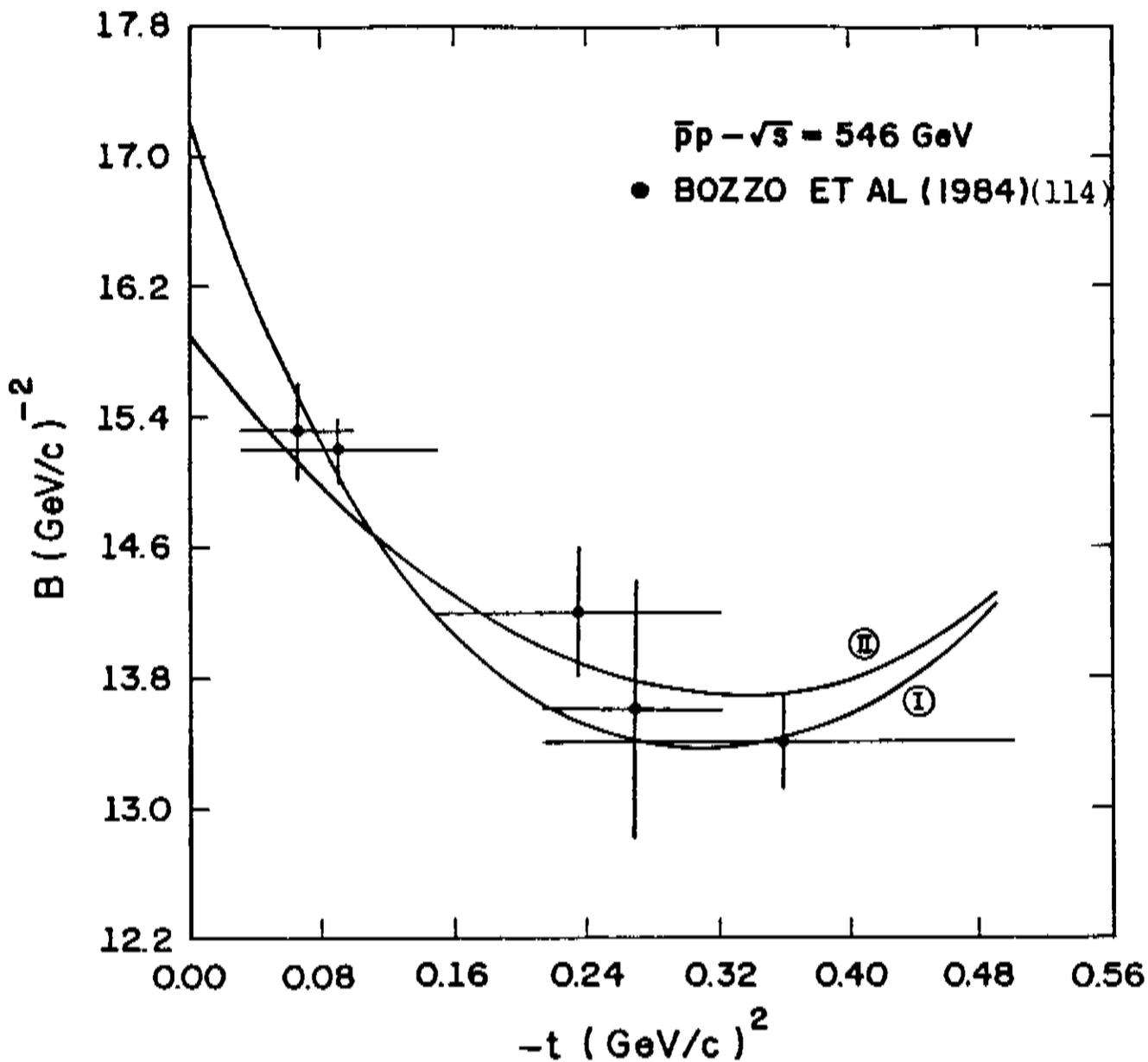


Fig. 5.9- B em função de t para a reação $\bar{p}p$ a 546 GeV.

As principais razões e justificativas para se comparar os dois métodos de ajuste e de se optar pelo método I com erros são as seguintes:

- i) A maioria dos trabalhos que realizam análises das reações hadrônicas a altas energias a partir de ajustes da seção de choque diferencial, o fazem considerando as incertezas nas medidas experimentais. Dentre esses, destacamos aqueles das referências [10,15,16,22,92,etc.]. No entanto, existem alguns trabalhos interessantes [11,14,91,106] que fazem o mesmo tipo de análise sem tratamento de erros.

Nossa preocupação tem sido no sentido de verificar se os tratamentos com e sem erros nos parâmetros geram resultados diferentes para funções de "overlap", eiconal, raios de interação e nos testes das hipóteses de fatoração ou "Geometrical Scaling", ou até que ponto um tratamento sem erros permite formular conclusões corretas sobre tais assuntos.

- ii) Os resultados apresentados na tabela 5.5 embora não sejam concludentes mostram de modo geral que os valores das grandezas obtidas com o ajuste I concordam melhor com os dados experimentais dentro do limite de erros.
- iii) Os gráficos de $B \times t$ nas figuras 5.5 a 5.9 mostram um comportamento diferente para os ajuste I e II, principalmente nas energias de 50 GeV/c, 53 GeV e 546 GeV. No caso de 50 GeV/c esta diferença se manifesta a partir de $-t \sim 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$.
- iv) Numa análise superficial das curvas de $d\sigma/dt$ obtidas pelos ajustes I e II em comparação com os dados experimentais, os resultados dos dois ajustes são muito parecidos. No entanto, quando se faz uma comparação cuidadosa ponto a ponto, a curva do ajuste I descreve melhor os dados de $d\sigma/dt$ nas regiões de baixos t [$-t < 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$], do segundo máximo e após o mesmo. Na região intermediária, da qual faz parte o "dip", os ajustes I e II não apresentam diferenças apreciáveis.

As diferenças nos ajustes I e II, descritas em iii e iv nas regiões de baixos t [$-t < 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$] e maiores t [$-t > 1.8 \text{ (GeV/c)}^2$] se manifestam de forma clara no cálculo da eiconal que será feito no próximo capítulo, principalmente para as

energias de 53 e 546 GeV.

Um outro fato que depõe contra o ajuste II em favor do ajuste I, é que nos cálculos de razões e diferenças de eiconais e funções de "overlap", os resultados obtidos com o ajuste II simulam variações e comportamentos que não existem quando se incorpora um tratamento de erros como no ajuste I.

Desta forma, optamos pela utilização dos parâmetros obtidos pelo método de ajuste I. As figuras 5.10 a 5.14 mostram todos dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ utilizados, juntamente com as curvas de ajustes obtidas usando os parâmetros da tabela 5.3. Quanto às figuras 5.10 a 5.14 com subíndice b representam os mesmos ajustes dessas figuras com subíndices a, mas que mostram apenas a região do pico de difração numa escala ampliada. Isto foi feito por questão de clareza, já que esta região de t apresenta dados de $d\sigma/dt$ muito próximos, dificultando uma visualização mais clara do ajuste, principalmente da forma que estão nas figuras com subíndice a.

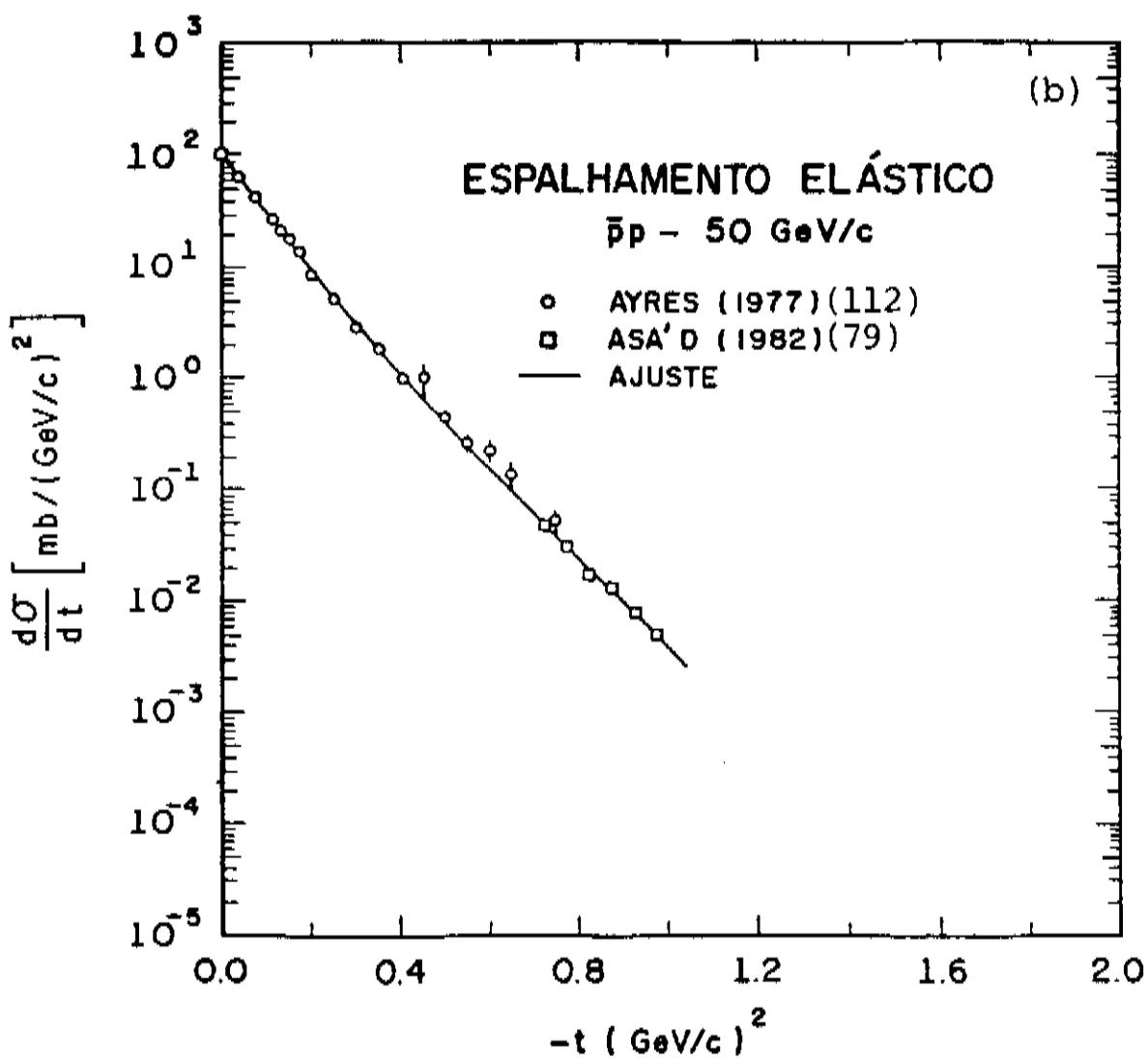
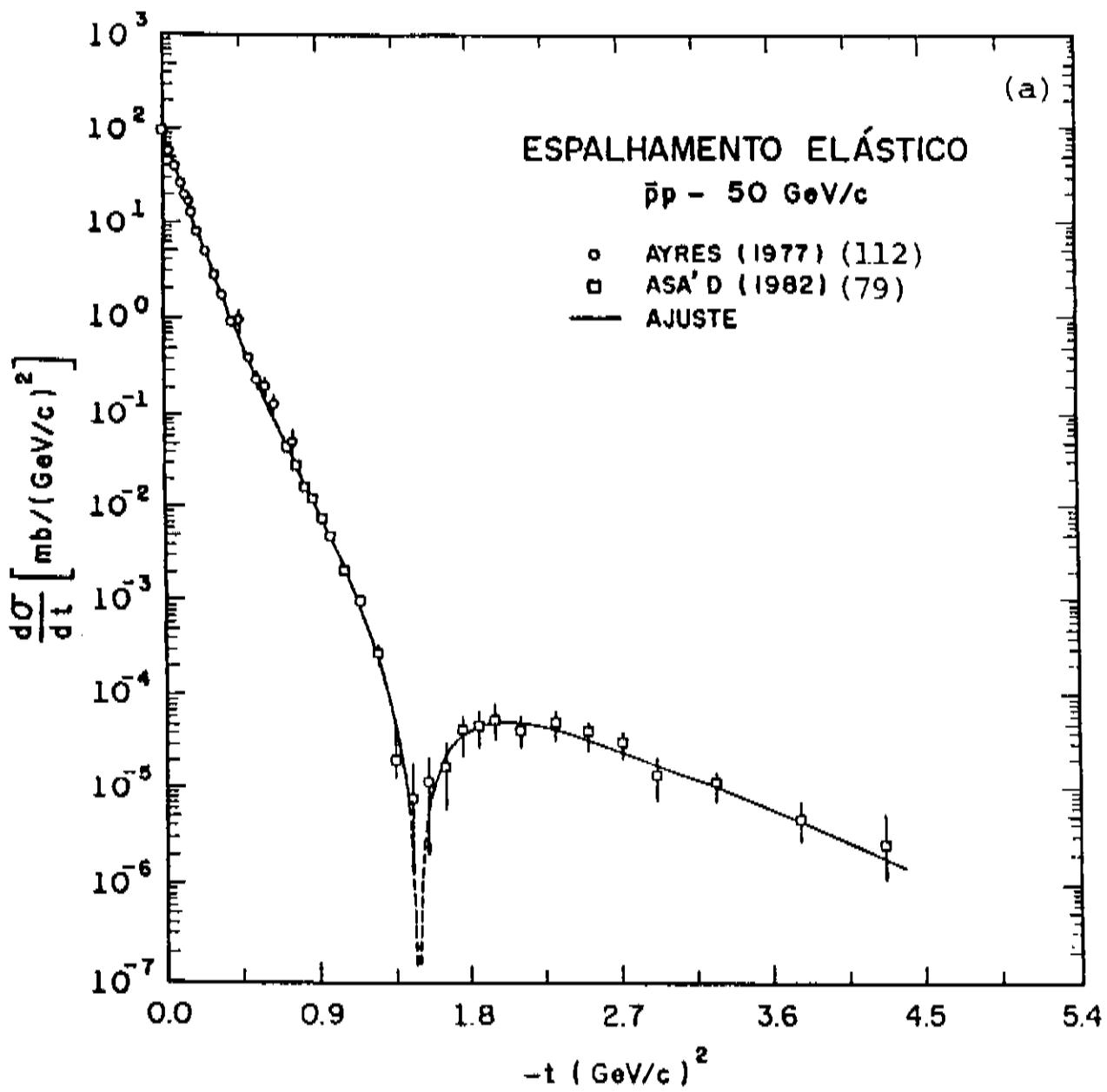


Fig. 5.10- Dados de $(\frac{d\sigma}{dt})_{\bar{p}p}$ a 50 GeV/c e curva de ajuste (método-I).

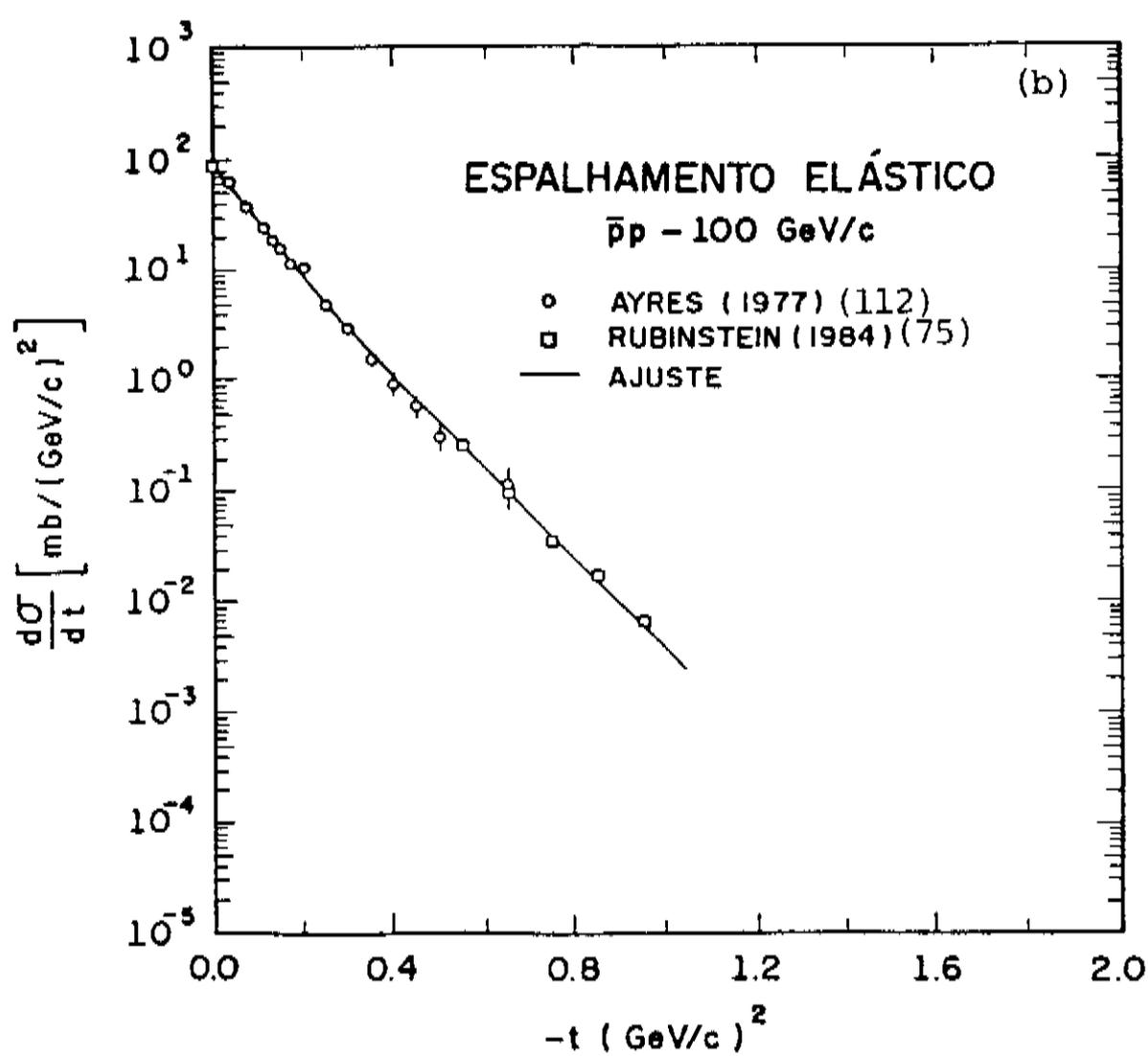
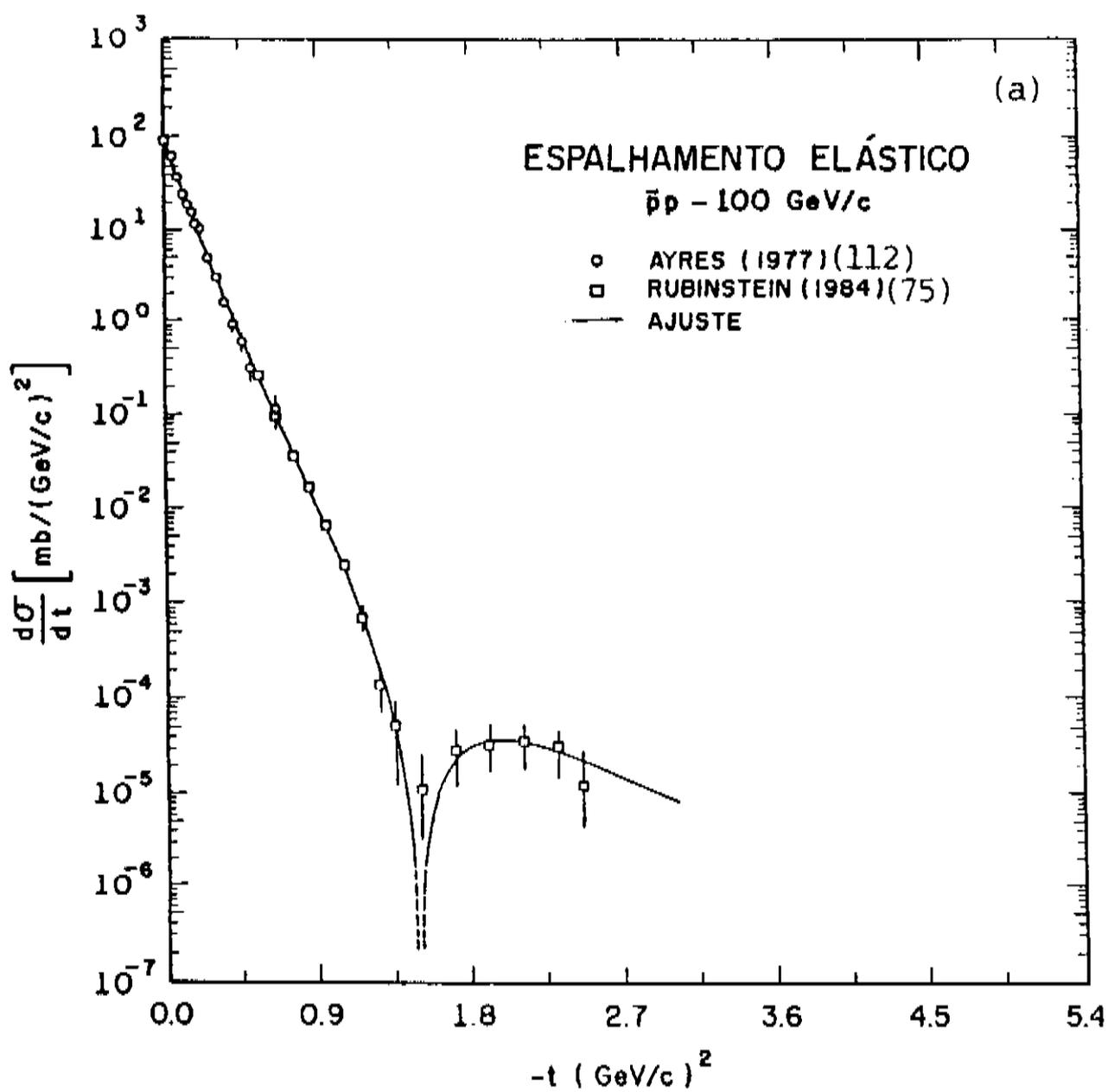


Fig. 5.11- Dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 100 GeV/c e curva de ajuste (método-I).

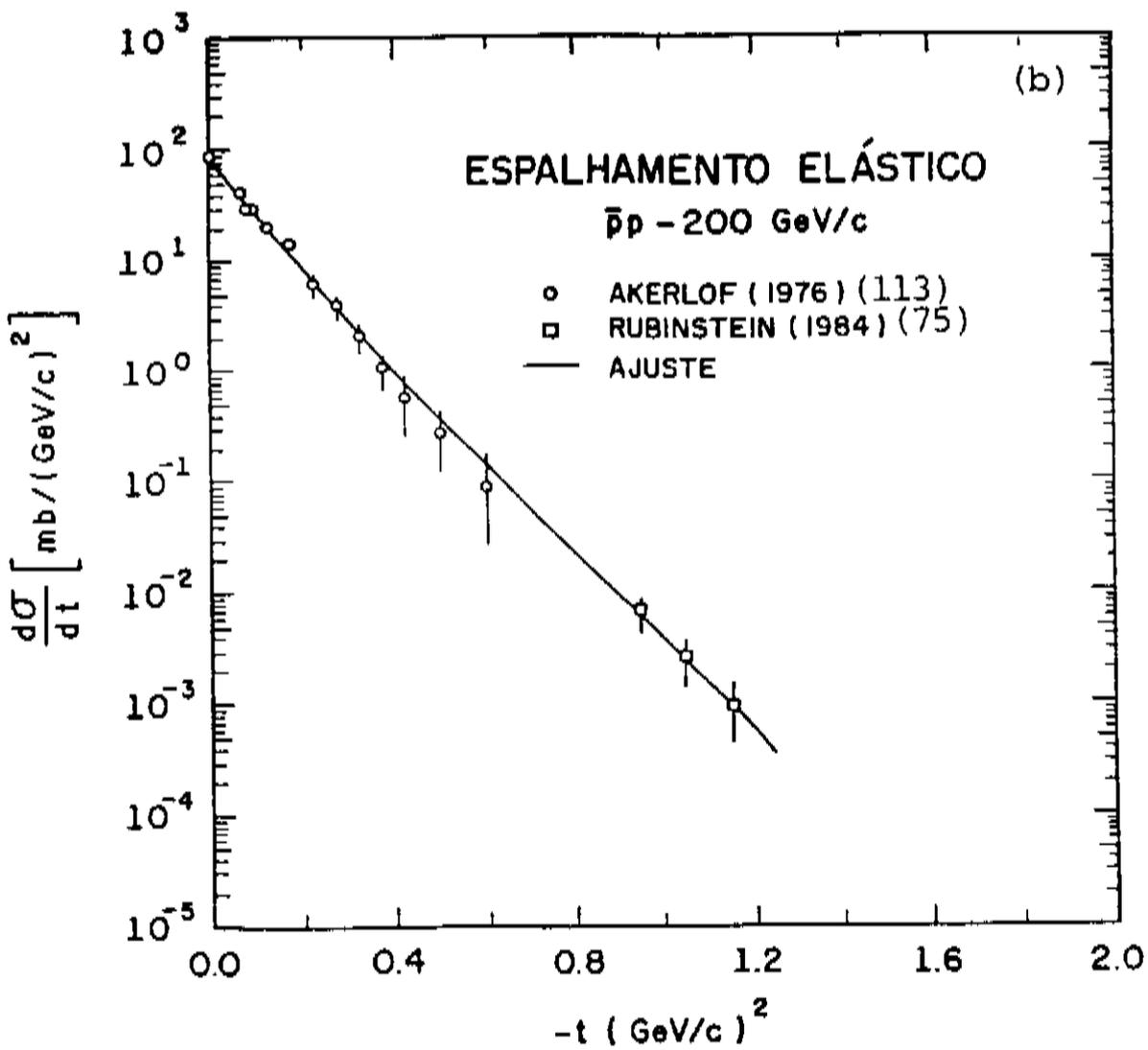
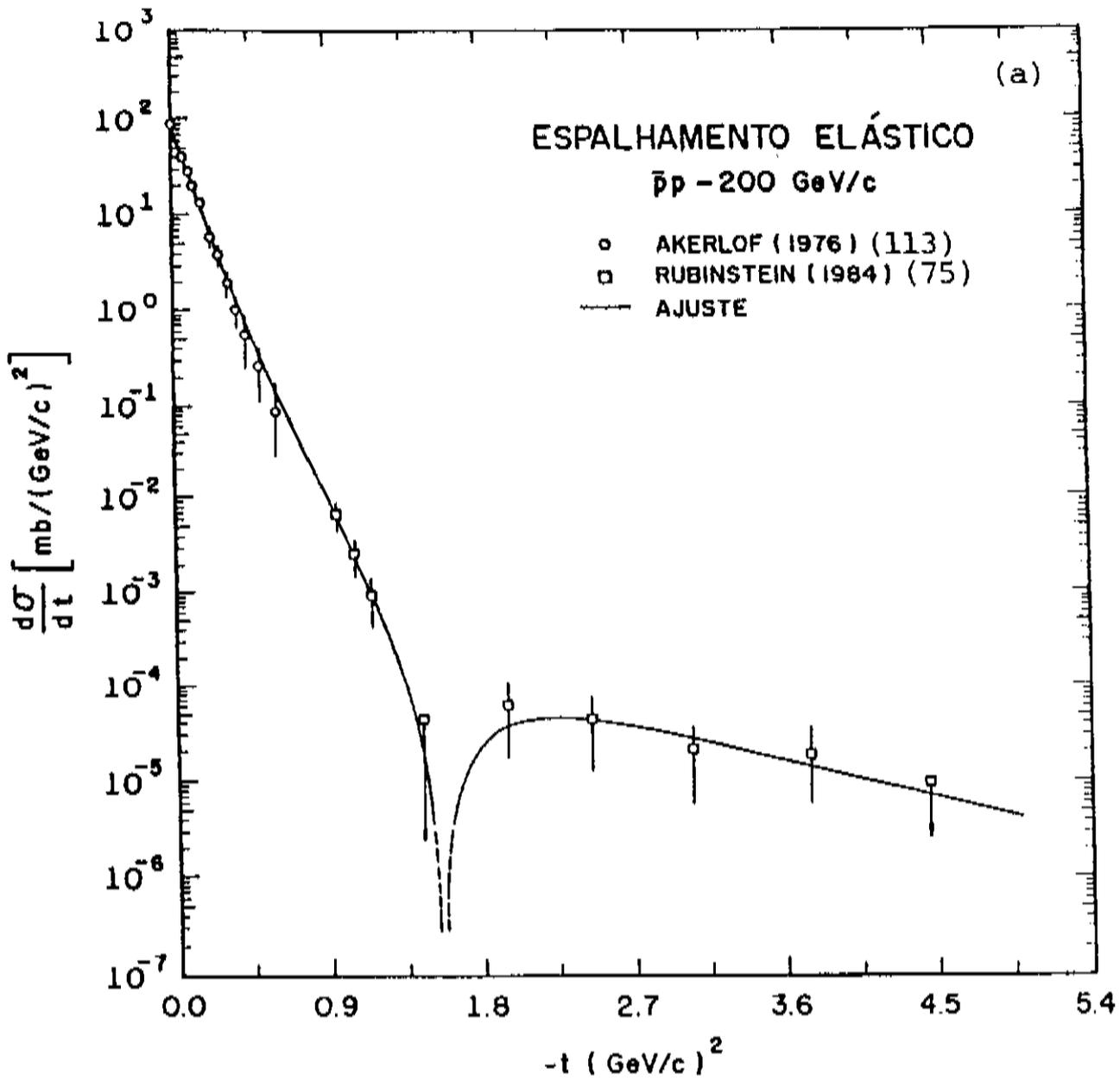


Fig. 5.12- Dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 200 GeV/c e curva de ajuste (método-I).

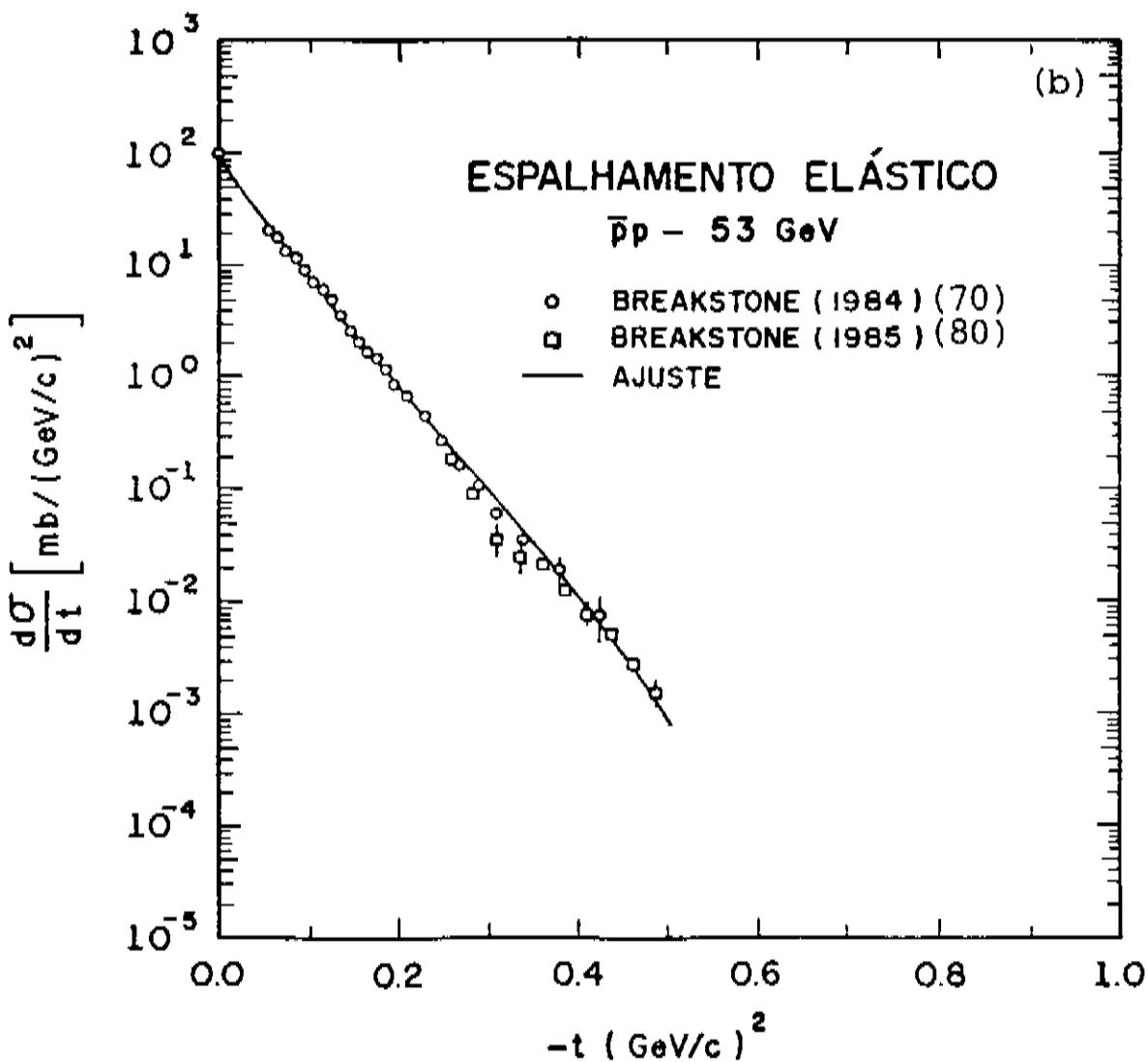
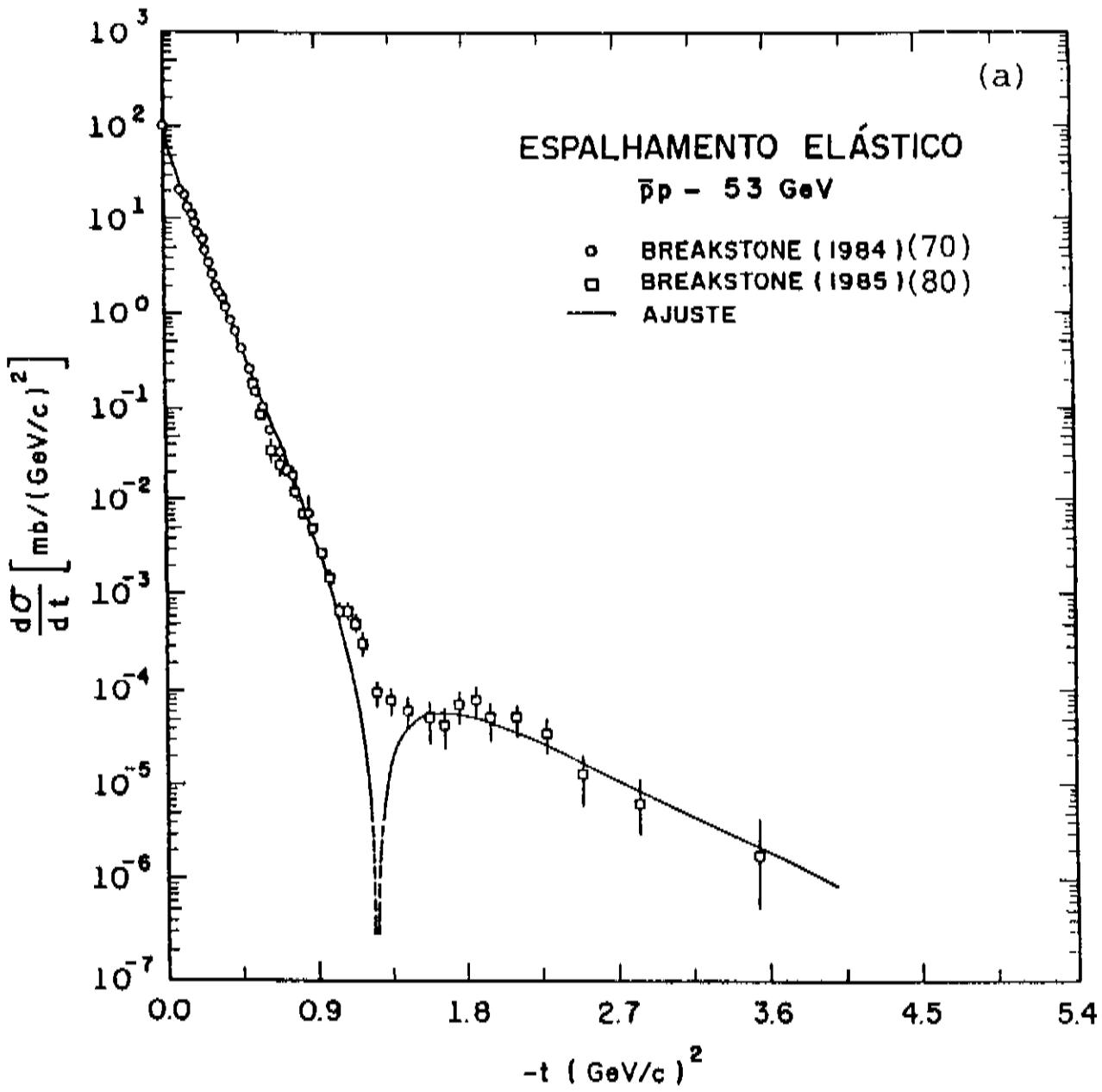


Fig. 5.13- Dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 53 GeV e curva de ajuste (método-I).

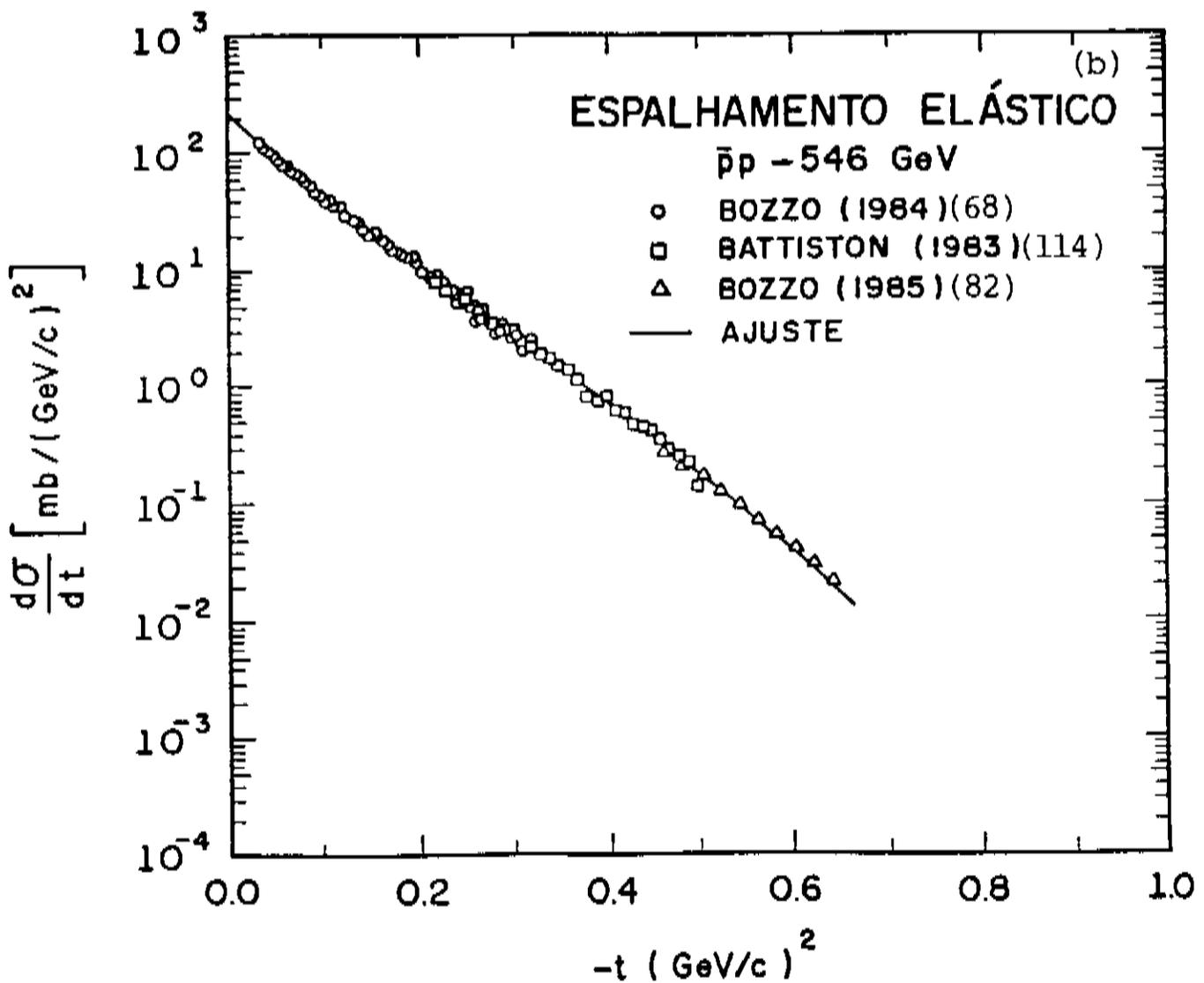
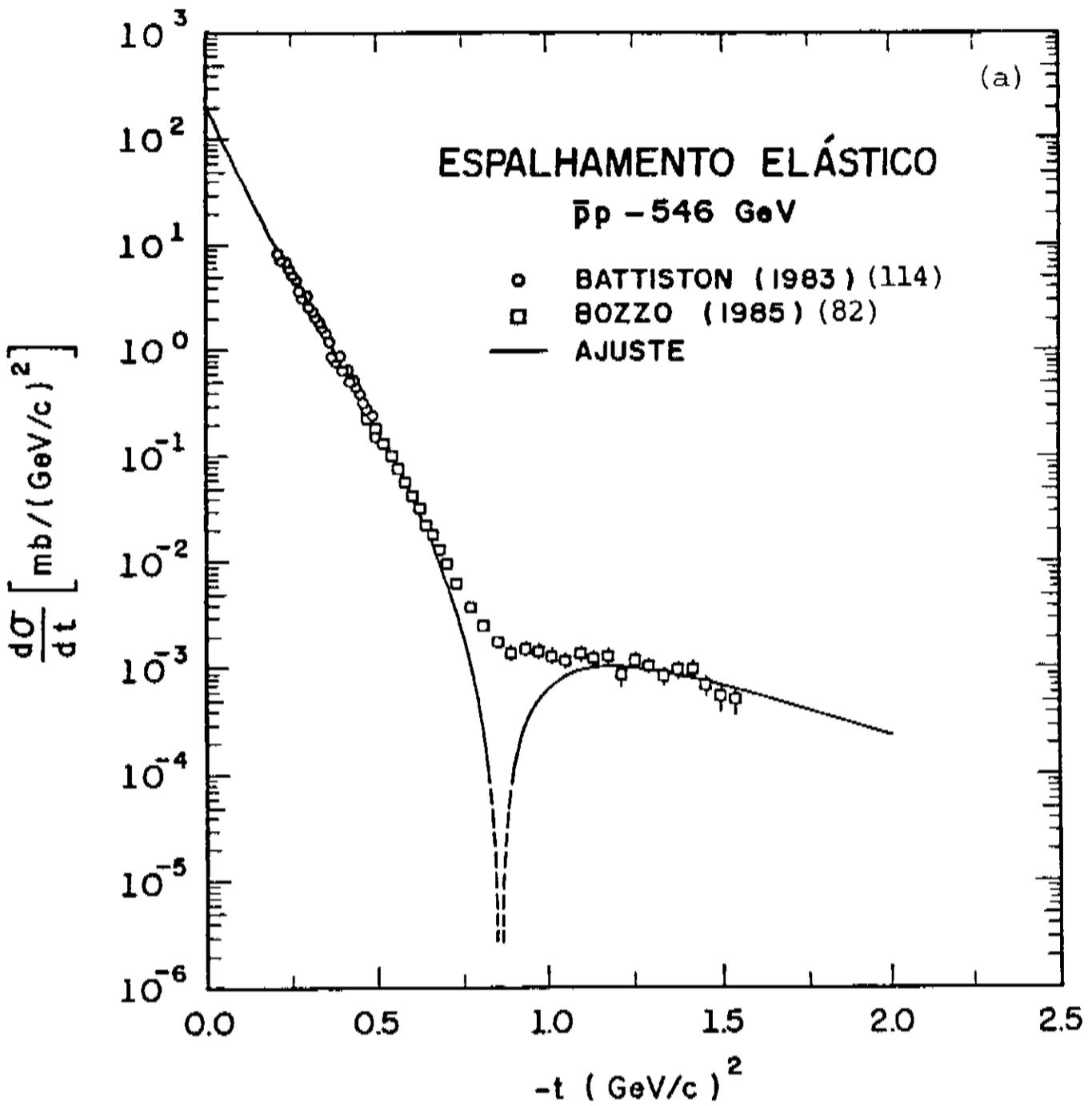


Fig. 5.14- Dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 546 GeV e curva de ajuste (método-I).

5.4. AJUSTE COM A FÓRMULA DE MARTIN

Como vimos na seção anterior os dados experimentais de $d\sigma/dt$ são bem descritos, exceto na região do "dip" por uma amplitude de espalhamento dada pela expressão (5.4).

Supondo que a parte real da amplitude de espalhamento contribua de forma efetiva para $d\sigma/dt$ somente na região do "dip" [10,11,14,91,116,117] propomos incluí-la em nosso ajuste através da fórmula de Martin (3.23) fazendo a seguinte hipótese para a variável τ e para a função $\phi(\tau)$

$$\tau \equiv t \quad (5.9)$$

e

$$\phi(\tau) = \phi(t) = \frac{a(s,t)}{a(s,0)} \quad , \quad (5.10)$$

onde $a(s,t)$ é dada pela expressão (5.4).

Com esta hipótese a fórmula de Martin (3.23) pode ser reescrita como

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sigma_T^2}{16\pi} \left\{ \phi^2(t) + \rho^2 \left[\frac{d}{dt} (t\phi(t)) \right]^2 \right\} . \quad (5.11)$$

Utilizando-se as expressões (3.2), (3.3), (5.4), (5.10), (5.11) e o teorema ótico podemos escrever separadamente as partes real e imaginária da amplitude de espalhamento elástico em termos dos parâmetros de ajuste α_i e β_i dados na tabela 5.3, ou seja

$$\text{Ref}(s,t) = \rho \sum_{i=1}^n \alpha_i (1 + \beta_i t) e^{\beta_i t} \quad (5.12)$$

e

$$\text{Imf}(s,t) = \sum_{i=1}^n \alpha_i e^{\beta_i t} \quad (5.13)$$

Assim, a expressão de ajuste para $d\sigma/dt$ incluindo a parte real da amplitude de espalhamento é dada por

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi \left\{ \left| \sum_{i=1}^n \alpha_i e^{\beta_i t} \right|^2 + \rho^2 \left| \sum_{i=1}^n \alpha_i (1 + \beta_i t) e^{\beta_i t} \right|^2 \right\} \quad (5.14)$$

As figuras 5.15 a 5.19 mostram as curvas de ajuste com a fórmula (5.14) em comparação com os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$. Os valores dos parâmetros de ajustes α_i e β_i são da tabela 5.3 e os de ρ são da tabela 5.2. As figuras com subíndice a usam valores normais de ρ da tabela 5.2 e as figuras com subíndice b usam os valores máximos de ρ para cada energia, ou seja, o valor normal de ρ mais a incerteza (tabela 5.2).

De modo geral, as curvas das figuras 5.15 a 5.19 descrevem muito bem os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em todo intervalo de t , inclusive na região do "dip". Como havíamos previsto a contribuição da parte real da amplitude de espalhamento, foi principalmente no sentido de preencher o vazio deixado próximo ao "dip", no ajuste com a amplitude puramente imaginária.

Os dois únicos problemas, sem maiores conseqüências, com os ajustes através da fórmula de Martin ocorrem nas energias de 53 GeV e 546 GeV.

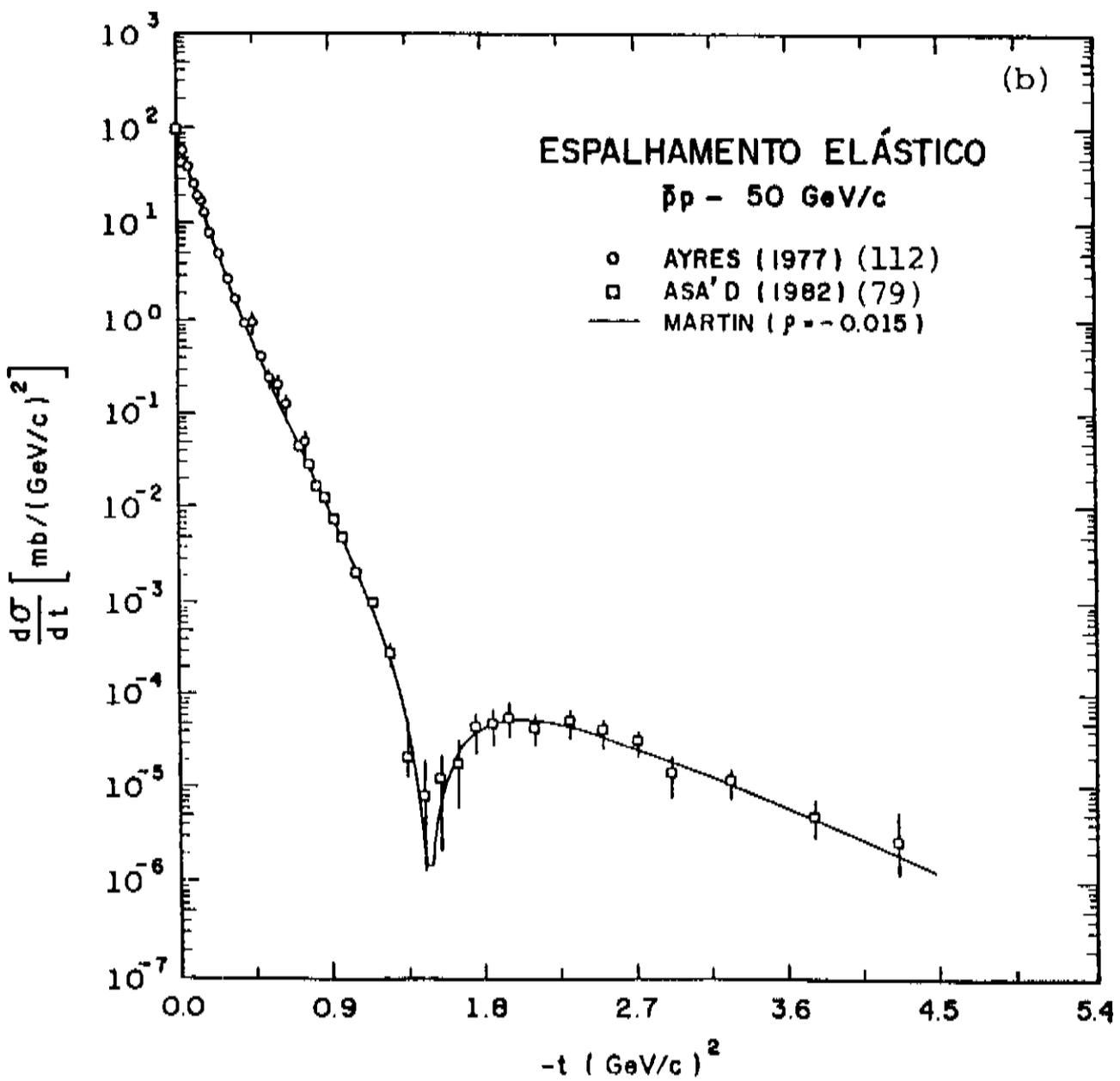
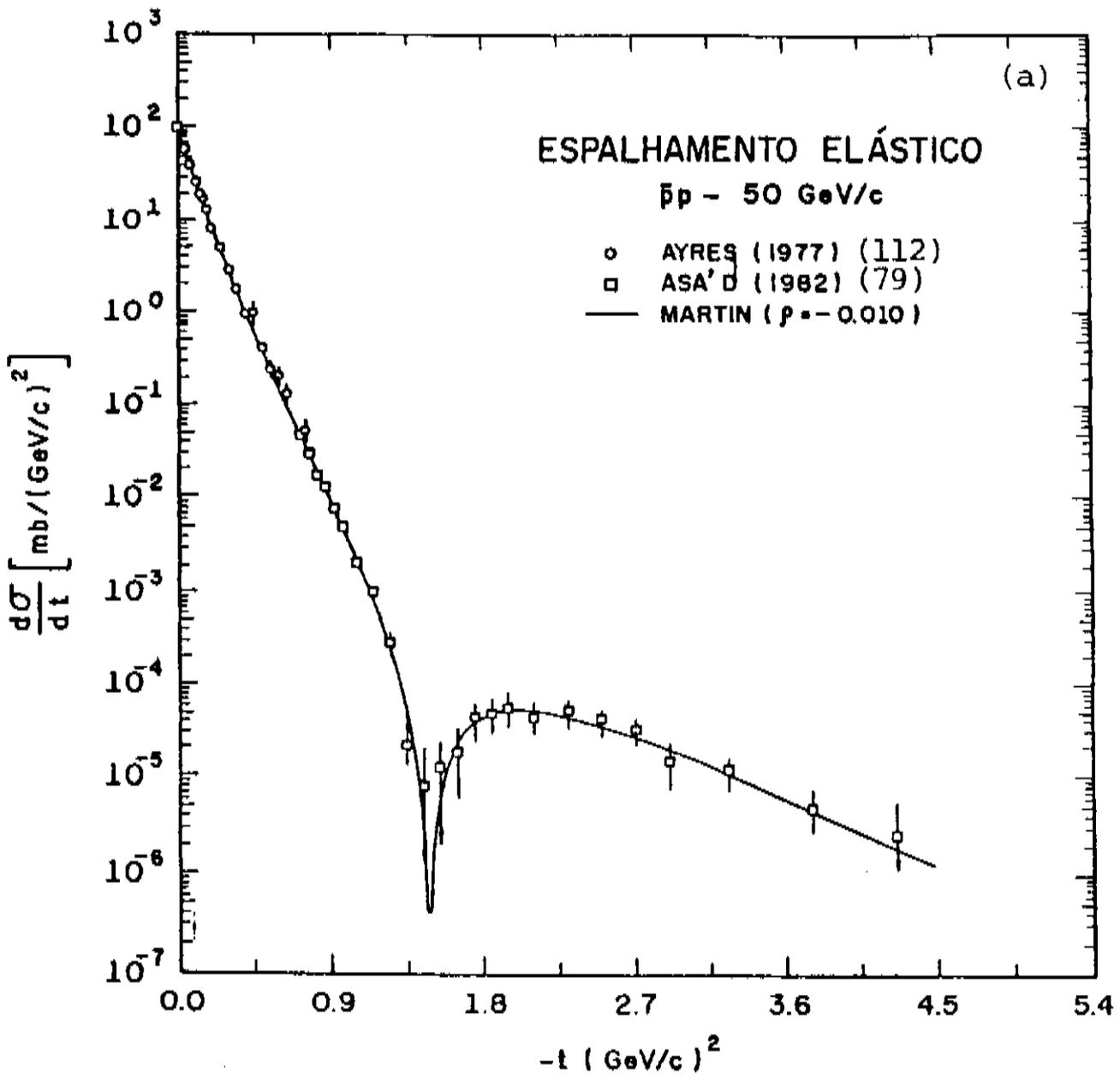


Fig. 5.15- Ajuste através da fórmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 50 GeV/c.

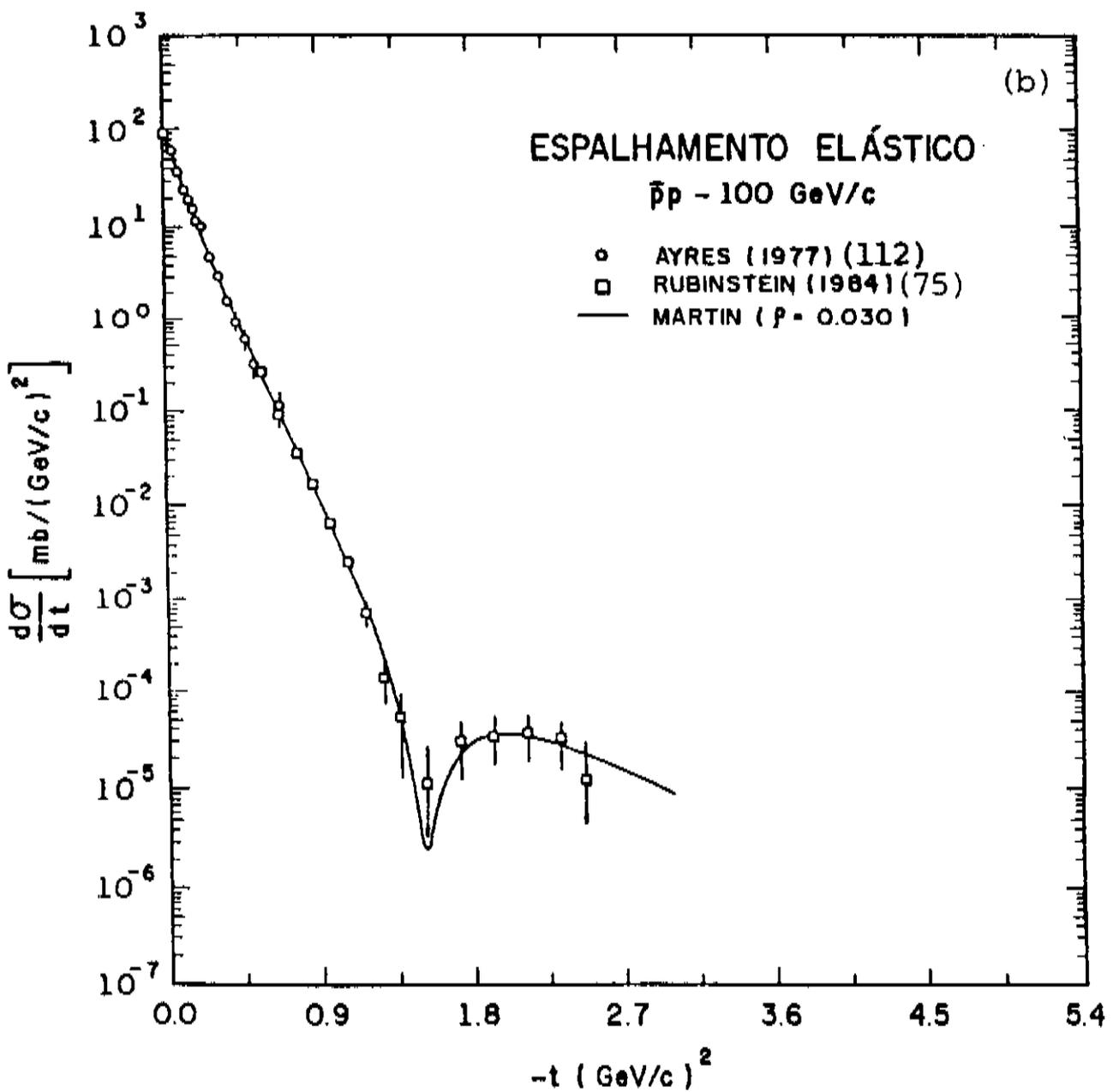
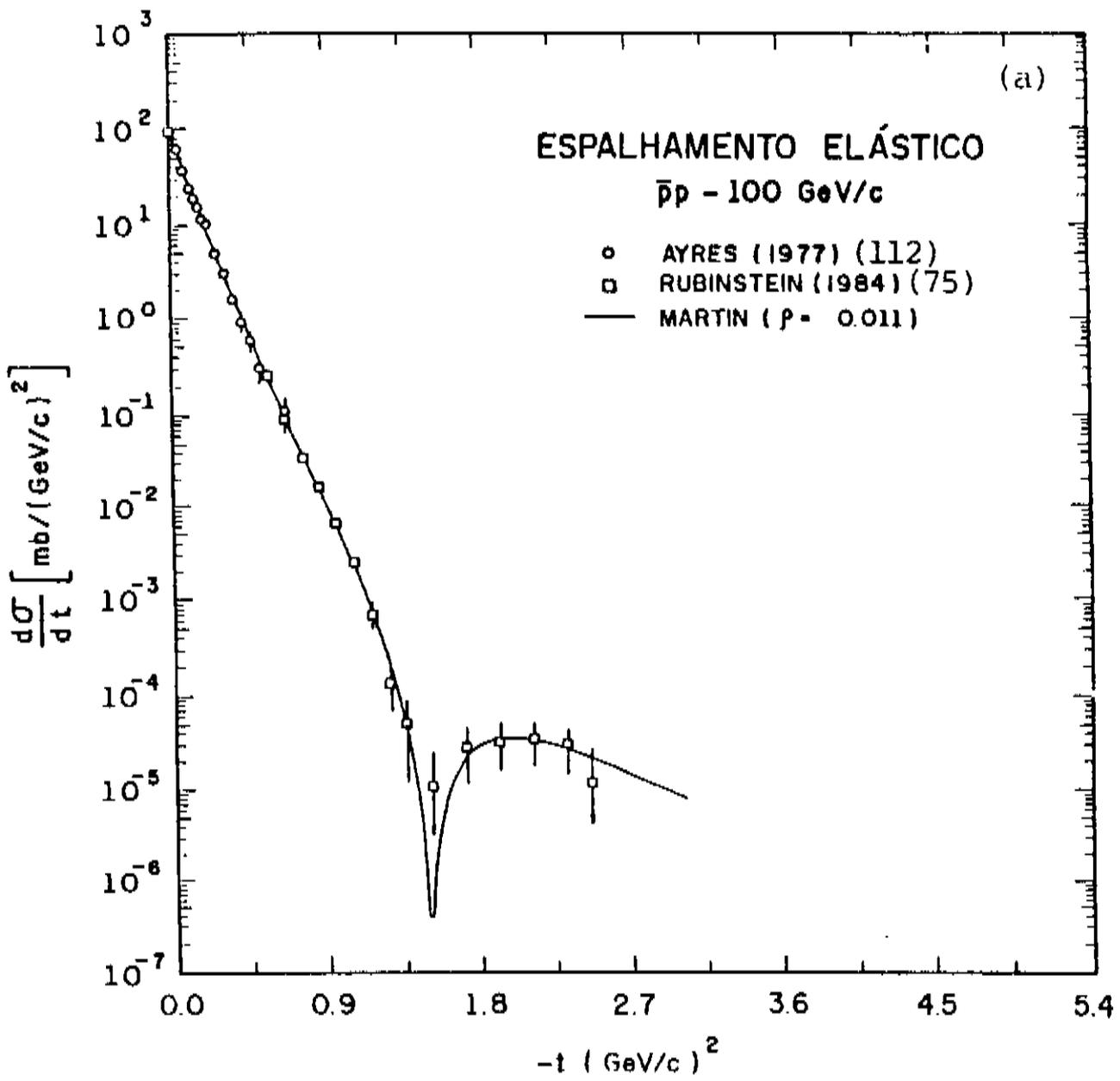


Fig. 5.16- Ajuste através da fórmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 100 GeV/c.

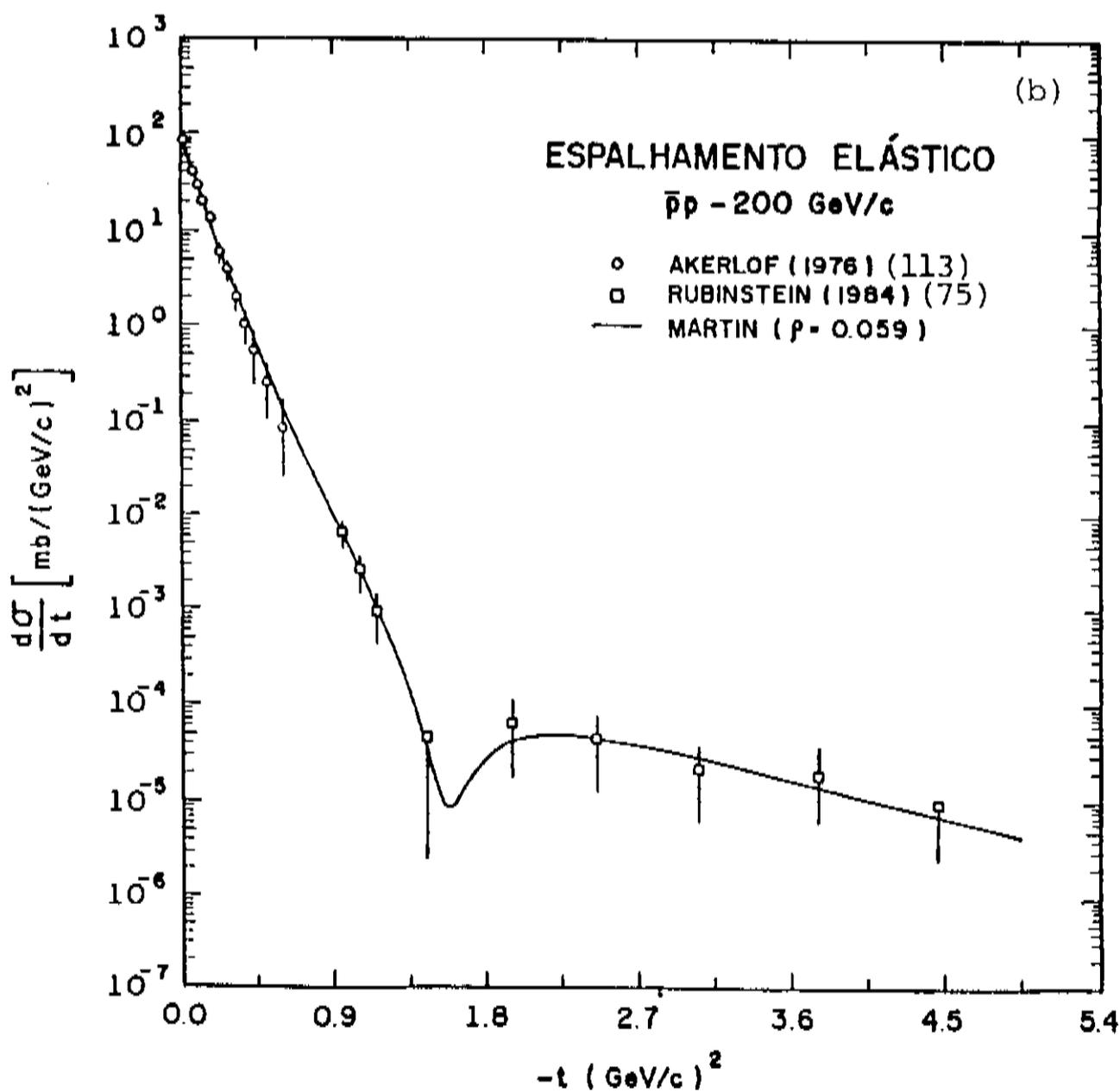
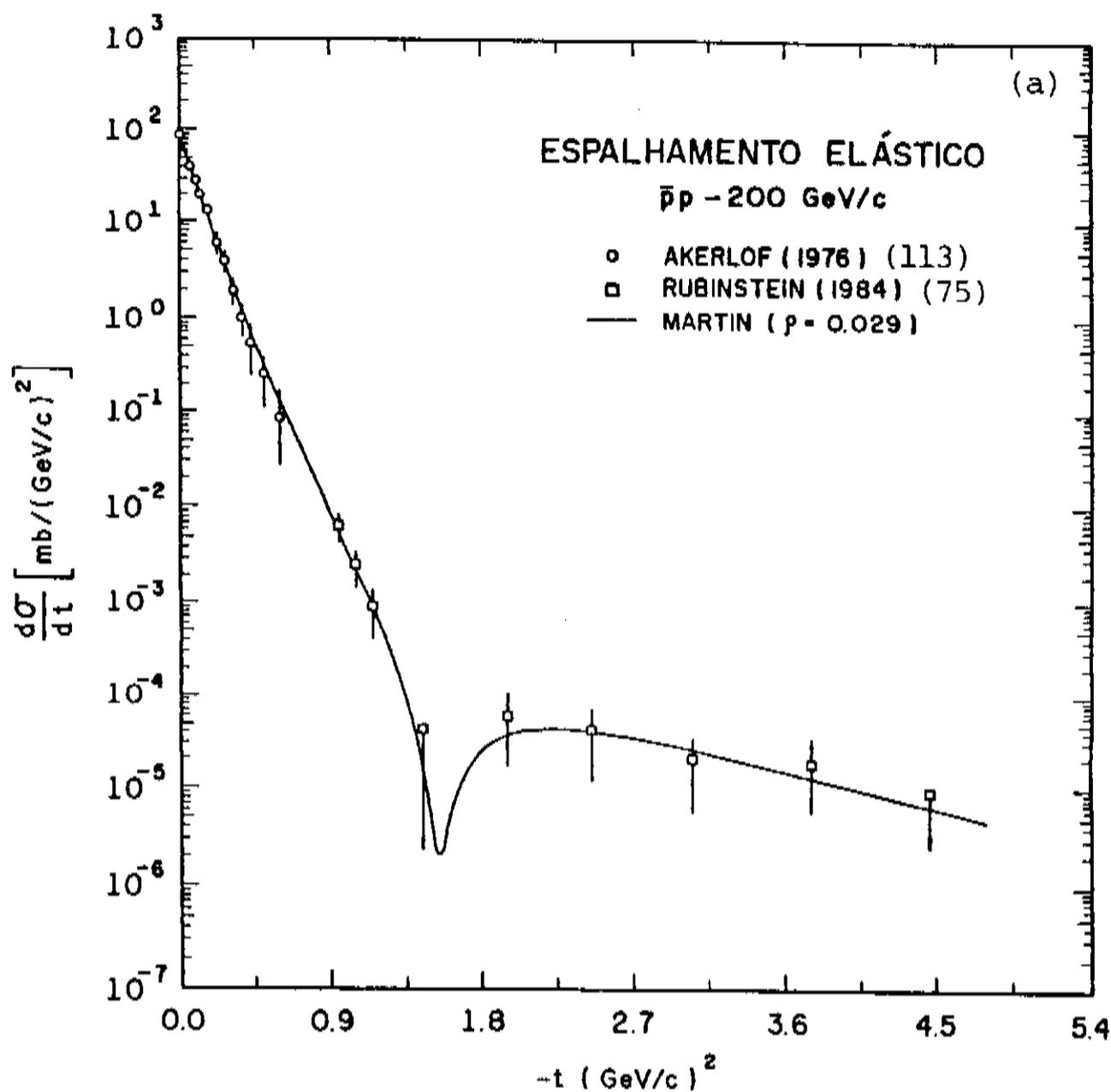


Fig. 5.17- Ajuste através da fórmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 200 GeV/c.

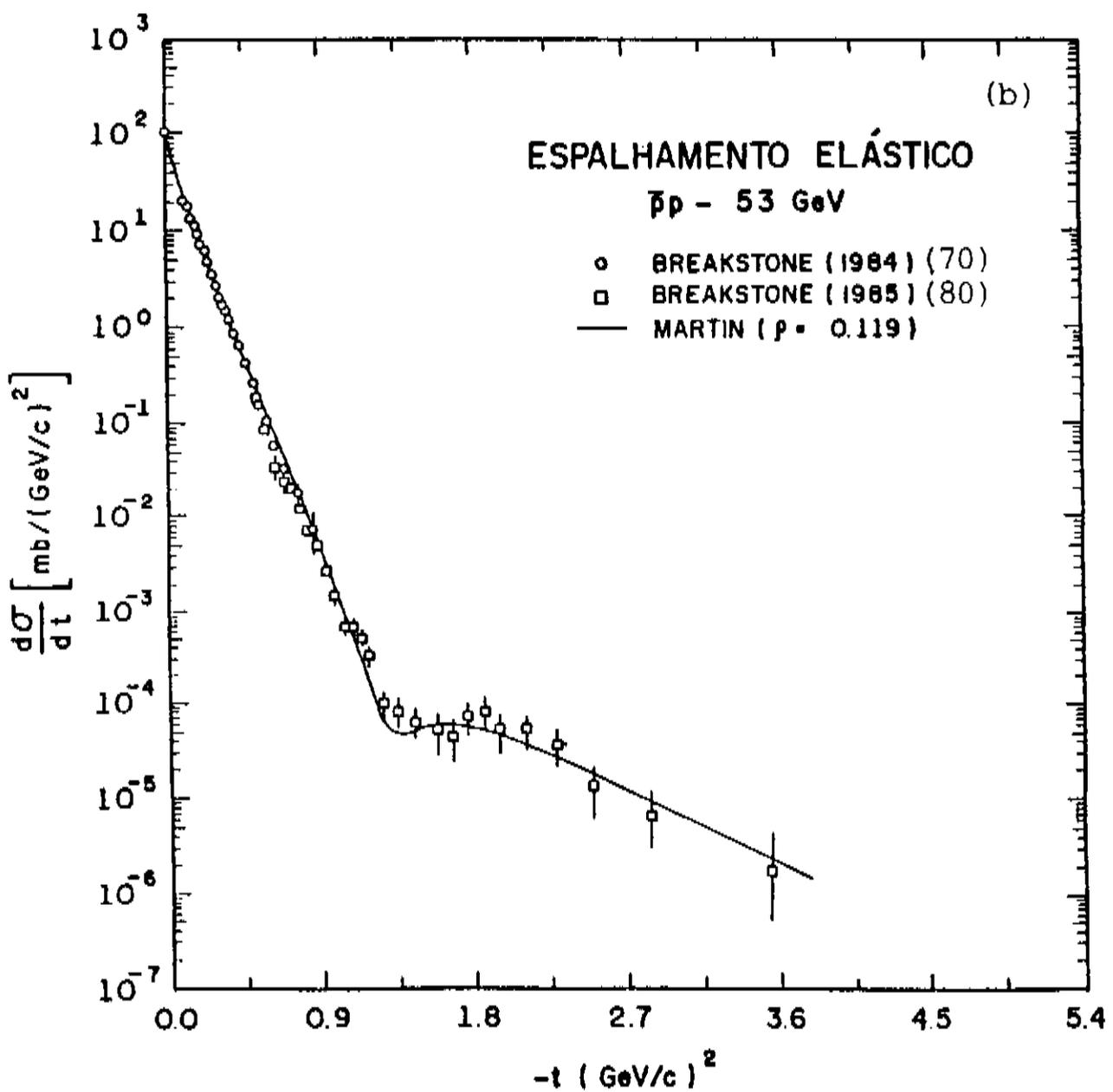
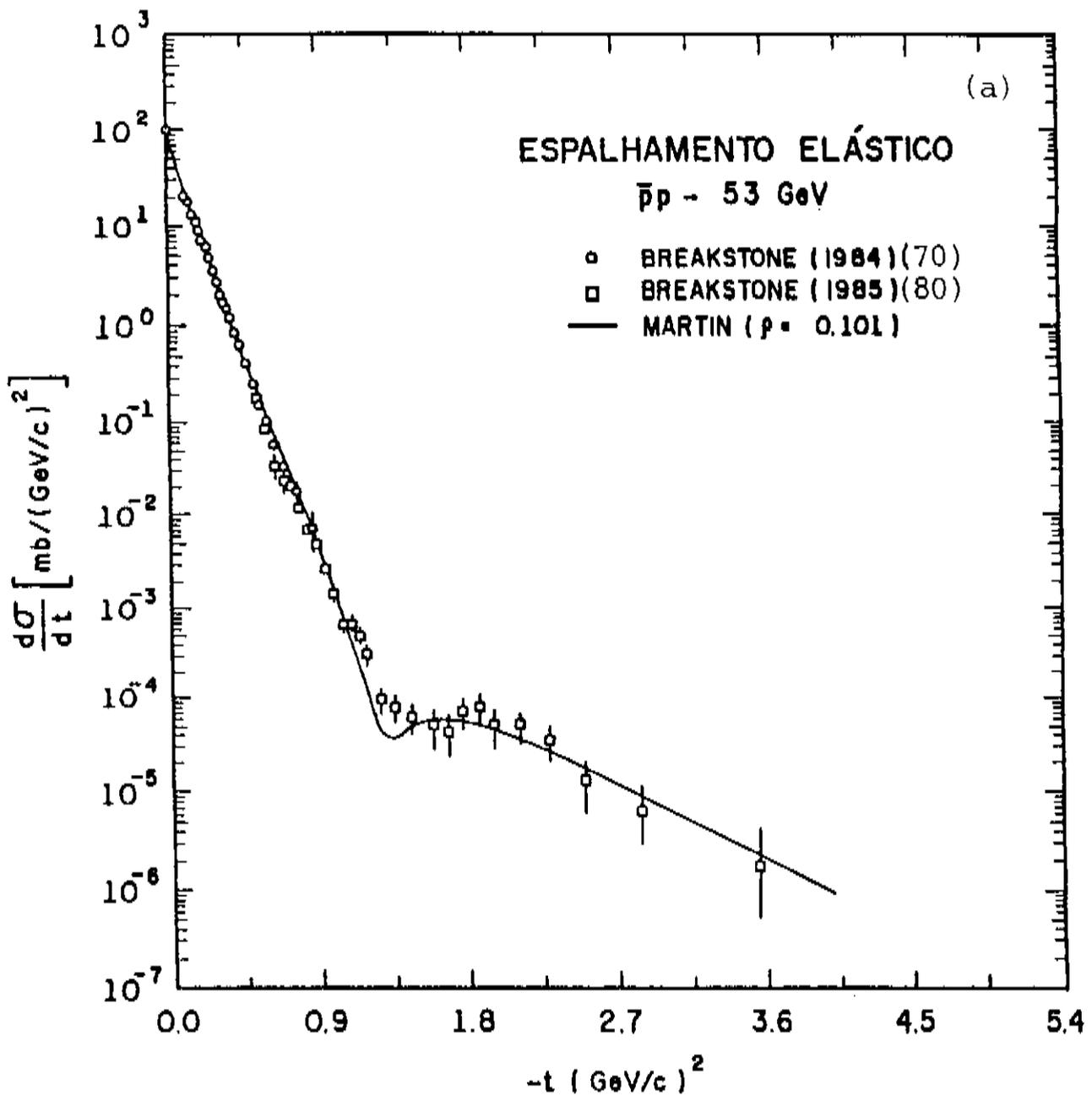


Fig. 5.18- Ajuste através da fórmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 53 GeV.

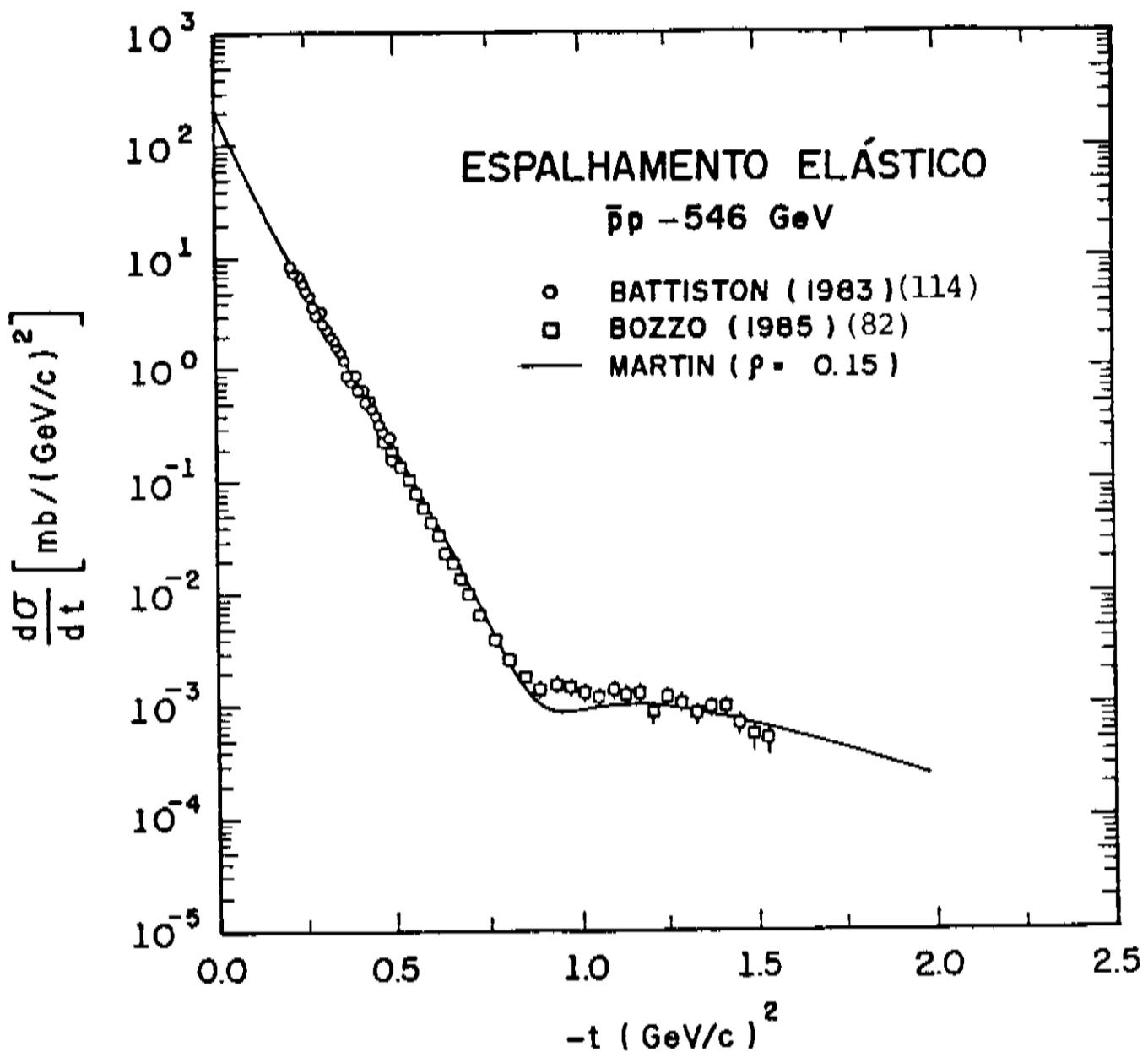


Fig. 5.19- Ajuste através da fórmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 546 GeV.

No caso de 53 GeV, a distribuição irregular dos dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em torno de $-t \sim 0.5 (\text{GeV}/c)^2$ e a formação de um "dip" raso sem posição e profundidade bem definidos, provocaram um deslocamento para a esquerda da curva de ajuste feitos com a expressão (5.5), como mostra a figura 5.18. Este efeito se manteve no ajuste com a fórmula de Martin (5.14) gerando um "dip" ligeiramente deslocado para a esquerda em relação aos dados experimentais.

Na energia de 546 GeV a reação $\bar{p}p$, como vimos, não apresenta "dip" mas apenas um "shoulder". A figura 5.19 mostra que

a curva de Martin não preenche totalmente o "shoulder" em $-t \sim 0.9(\text{GeV}/c)^2$. A utilização de um valor de ρ ligeiramente acima de 0.15 poderia resolver este problema, no entanto, provocaria outro mais grave que seria um afastamento acentuado da curva de ajuste em relação aos dados experimentais em torno de $-t = 0.6$ e $1.5 (\text{GeV}/c)^2$. Este problema com a energia de 546 GeV ocorre porque a contribuição da parte real da amplitude de espalhamento não é efetiva apenas em $-t = 0.9 (\text{GeV}/c)^2$ mas também em regiões de t acima e abaixo deste valor.

Uma análise mais clara da influência de $\text{Re}f(s,t)$ em $d\sigma/dt$ pode ser feita comparando-se os resultados das expressões (5.12) e (5.13) para $\text{Re}f(s,t)$ e $\text{Im}f(s,t)$ respectivamente. As figuras 5.20 a 5.24 apresentam os cálculos de $|\text{Re}f(s,t)|$ e $|\text{Im}f(s,t)|$ para a reação $\bar{p}p$ e energias estudadas. Os valores de ρ utilizados são aqueles da tabela 5.2 sem as incertezas.

As figuras 5.20 a 5.24 mostram de forma clara, que para as energias mais baixas de 50, 100 e 200 GeV/c a influência de $\text{Re}f(s,t)$ ocorre principalmente na região do "dip". Fora desta região $\text{Re}f(s,t) \ll \text{Im}f(s,t)$. Observamos que nestas energias os valores de ρ são muito pequenos.

Com relação as energias de 53 GeV e 546 GeV, a contribuição de $\text{Re}f(s,t)$ para $d\sigma/dt$ não é desprezível fora da região do "dip", principalmente para 546 GeV acima de $-t \sim 3 (\text{GeV}/c)^2$. As figuras 5.23 e 5.24 ilustram estes fatos. No caso da energia de 546 GeV esta maior influência de $\text{Re}f(s,t)$ sobre $d\sigma/dt$, explica o fato da curva de ajuste pela fórmula de Martin (Fig. 5.19) passar um pouco acima dos dados na região em torno de $-t = 0.6 (\text{GeV}/c)^2$.

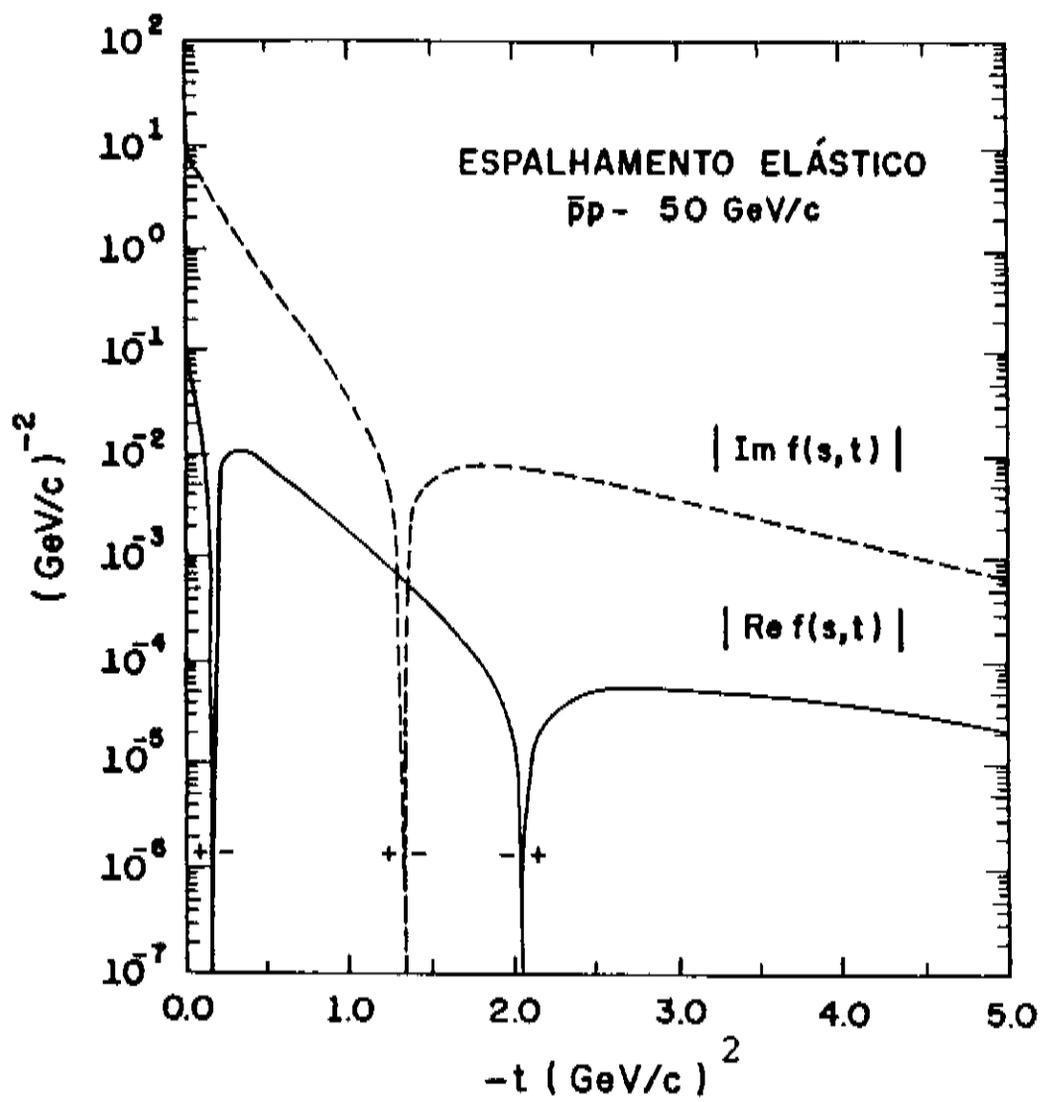


Fig. 5.20- $| \text{Im } f(s,t) |$ e $| \text{Re } f(s,t) |$ em função de t para $\bar{p}p$ a 50 GeV/c .

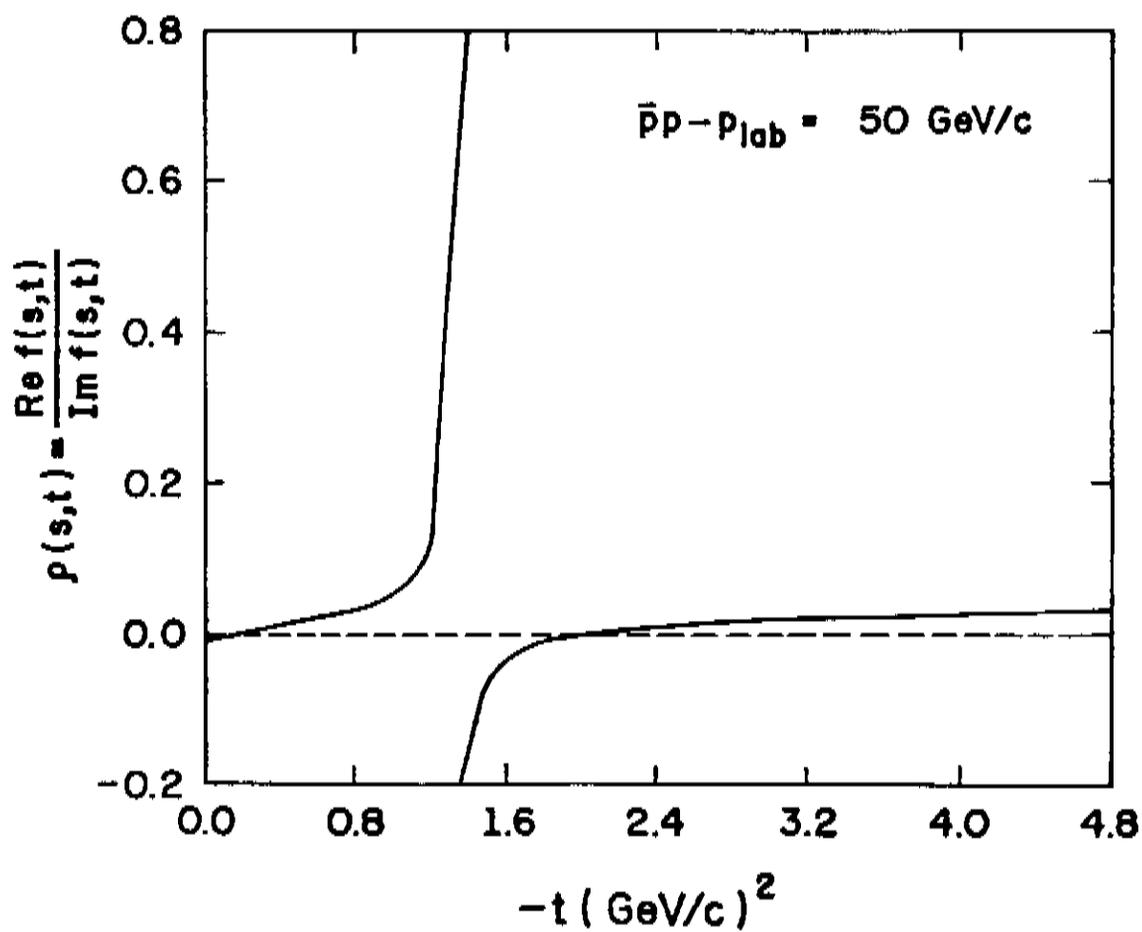


Fig. 5.25- $\rho(s,t) = \text{Re } f(s,t) / \text{Im } f(s,t)$ em função de t para $\bar{p}p$ a 50 GeV/c .

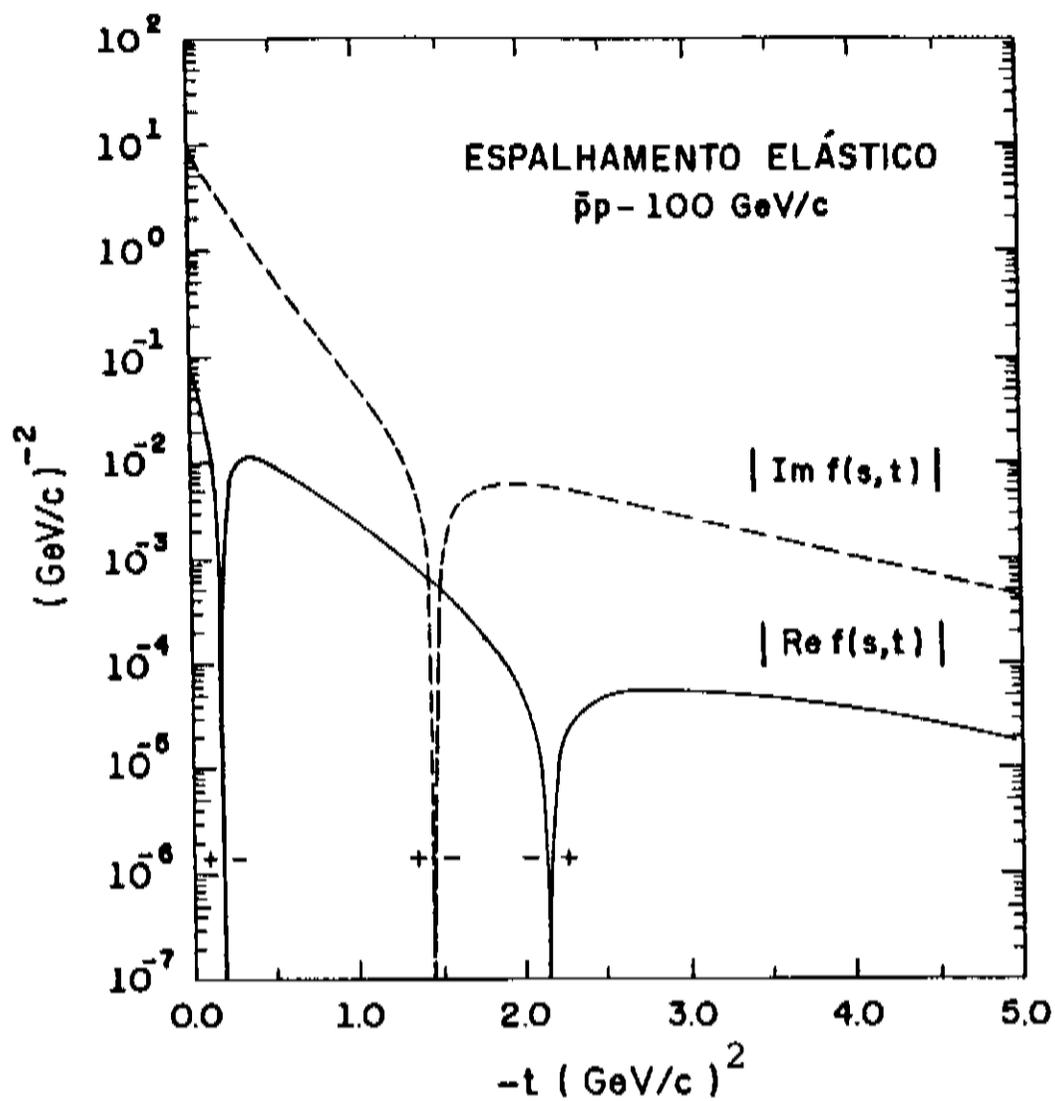


Fig. 5.21- $| \text{Im } f(s,t) |$ e $| \text{Re } f(s,t) |$ em função de t para $\bar{p}p$ a 100 GeV/c .

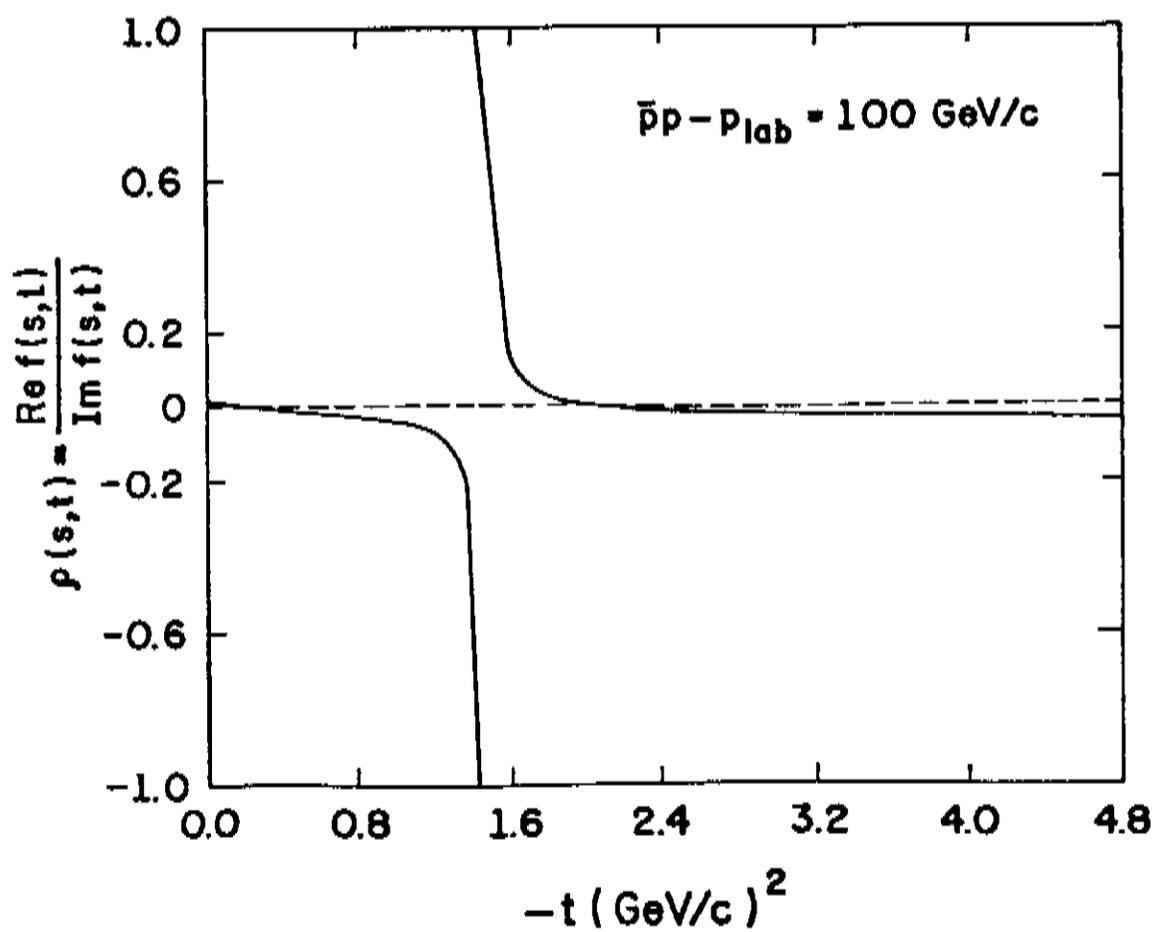


Fig. 5.26- $\rho(s,t) = \text{Re } f(s,t) / \text{Im } f(s,t)$ em função de t para $\bar{p}p$ a 100 GeV/c .

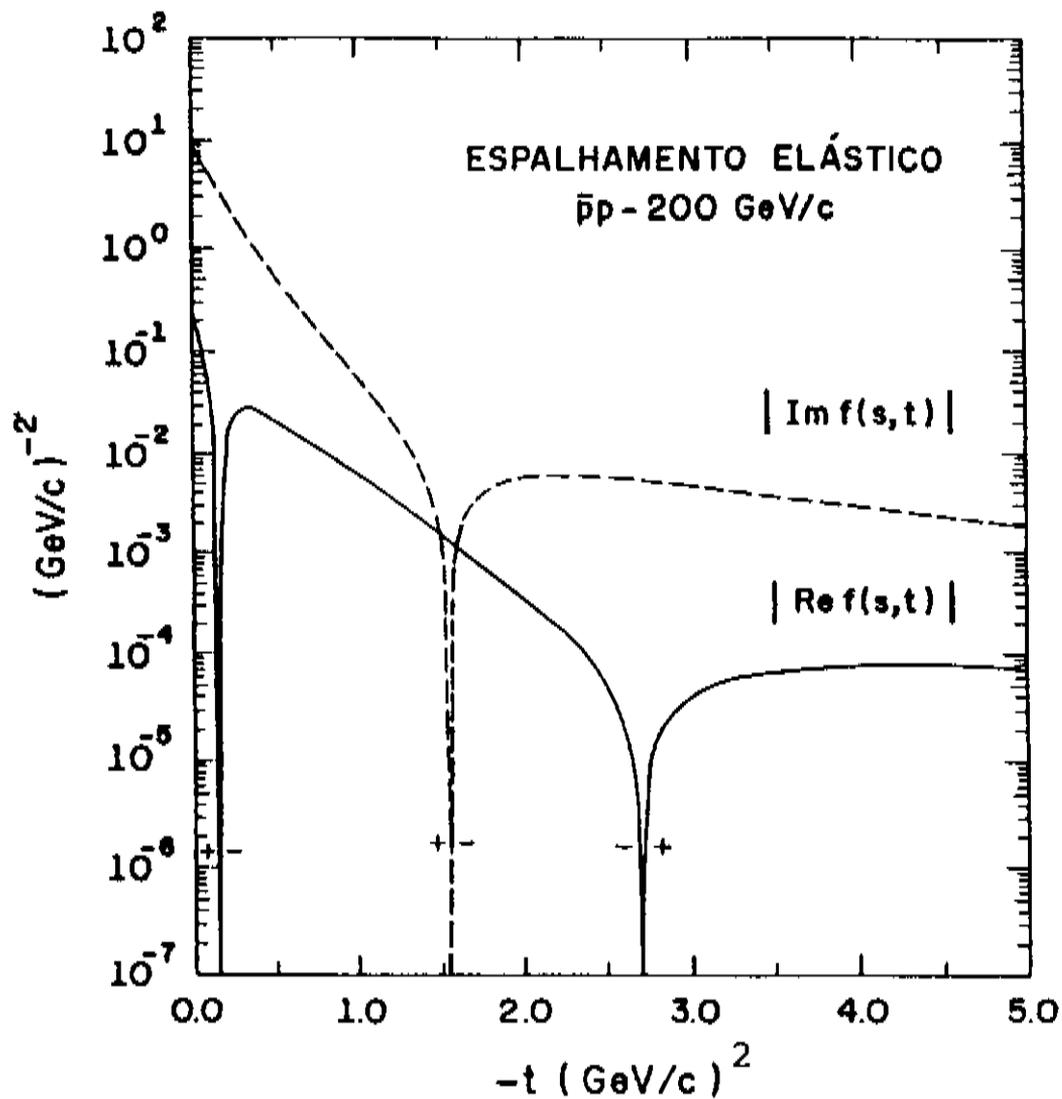


Fig. 5.22- $| \text{Im} f(s,t) |$ e $| \text{Re} f(s,t) |$ em função de t para $\bar{p}p$ a 200 GeV/c .

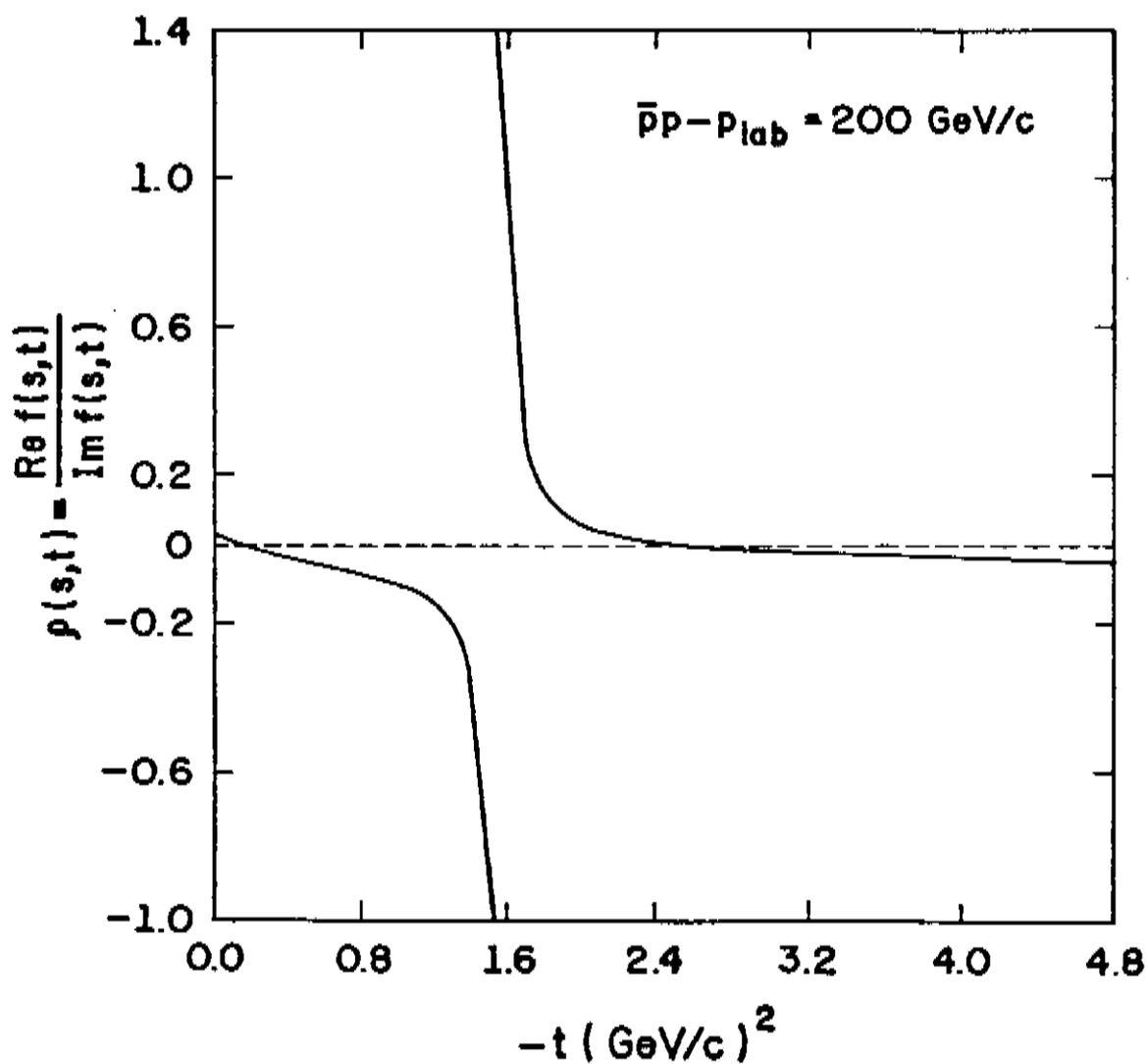


Fig. 5.27- $\rho(s,t) = \text{Re} f(s,t) / \text{Im} f(s,t)$ em função de t para $\bar{p}p$ a 200 GeV/c .

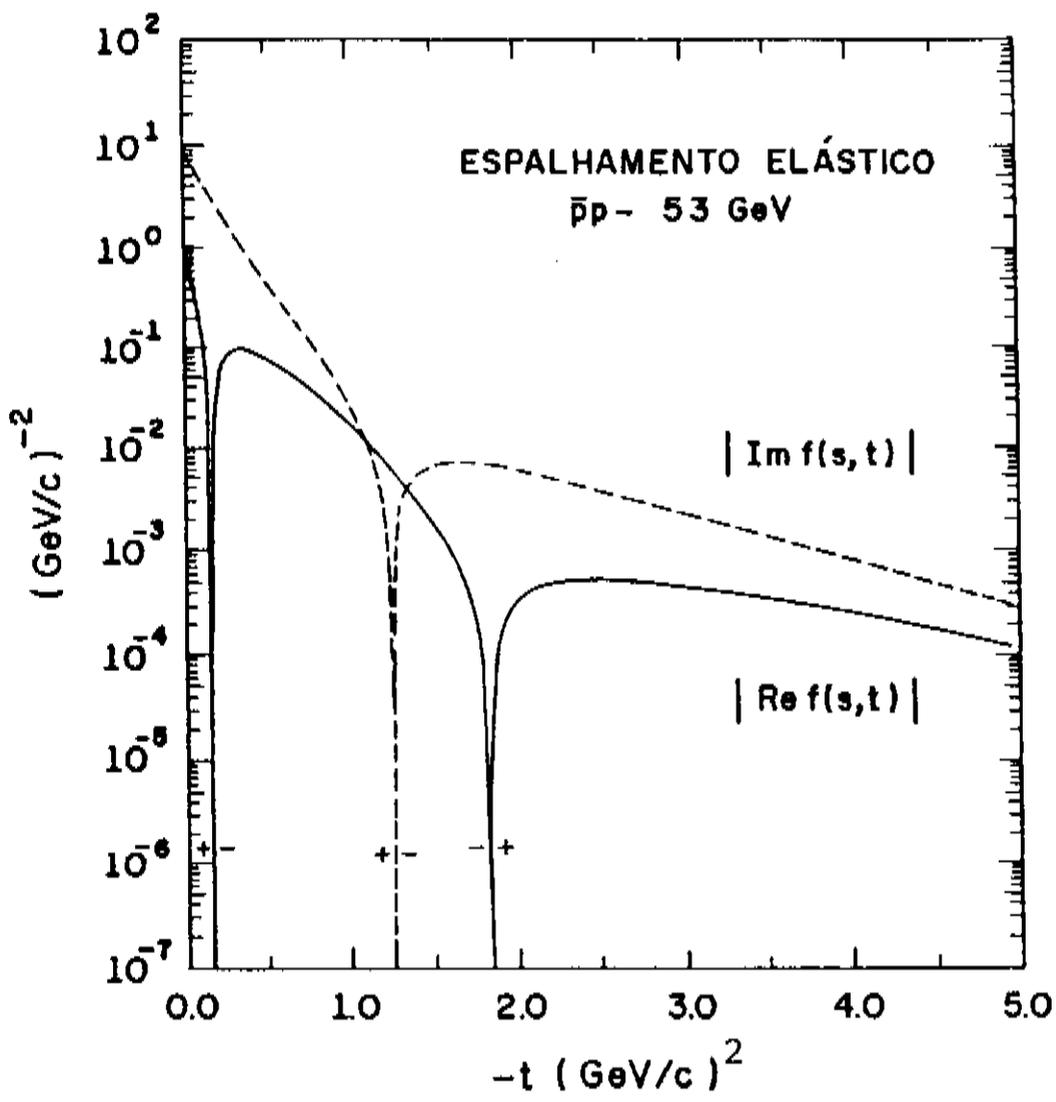


Fig. 5.23- $| \text{Im} f(s,t) |$ e $| \text{Re} f(s,t) |$ em função de t para $\bar{p}p$ a 53 GeV.

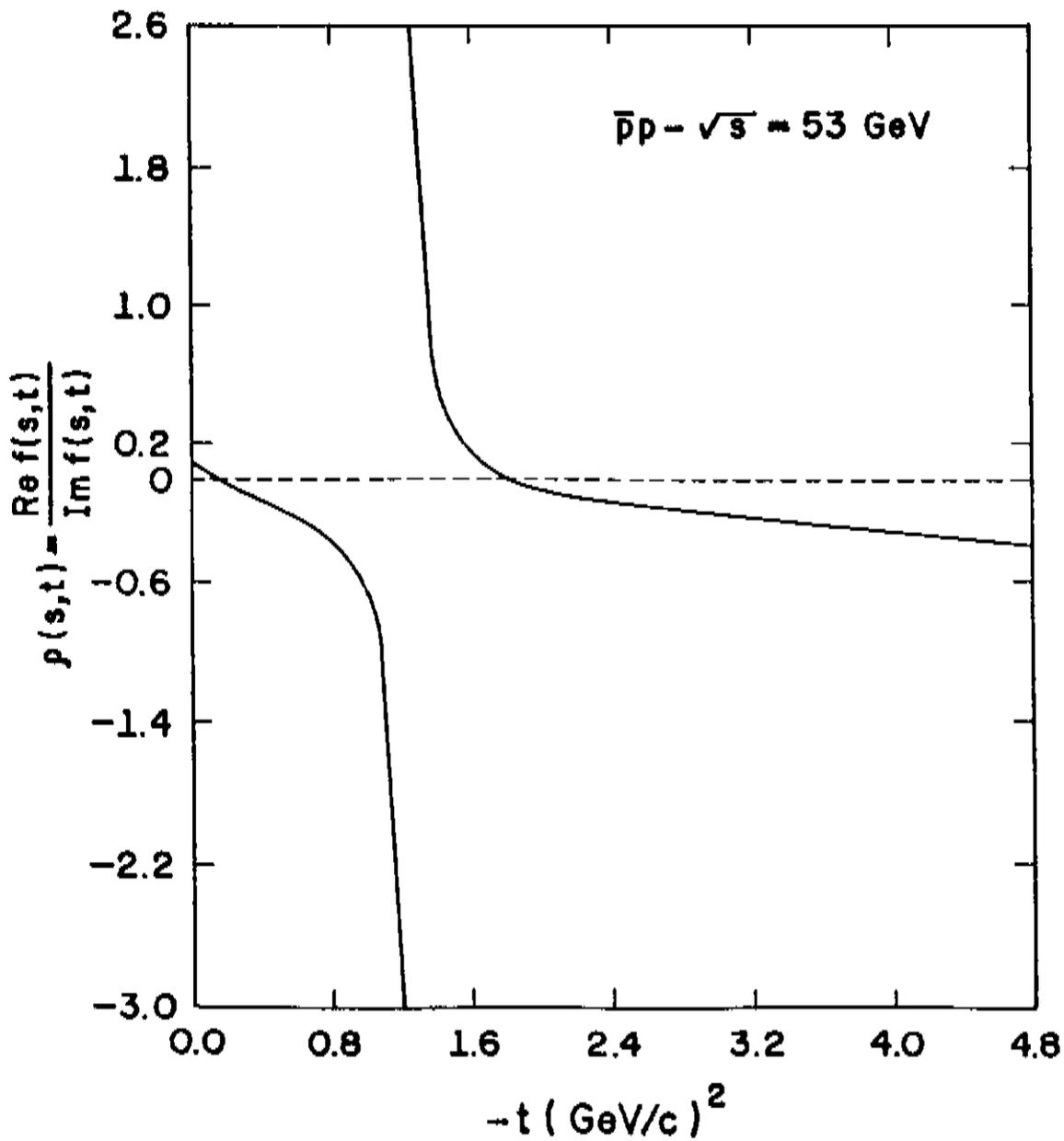


Fig. 5.28- $\rho(s,t) = \text{Re} f(s,t) / \text{Im} f(s,t)$ em função de t para $\bar{p}p$ a 53 GeV.

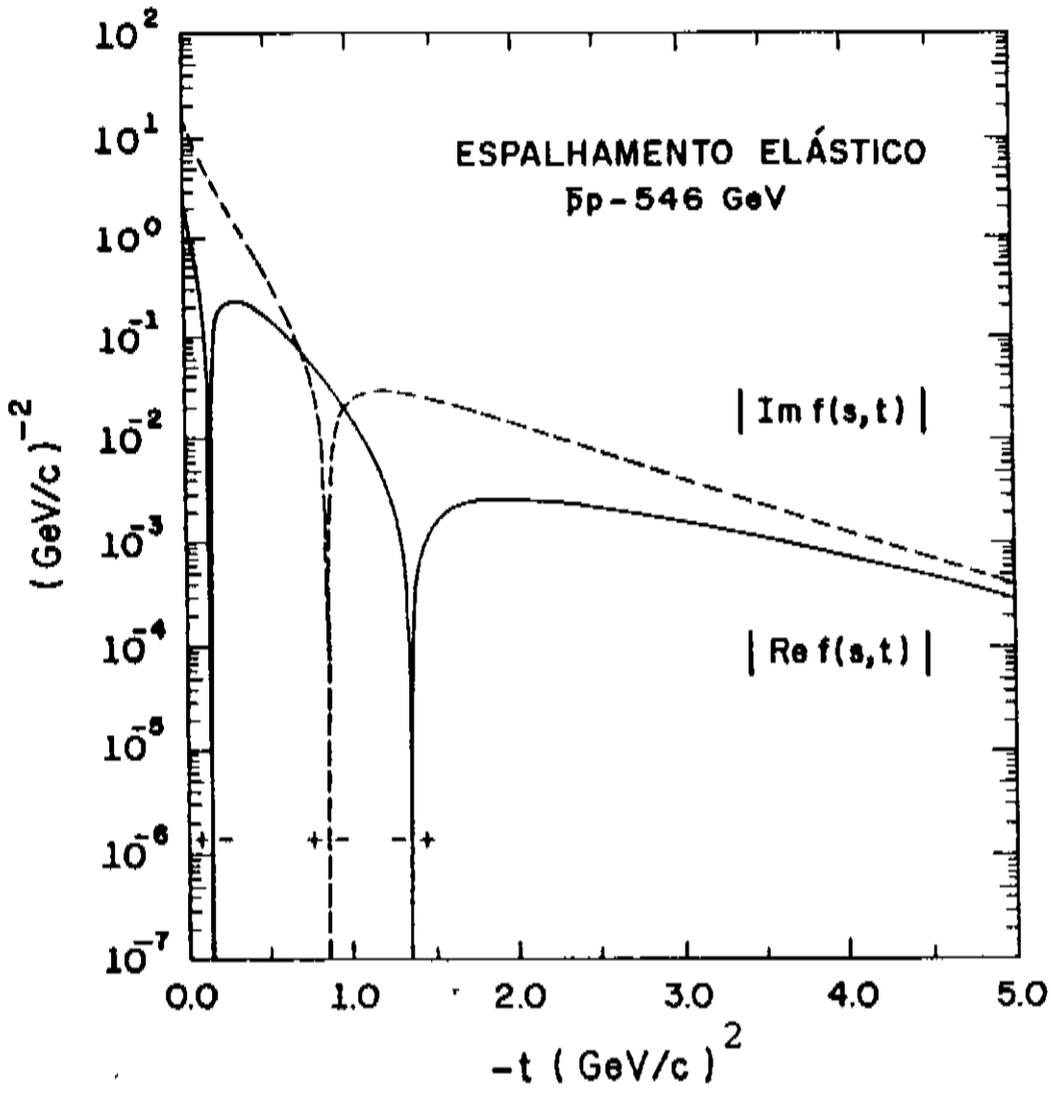


Fig. 5.24- $| \text{Im} f(s,t) |$ e $| \text{Re} f(s,t) |$ em função de t para $\bar{p}p$ a 546 GeV.

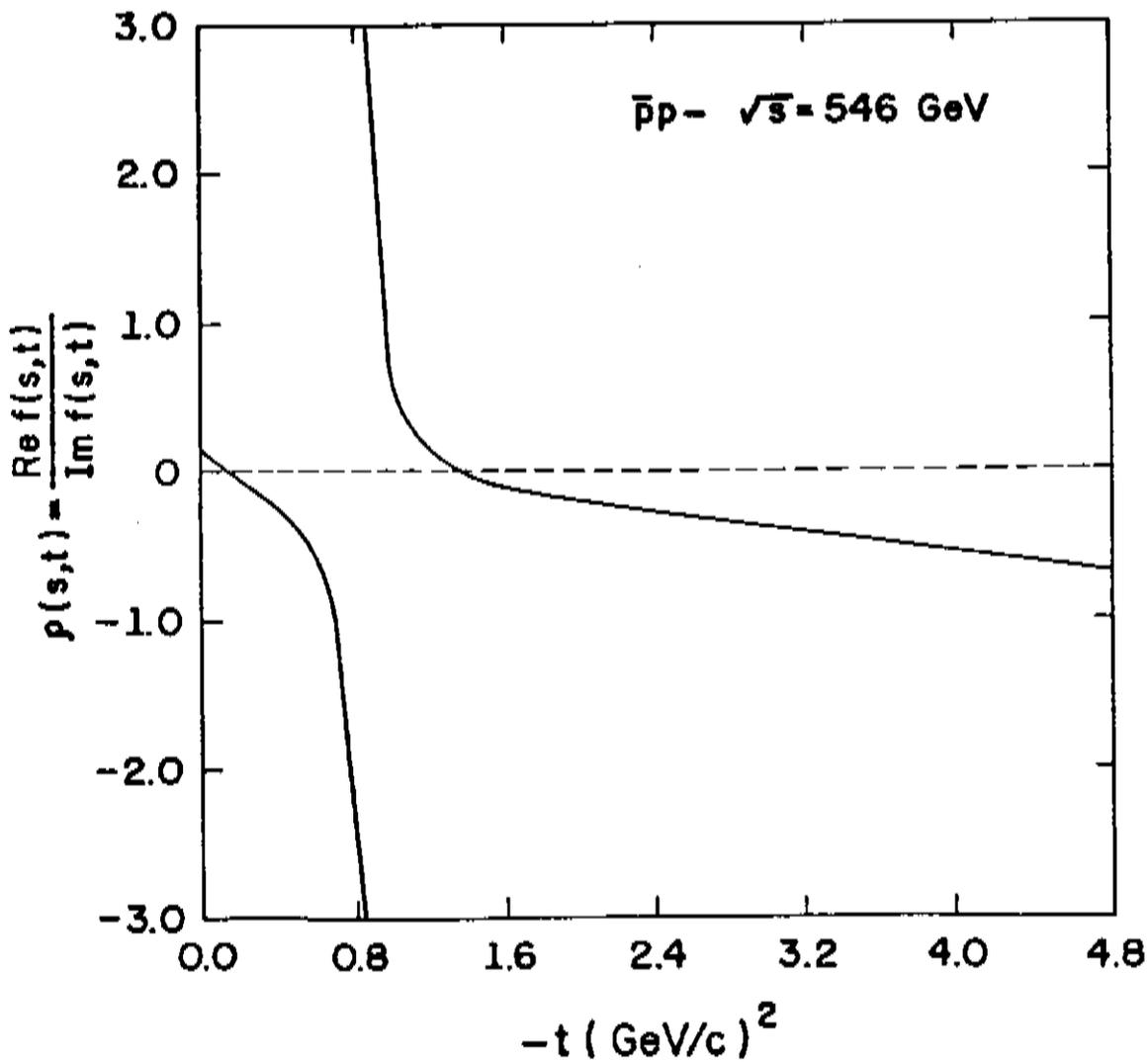


Fig. 5.29- $\rho(s,t) = \text{Re} f(s,t) / \text{Im} f(s,t)$ em função de t para $\bar{p}p$ a 546 GeV.

Um outro resultado importante que se observa nas figuras 5.20 a 5.24 é a diferença de inclinação das curvas de $|Ref(s,t)|$ e $|Imf(s,t)|$ em $t = 0$ e regiões de t bem próximas. Este assunto foi levantado no capítulo 2 ítem 5 e a nosso ver pode ser um dos principais problemas do processo de medida experimental de ρ , no qual assume inclinações iguais para as duas partes da amplitude de espalhamento.

As equações (5.12) e (5.13) permitem também, analisar comportamento de ρ para $t \neq 0$. As figuras 5.25 a 5.29 mostram os cálculos da razão $\rho(s,t) = Ref(s,t)/Imf(s,t)$ em função de $-t$ para as energias estudadas.

Essas figuras mostram de forma mais clara a existência de um zero em $Imf(s,t)$ na posição do "dip" e de dois zeros em $Ref(s,t)$, um antes e outro após o "dip". Esses resultados são coerentes com aquele da figura 5.4 obtido através das relações de dispersão. Fora da região do "dip" $\rho(s,t)$ é praticamente nula, exceto nas energias 53 GeV e 546 GeV para t grande. Embora existam erros na extrapolação natural que as curvas de ajuste fazem para essas energias, pois elas apresentam dados experimentais até $-t_{\text{máx}} = 3.52 \text{ (GeV/c)}^2$ e $-t_{\text{máx}} = 1.53 \text{ (GeV/c)}^2$ respectivamente, os valores de $\rho(s,t)$, não nulos, são estatisticamente significantes. Podemos até pensar num possível crescimento do espalhamento elástico de troca em relação ao espalhamento elástico difrativo.

5.5. AJUSTE DE $(d\sigma/dt)_{pp}$

Os ajustes de $(d\sigma/dt)_{pp}$ foram realizados através do método de ajuste I e da expressão (5.5) para as energias 50,100,

200 GeV/c e 53 GeV.

No caso das três primeiras todas informações sobre os dados experimentais, parâmetros e resultados de ajuste estão na referência [92]. Para a energia de 53 GeV, os cálculos foram feitos aqui. Os parâmetros de ajuste α_i e β_i encontrados estão na tabela 5.6. A figura 5.30 mostra a curva de ajuste em comparação com os dados experimentais.

TABELA 5.6- Parâmetros de ajuste de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV.

α_1	3.176 \pm 0.040
α_2	5.561 \pm 0.023
α_3	-0.024 \pm 0.001
β_1	10.096 \pm 0.158
β_2	4.951 \pm 0.008
β_3	0.746 \pm 0.014
χ^2/gdl	99/50

Adotando os mesmos procedimentos empregados na reação $\bar{p}p$, ajustamos também $(d\sigma/dt)_{pp}$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV através da fórmula de Martin (5.14). Os resultados para $\rho = 0.078$ (valor normal) e $\rho = 0.088$ (valor normal mais a incerteza) são mostrados nas figuras 5.31 e 5.32 respectivamente.

Os ajustes pela fórmula de Martin para a reação pp a $\sqrt{s} = 53$ GeV (figuras 5.31 e 5.32) são melhores que os realiza

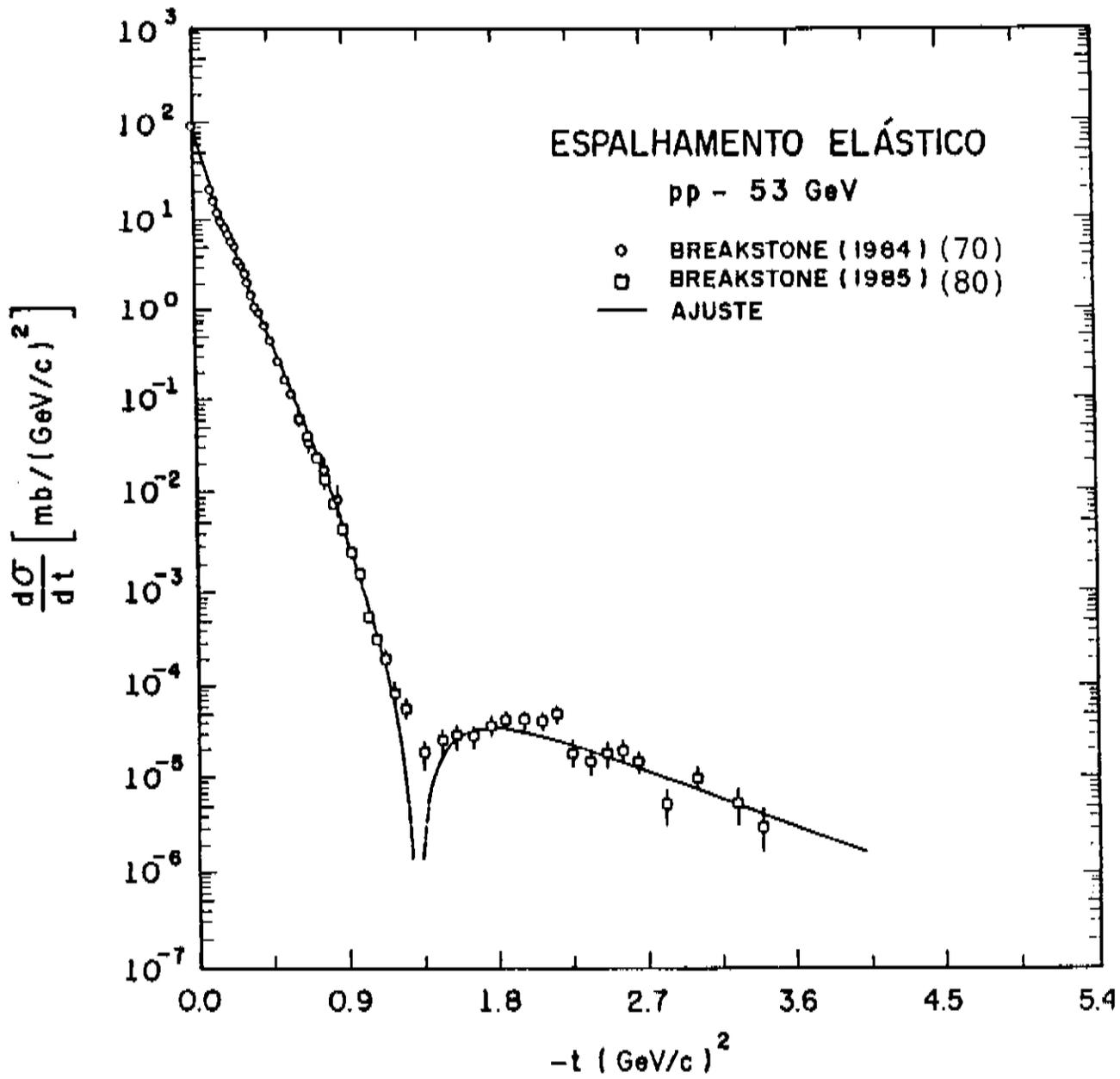


Fig. 5.30- Dados $(\frac{d\sigma}{dt})_{pp}$ a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$
e curva de ajuste (método I).

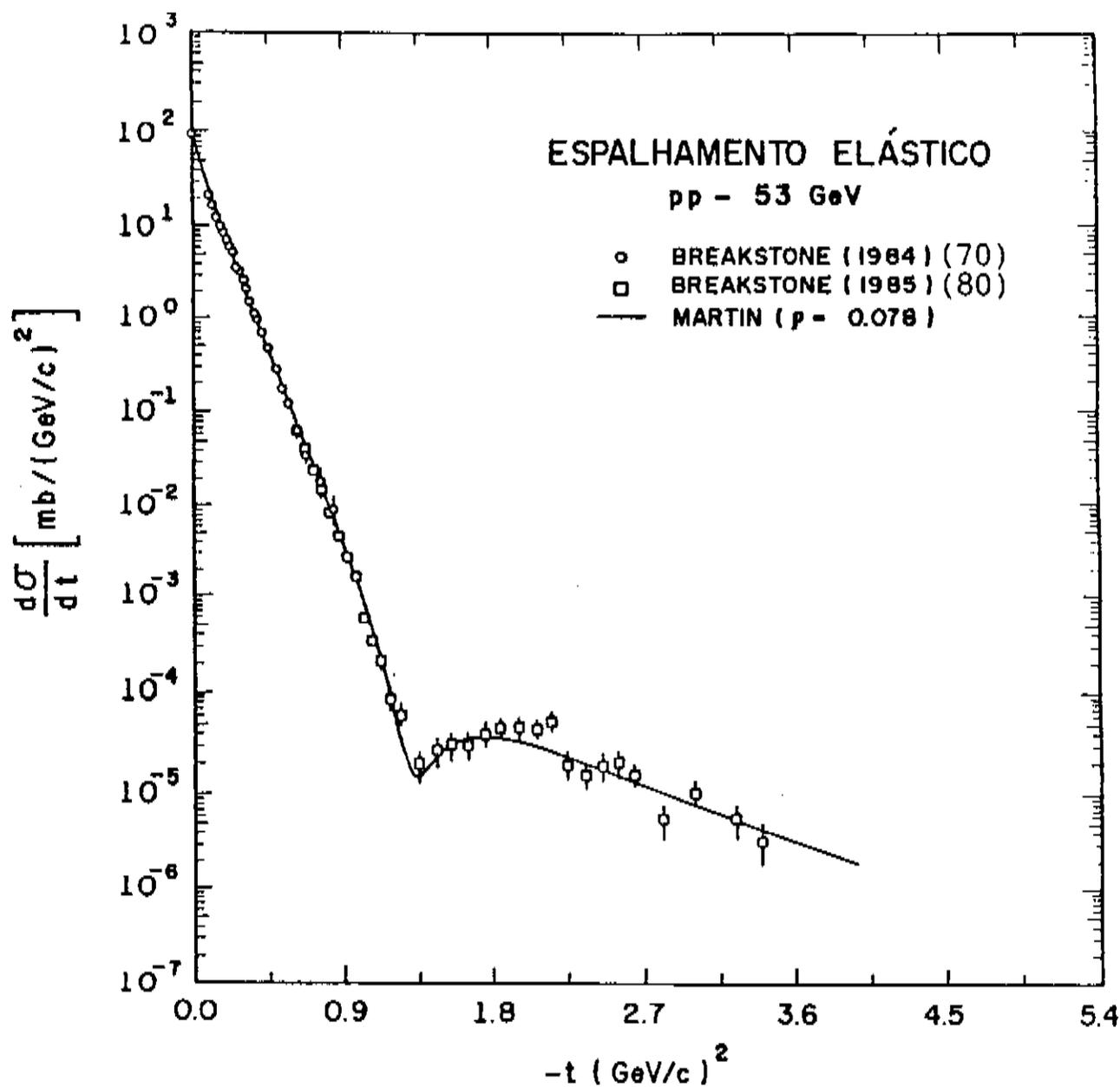


Fig. 5.31- Ajuste com a fórmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a 53 GeV com $\rho = 0.078$.

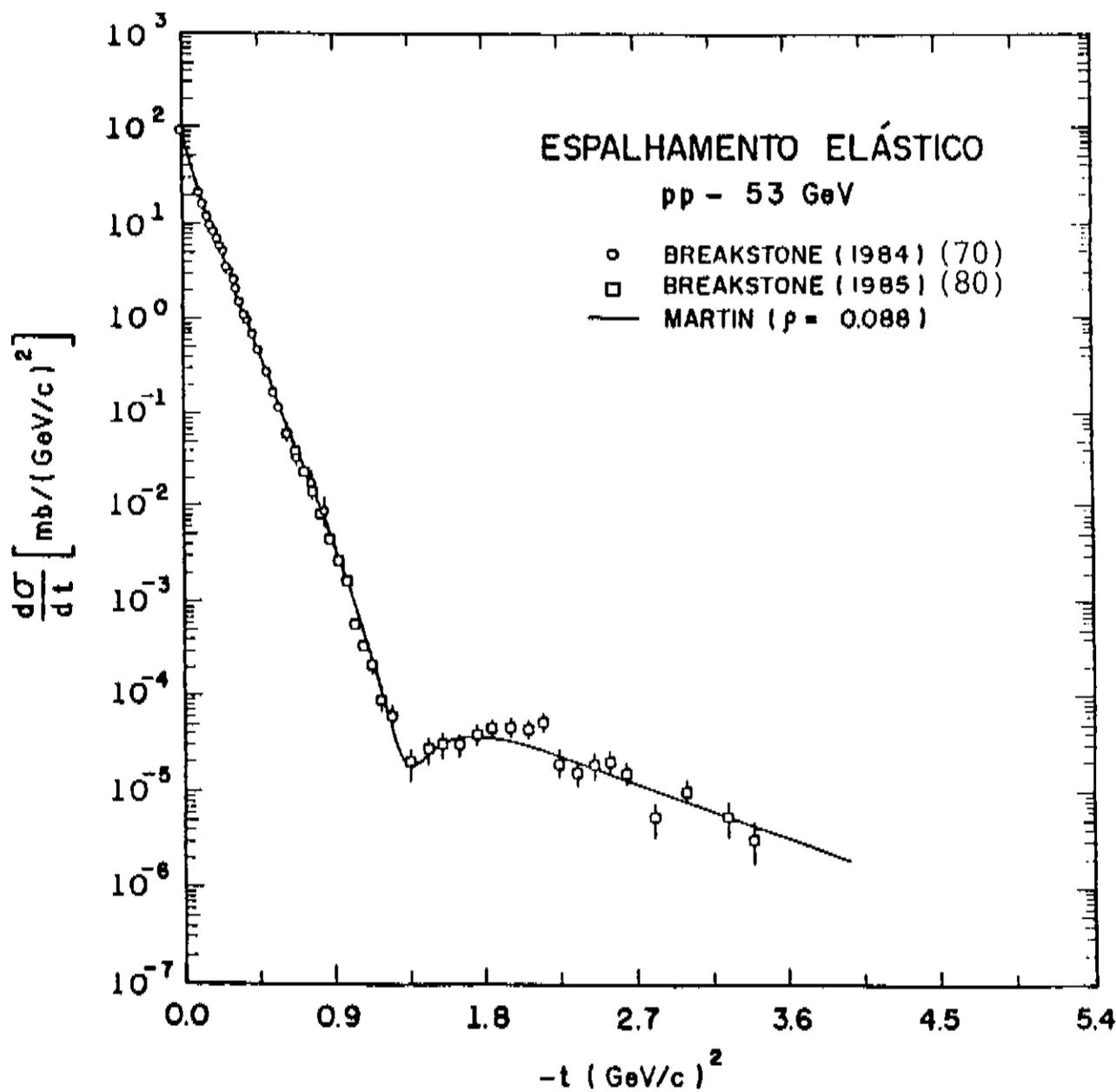


Fig. 5.32- Ajuste com a fórmula de Martin de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a 53 GeV com $\rho = 0.088$.

dos para a reação $\bar{p}p$ na mesma energia (figura 5.18) na região do "dip". Isto ocorre porque os dados de $(d\sigma/dt)_{pp}$, neste caso, apresentam um "dip" mais profundo e melhor caracterizado que $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$.

A análise de ajuste da reação pp se completa pela comparação de $Re f(s,t)$ e $Im f(s,t)$, calculadas pelas expressões (5.12) e (5.13). As figuras 5.33 e 5.34 apresentam estes resultados para as energias de 50 GeV/c e 53 GeV. A razão da escolha da energia 50 GeV/c é, como mostra a figura 2.31, a que possui um ρ com maior valor absoluto ($\rho \approx -0.16 \pm 0.06$)^[87] dentre as energias estudadas para pp . Este grande valor de ρ faz com que a contribuição de $Re f(s,t)$ para $d\sigma/dt$ seja significativa em todo intervalo de t como mostra a figura 5.33. A figura 37a da referência [92] confirma estas observações, uma vez que os dados de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a 50 GeV/c não apresentam "dip". Apenas se verifica a presença de um "shoulder" em $-t \sim 1.3 (\text{GeV}/c)^2$.

A comparação das figuras 5.18 e 5.34 mostra que a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ a contribuição de $Re f(s,t)$ em relação a $Im f(s,t)$ é ligeiramente maior em $\bar{p}p$. O valor de $\rho_{\bar{p}p}(53 \text{ GeV}) = 0.101 \pm 0.018$ um pouco acima $\rho_{pp}(53 \text{ GeV}) = 0.078 \pm 0.010$ justifica este fato.

A 50 GeV/c, as figuras 5.20 e 5.32 mostram que o espalhamento elástico de troca em pp é muito maior do que em $\bar{p}p$. Acima de $-t \sim 3 (\text{GeV}/c)^2$, $Im f(s,t) \sim Re f(s,t)$ para a reação pp . O valor de $|\rho_{pp}|(50 \text{ GeV}/c) = 0.16 \pm 0.06$ muito maior que $|\rho_{\bar{p}p}|(50 \text{ GeV}/c) = 0.010 \pm 0.005$ justifica o resultado $Re f(s,t)_{pp} \gg Re f(s,t)_{\bar{p}p}$.

O modelo dos polos de Regge dá uma explicação direta para o comportamento de $\rho(s,0)$. À baixas energias todas trocas ρ , f , ω e A_2 são importantes. Em pp todos termos de troca tem o mes

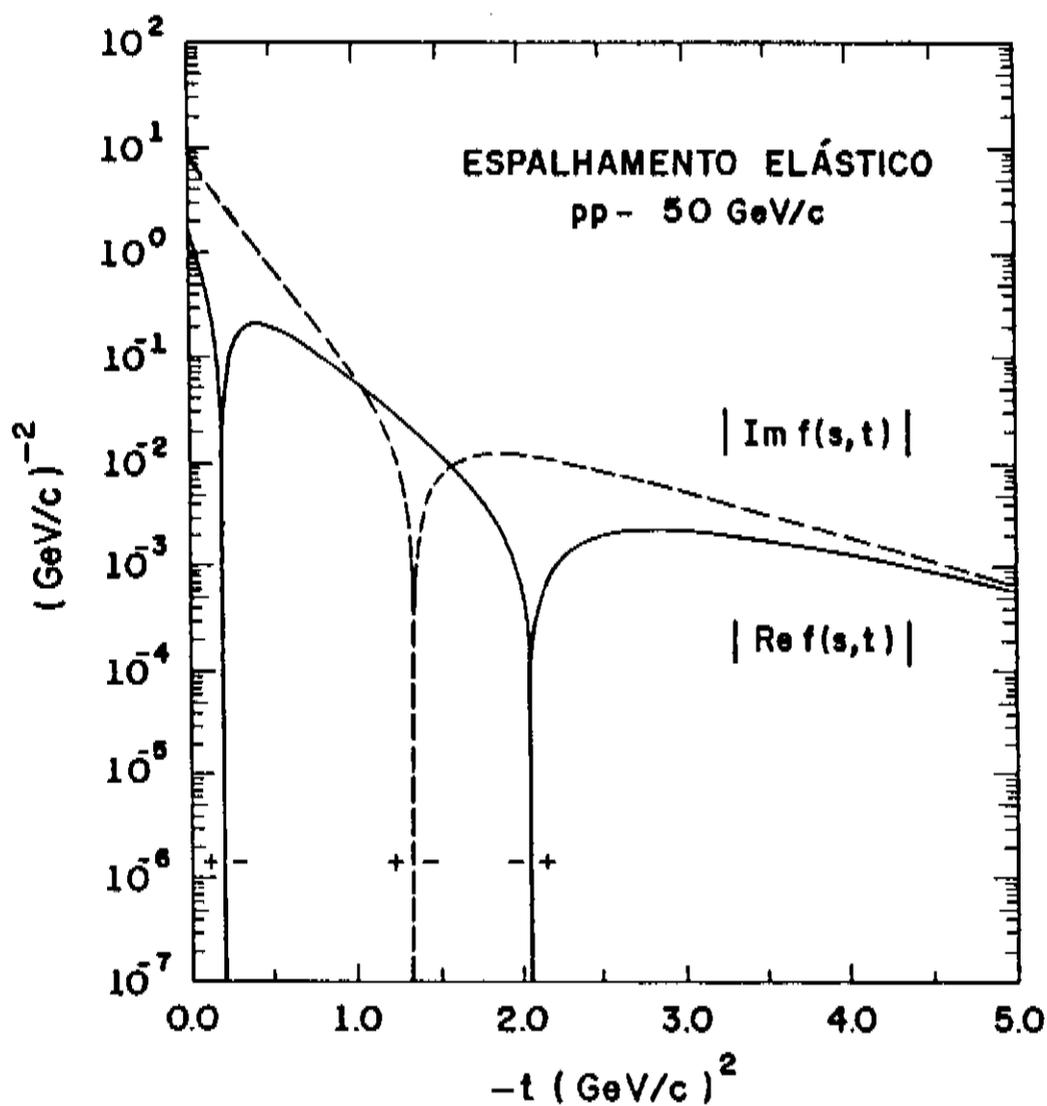


Fig. 5.33- $| \text{Im } f(s,t) |$ e $| \text{Re } f(s,t) |$ em função de t para pp a 50 GeV/c.

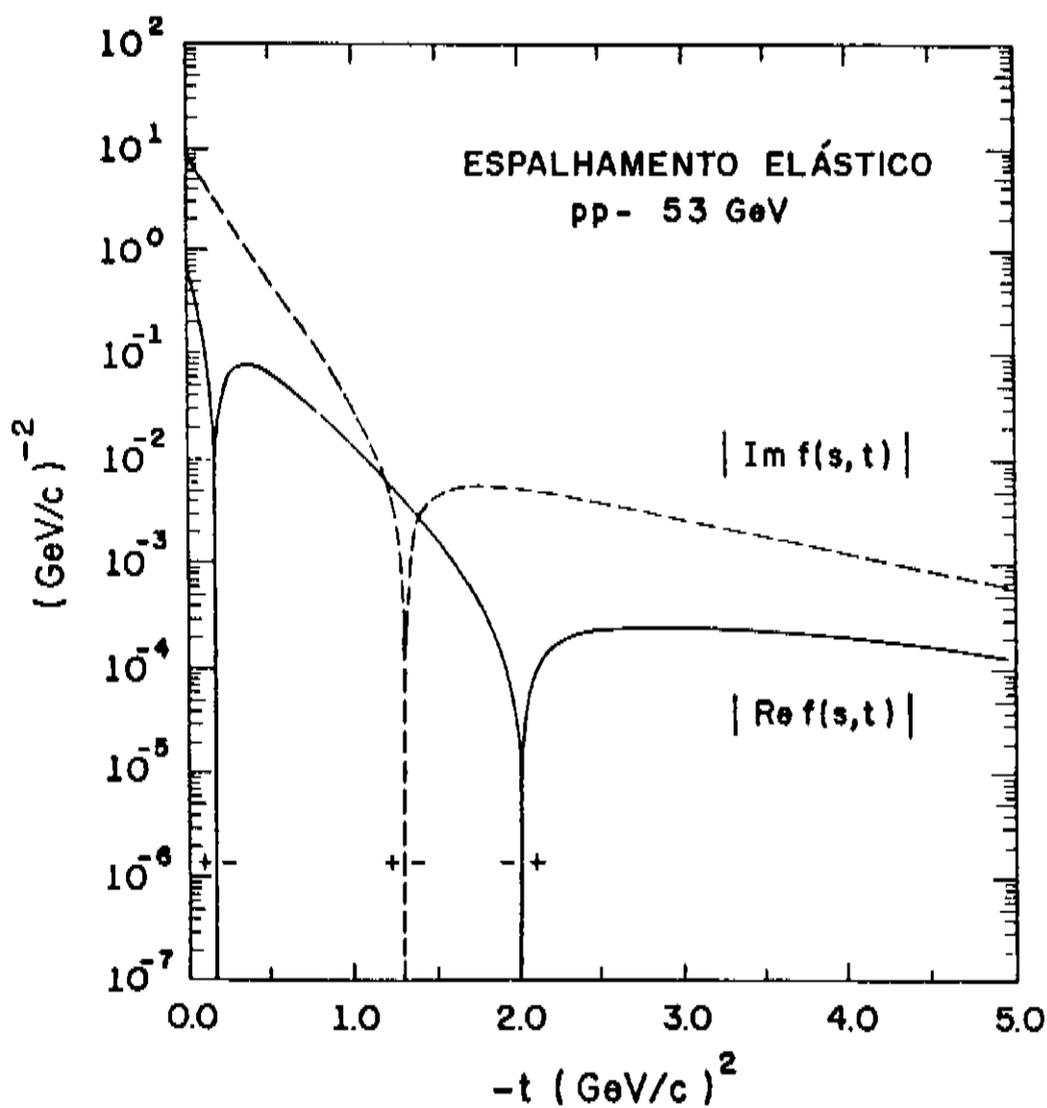


Fig. 5.34- $| \text{Im } f(s,t) |$ e $| \text{Re } f(s,t) |$ em função de t para pp a 53 GeV.

mo sinal e portanto, dão grandes valores negativos para $\rho(s,0)$. Para $\bar{p}p$ os termos de troca ρ e ω mudam de sinais e assim reduzem o valor absoluto de $\rho(s,0)$.

Concluimos este capítulo comparando nosso resultado da figura 5.34 com o da figura 5.4^[6], ambos obtidos para pp a $\sqrt{s} = 53$ GeV usando-se as relações de dispersão e parametrizações diferentes. A concordância qualitativa e quantitativa destes resultados reforça a correção da sistemática de ajustes que adotamos neste trabalho.

CAPÍTULO 6

CÁLCULO DE Ω , r , G_T , G_{el} , G_{in} , S E

DOS RAIOS DE INTERAÇÃO

Neste capítulo calculamos a eiconal de $\bar{p}p$ em termos dos parâmetros de ajuste, obtidos a partir da hipótese de uma amplitude de espalhamento puramente imaginária. É feito um estudo da eiconal fixando s e b separadamente e, apresentamos uma proposta de parametrização desta eiconal em função de s e b .

Calculamos também as funções G_T , G_{el} , G_{in} , S , r e os raios de interação total, elástico e inelástico.

6.1. EICONAL EM TERMOS DOS PARÂMETROS DE AJUSTE

Substituindo-se (5.4) em (3.17) e tomando-se a transformada inversa, obtemos a eiconal em termos dos parâmetros de ajuste do método I

$$\Omega(s, b) = - \ln \left(1 - \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{2\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \right). \quad (6.1)$$

Substituindo-se (5.6) em (3.17) e utilizando-se o mesmo procedimento anterior, encontramos a eiconal em função dos pa

parâmetros de ajuste do método II

$$\Omega(s,b) = - \ln \left(1 - a(s,0) \sum_{i=1}^n \frac{\gamma_i}{2\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \right). \quad (6.2)$$

Os cálculos de $\Omega(s,b)$ são feitos para $\bar{p}p$ nas energias 50 GeV/c, 100 GeV/c, 200 GeV/c, 53 GeV e 546 GeV e com parâmetros de impacto variando no intervalo $0 \leq b \leq 3\text{fm}$.

Os resultados de eiconal, tomando-se alguns valores característicos de b fixos entre 0 e 3fm são mostrados na tabela 6.1. Nesta tabela apresentamos os dados de $\Omega(s,b)$ obtidos com os métodos de ajustes I (expressão 6.1 e parâmetros da tabela 5.3) e II (expressão 6.2 e parâmetros da tabela 5.4).

As figuras 6.1 a 6.7 mostram em gráficos os resultados da tabela 6.1.

A análise das figuras 6.1 a 6.7 revela dois fatos interessantes. Primeiro, a influência do método de ajuste nos resultados da eiconal, e conseqüentemente, nas funções correlacionadas. Segundo, o que é mais importante para nós, a eiconal para b fixo varia fortemente com a energia.

Como vimos no capítulo 5 os métodos de ajuste I e II apresentam diferenças mais significativas nas regiões de t muito baixo e de t grande após o segundo máximo. Essas diferenças podem acarretar influências nos valores da eiconal a grandes e pequenos b respectivamente. As figuras 6.1 e 6.2 para $b = 0$ e 0.5fm e as figuras 6.5 a 6.7 para $b = 2, 2.5$ e 3fm parecem confirmar estas observações. As figuras 6.6 e 6.7 em $b = 2.5$ e 3fm são as que apre

TABELA 6.1- ($\alpha \times \sqrt{s}$) $\bar{p}p$ para b fixo (Ajuste I e II).

	P_{tab} (GeV/c)	\sqrt{s} (GeV)	$b = 0\text{fm}$ $b^2 = 0$ (GeV/c) ⁻²	$b = 0.5\text{fm}$ $b^2 = 6.42$ (GeV/c) ⁻²	$b = 1.0\text{fm}$ $b^2 = 25.68$ (GeV/c) ⁻²	$b = 1.5\text{fm}$ $b^2 = 57.78$ (GeV/c) ⁻²	$b = 2.0\text{fm}$ $b^2 = 102.73$ (GeV/c) ⁻²	$b = 2.5\text{fm}$ $b^2 = 160.46$ (GeV/c) ⁻²	$b = 3.0\text{fm}$ $b^2 = 231.13$ (GeV/c) ⁻²
I	50	9.78	1.481 ± 0.022	0.868 ± 0.007	0.280 ± 0.001	(0.700 ± 0.006) E-01	(0.131 ± 0.003) E-01	(0.166 ± 0.006) E-02	(0.136 ± 0.008) E-03
	100	13.76	1.441 ± 0.018	0.841 ± 0.006	0.267 ± 0.001	(0.637 ± 0.005) E-01	(0.114 ± 0.002) E-01	(0.141 ± 0.005) E-02	(0.113 ± 0.006) E-03
	200	19.42	1.348 ± 0.065	0.812 ± 0.021	0.264 ± 0.002	(0.644 ± 0.002) E-01	(0.113 ± 0.009) E-01	(0.129 ± 0.018) E-02	(0.926 ± 0.192) E-04
	1496	53	1.223 ± 0.012	0.780 ± 0.007	0.273 ± 0.003	(0.722 ± 0.017) E-01	(0.167 ± 0.011) E-01	(0.351 ± 0.064) E-02	(0.601 ± 0.219) E-03
	158910	546	1.949 ± 0.029	1.226 ± 0.011	0.443 ± 0.003	0.130 ± 0.002	(0.345 ± 0.013) E-01	(0.950 ± 0.093) E-02	(0.261 ± 0.053) E-02
II	50	9.78	1.455	0.862	0.282	0.704 E-01	0.129 E-01	0.157 E-02	0.122 E-03
	100	13.76	1.316	0.803	0.269	0.677 E-01	0.124 E-01	0.151 E-02	0.118 E-03
	200	19.42	1.252	0.782	0.264	0.669 E-01	0.123 E-01	0.150 E-02	0.116 E-03
	1496	53	1.266	0.807	0.285	0.742 E-01	0.145 E-01	0.202 E-02	0.190 E-03
	158910	546	1.832	1.190	0.435	0.126	0.308 E-01	0.673 E-02	0.130 E-02

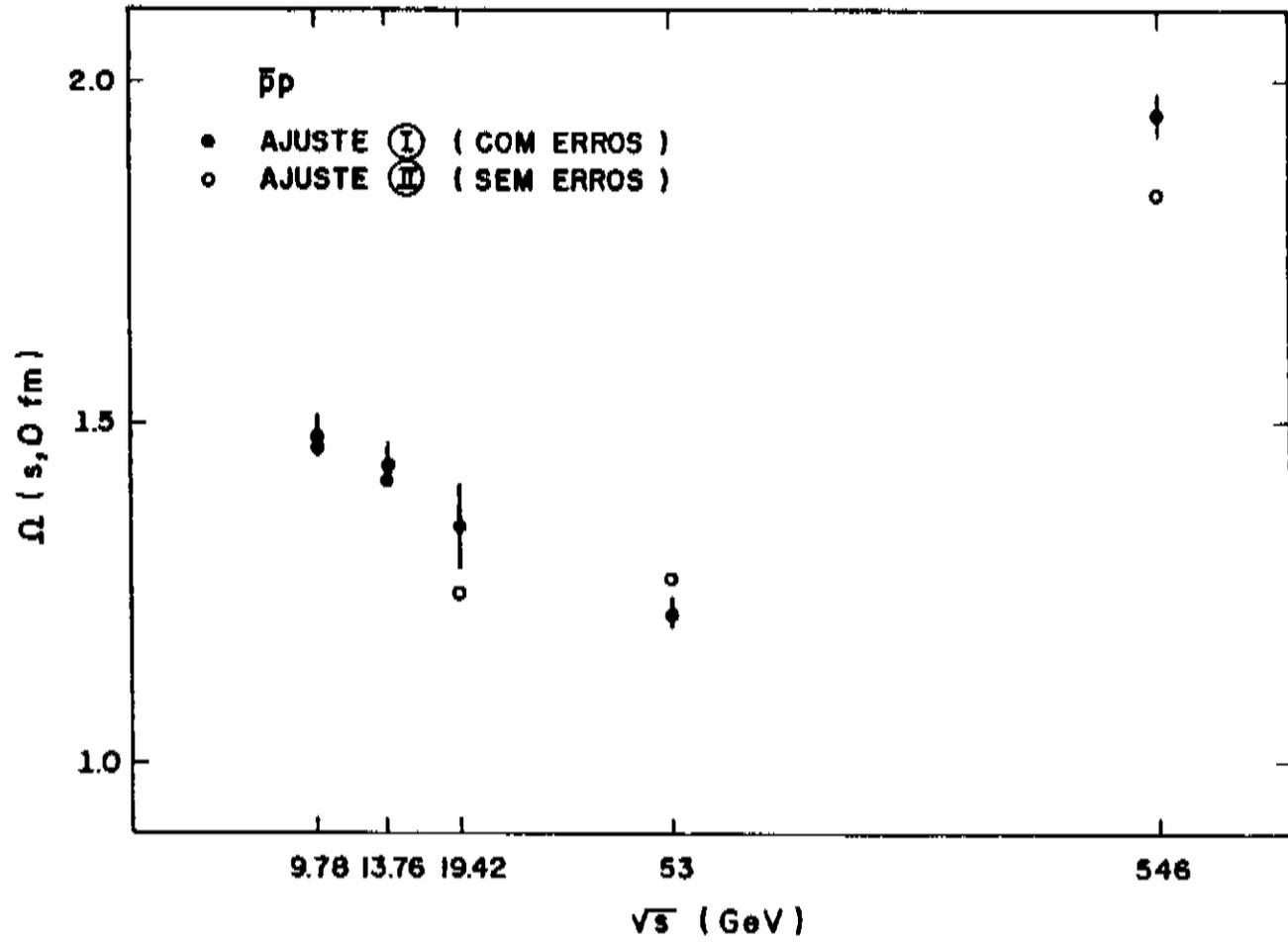


Fig. 6.1- $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 0 \text{ fm}$.

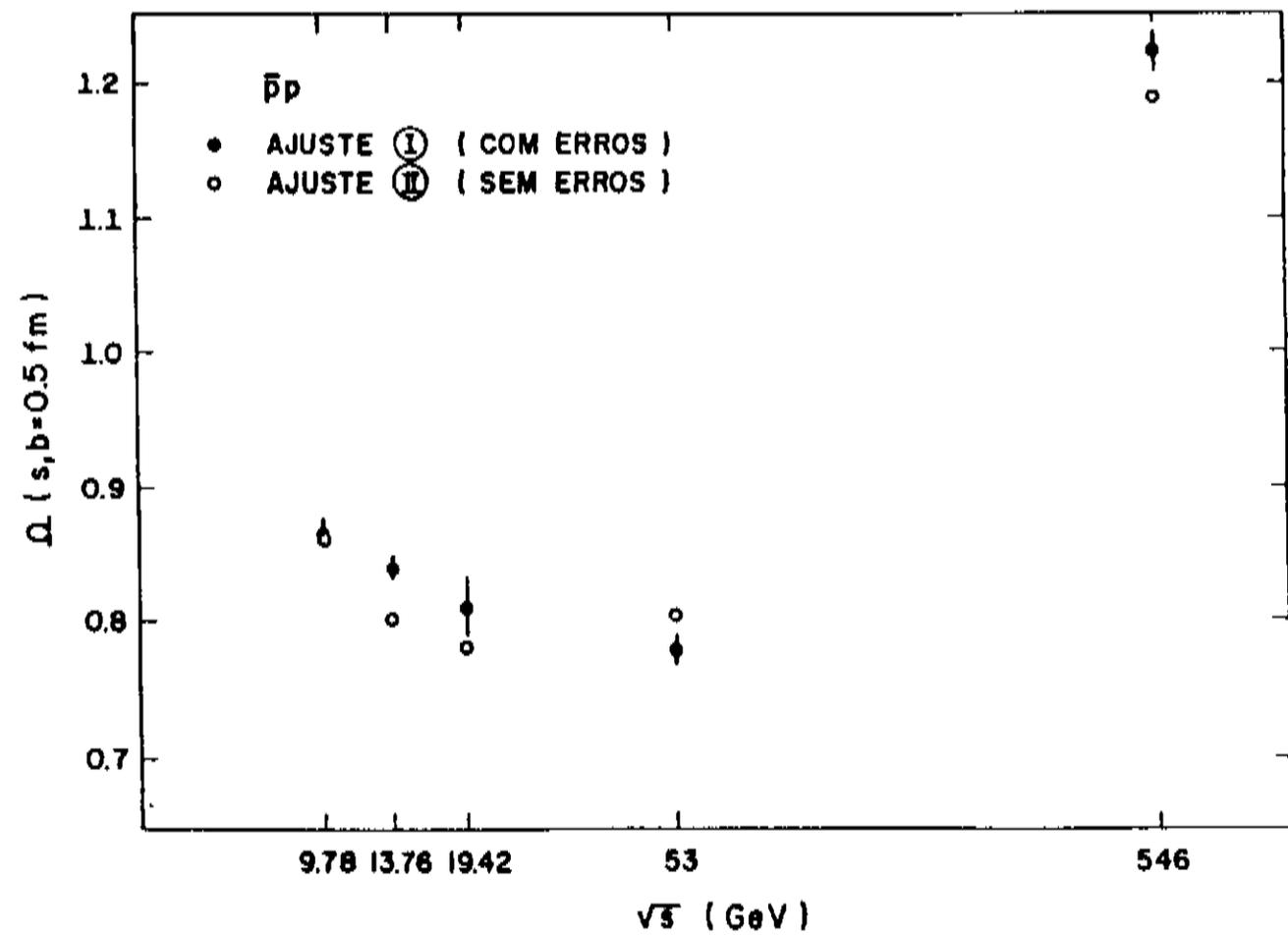


Fig. 6.2- $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 0.5 \text{ fm}$.

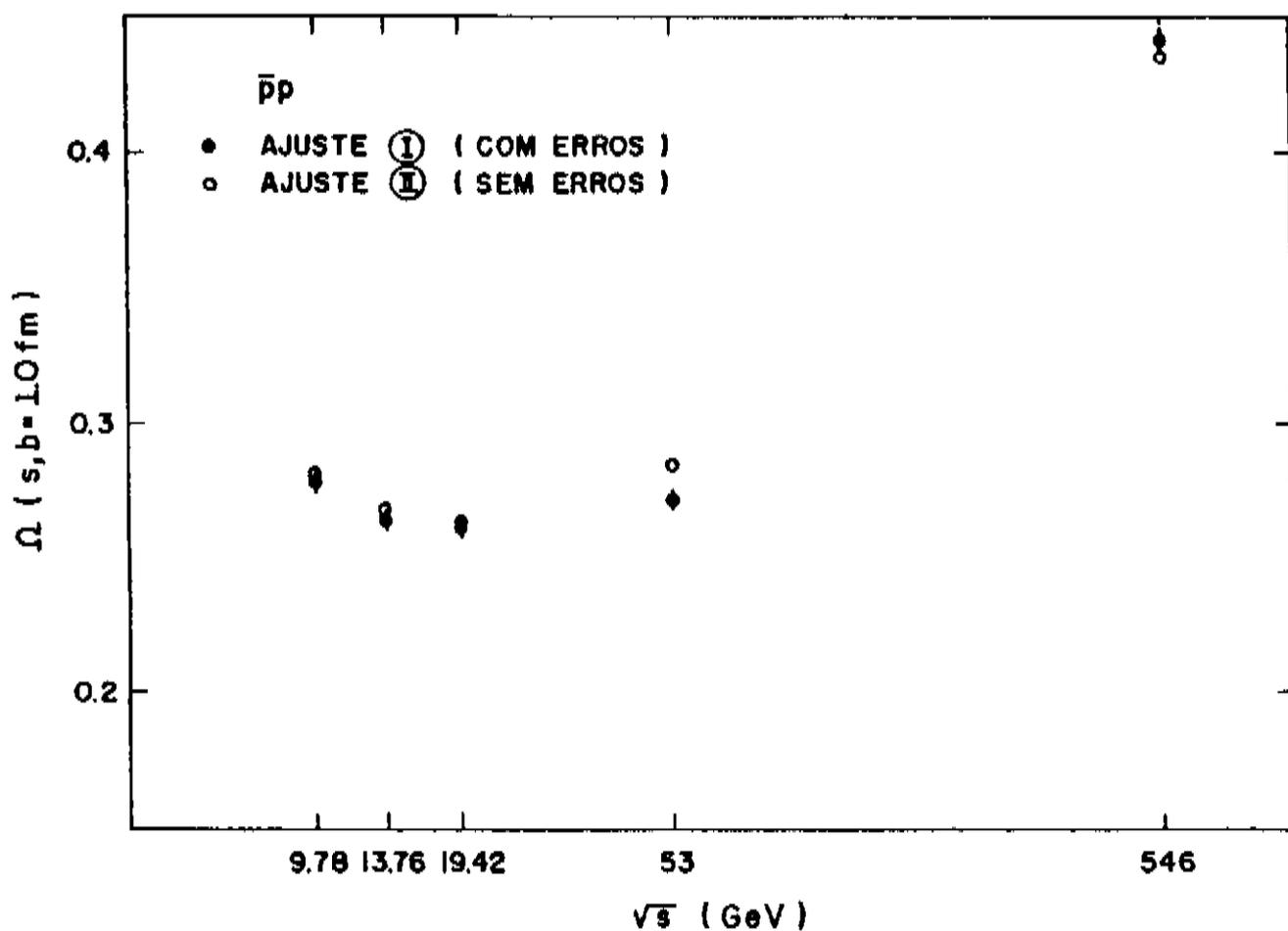


Fig. 6.3- $\Omega(s, b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 1.0 \text{ fm}$.

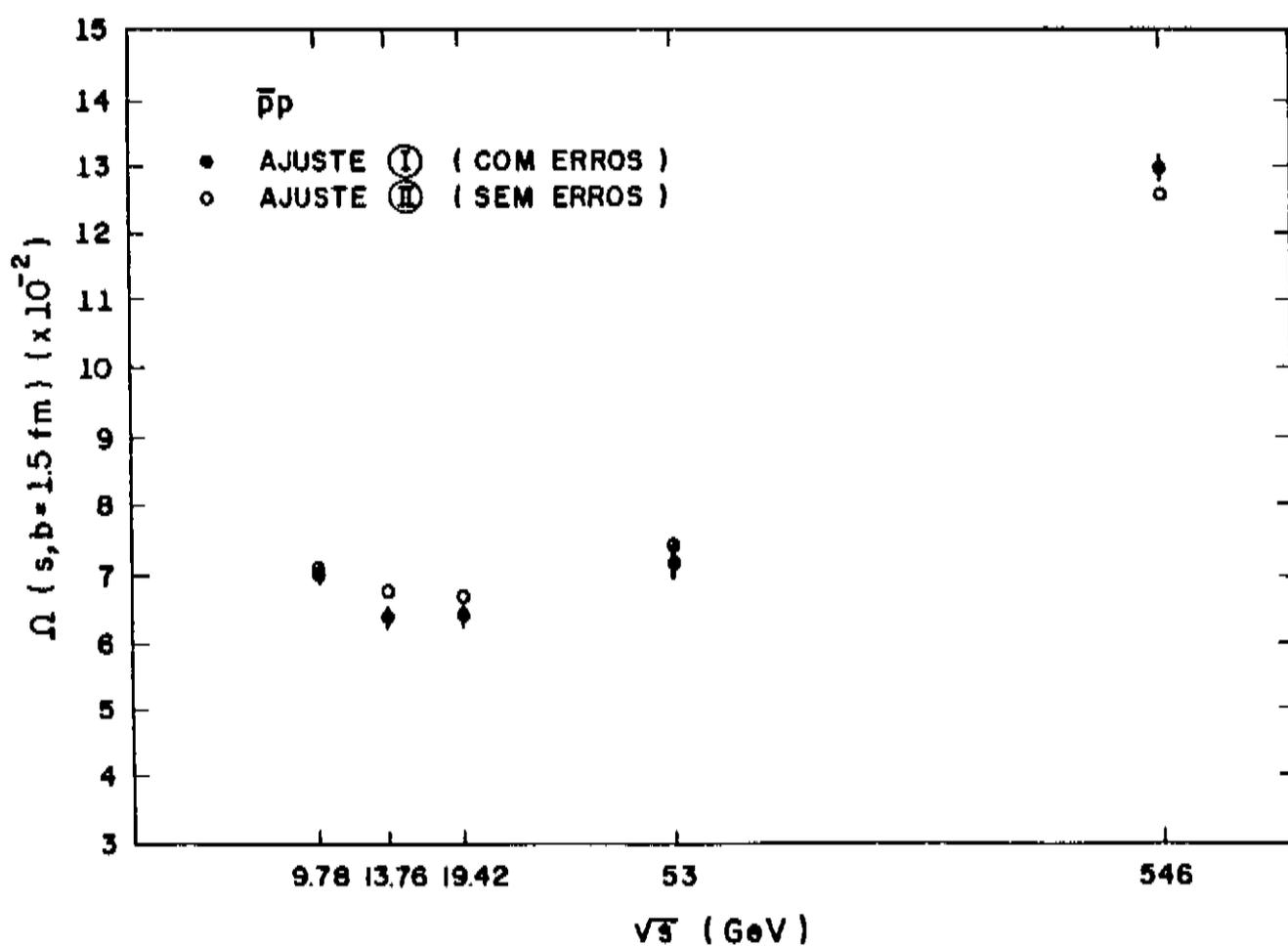


Fig. 6.4- $\Omega(s, b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 1.5 \text{ fm}$.

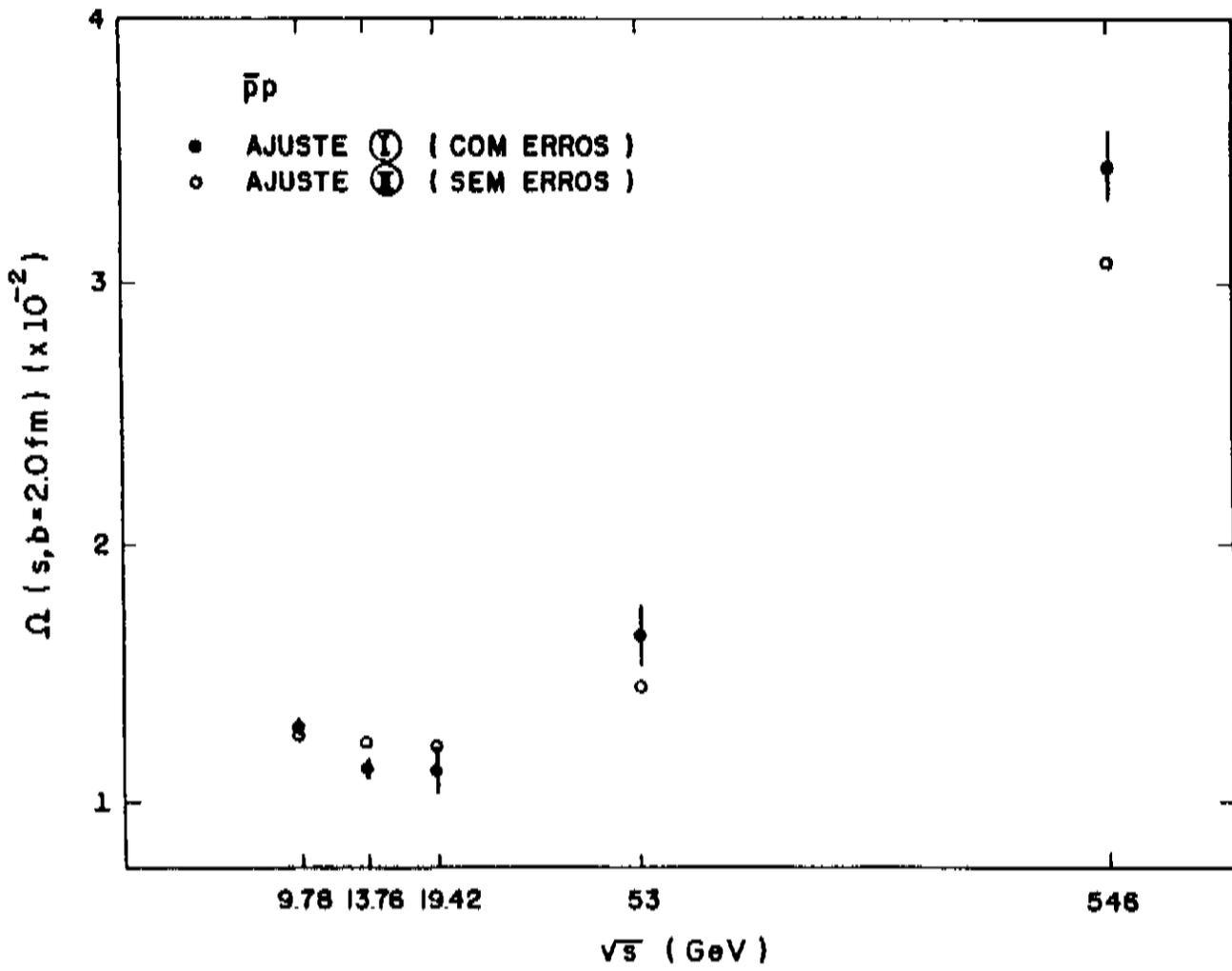


Fig. 6.5- $\Omega(s, b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 2.0 \text{ fm}$.

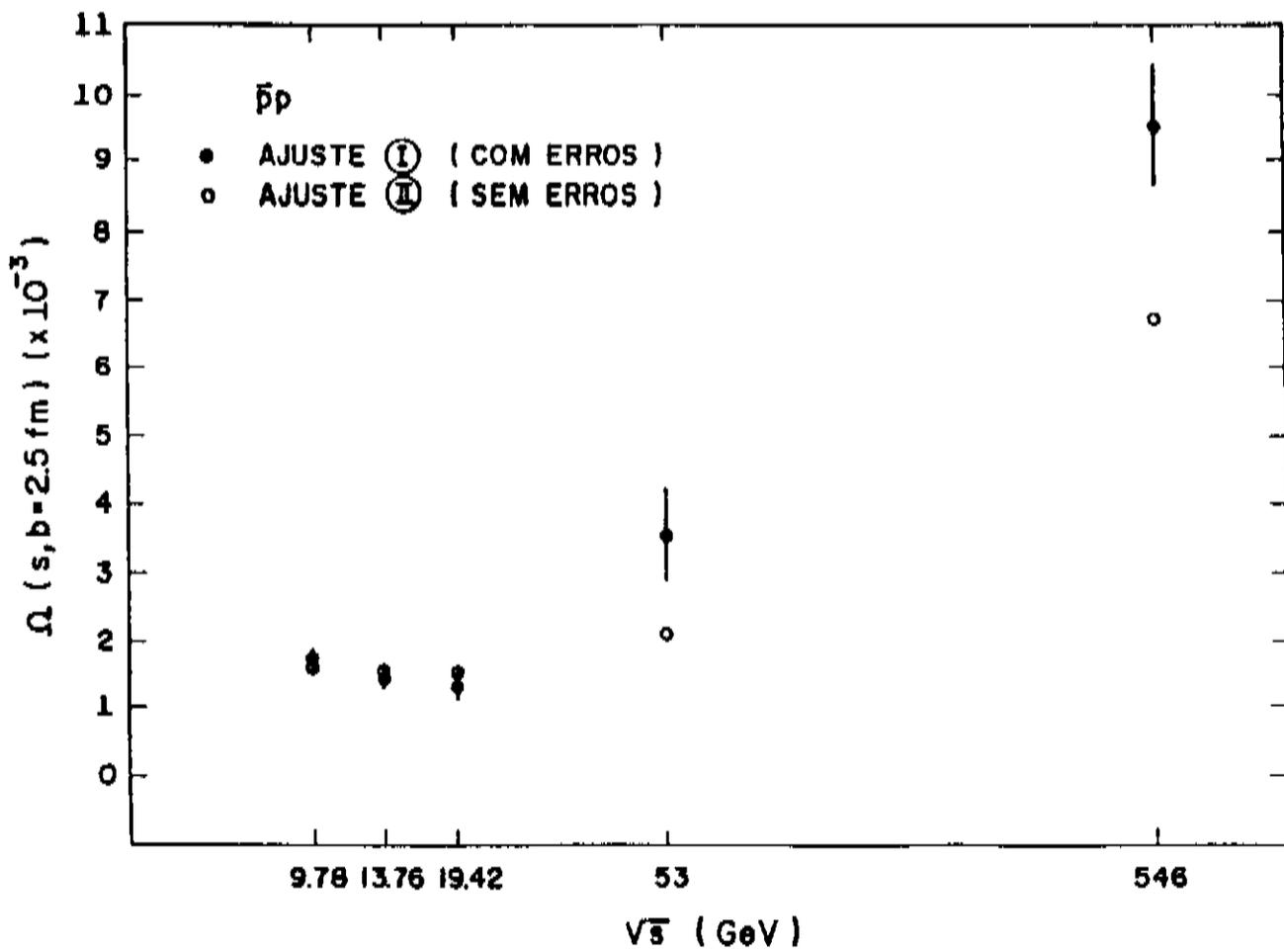


Fig. 6.6- $\Omega(s, b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 2.5 \text{ fm}$.

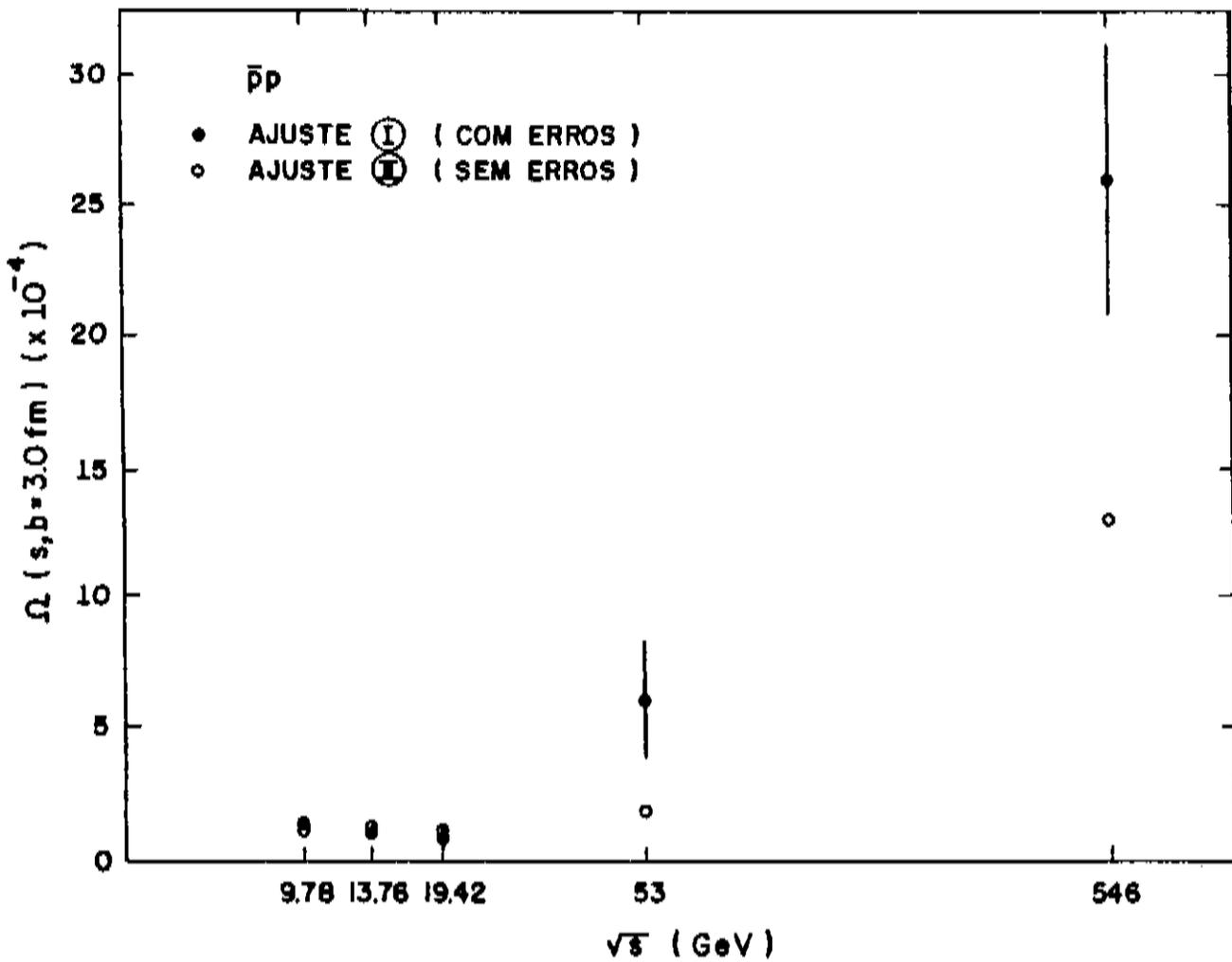


Fig. 6.7- $\Omega(s,b) \times \sqrt{s}$ para $\bar{p}p$ e $b = 3.0\text{fm}$.

sentam as maiores diferenças entre as eiconais obtidas, pelos métodos de ajuste I e II, principalmente nas energias 53 e 546 GeV. Como podemos ver nas figuras 5.5 a 5.9, são justamente os gráficos de $B \times t$ de 53 e 546 GeV que tem comportamentos distintos dos demais.

Para valores intermediários de b , 1.0fm (figura 6.3) e 1.5fm (figura 6.4) as eiconais obtidas pelos métodos I e II são muito próximas. Isto de certa forma é uma consequência da semelhança dos resultados dos dois tipos de ajuste na região intermediária de t .

Quanto ao comportamento da eiconal com relação a energia, dois aspectos devem ser observados inicialmente. Para b

fixo a eiconal varia com a energia de forma semelhante a σ_T . Isto pode ser verificado qualitativamente comparando-se as figuras 6.1 a 6.7 com a figura 5.1. Assim, não podemos parametrizar-lá em todo intervalo de energia que estamos estudando pela equação (4.9), proposta para a reação pp no intervalo $20 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 60$ GeV. O segundo ponto, é que o resultado de figura 6.1 para $b = 0$, mostra claramente a violação do "Geometrical Scaling" para energias acima e abaixo de 53 GeV do ISR. Este fato pode ser visto principalmente nos resultados de $\Omega(s,0)$ obtidos pelo ajuste I.

A hipótese do "Geometrical Scaling" será melhor estudada no próximo capítulo.

Daqui para frente, pelos motivos já expostos no capítulo anterior, faremos todos cálculos usando os parâmetros obtidos pelo método de ajuste I (Tabela 5.3).

Os resultados obtidos para a eiconal de $\bar{p}p$ em função de b fixando a energia, utilizando-se os parâmetros da tabela 5.3, são mostrados nas figuras 6.8 a 6.11.

Na figura 6.8 colocamos num mesmo gráfico os resultados para as 5 energias em estudo. Esta mostra claramente que todas eiconais tem formas semelhantes e que não podem ser representadas por uma única gaussiana.

As figuras 6.9 a 6.11 mostram de forma mais clara os resultados da figura 6.8, separando as eiconais em três conjuntos. Comparam as eiconais nas menores energias, nas médias e nas mais altas.

Na figura 6.9 confrontamos as eiconais para 50, 100 e 200 GeV/c, na figura 6.10 para 200 GeV/c e 53 GeV e, na figu-

ra 6.11 para 53 GeV e 546 GeV.

Por questão de clareza, o intervalo de 0 a 3fm foi dividido em dois, ou seja, de 0 a 2fm e de 2 a 3fm. As figuras com subíndice a representam as eiconais no intervalo $0 \leq b \leq 2\text{fm}$, enquanto as figuras com subíndice b o fazem entre 2 e 3 fm.

Os resultados da tabela 6.1 e das figuras 6.8 a 6.11 mostram que as eiconais em $b = 2\text{fm}$ caem muito com relação aos seus valores em $b = 0$. Esta queda diminui com o aumento da energia, é ~ 100 vezes para 50 GeV/c, ~ 70 vezes para 53 GeV e ~ 50 vezes para 546 GeV. Em $b = 3.0\text{fm}$ esta queda é muito mais acentuada, cerca de 10.000 vezes para 50 GeV/c, ~ 2.000 vezes para 53 GeV e ~ 750 vezes no caso de 546 GeV. Este fato era esperado uma vez que, em $b \sim 3\text{fm}$ já estamos fora dos limites de uma grande probabilidade de interação forte. Um outro aspecto a ser observado é que, esta variação com a energia da taxa de queda da eiconal sugere de início uma mudança no raio de interação em função de s .

A figura 6.10 apresenta um resultado diferente das outras, ou seja, as curvas das eiconais se cruzam em $b \sim 0.8\text{fm}$. A eiconal a 53 GeV é menor que a 200 GeV/c até $\sim 0.8\text{fm}$ e após este ponto a situação se inverte.

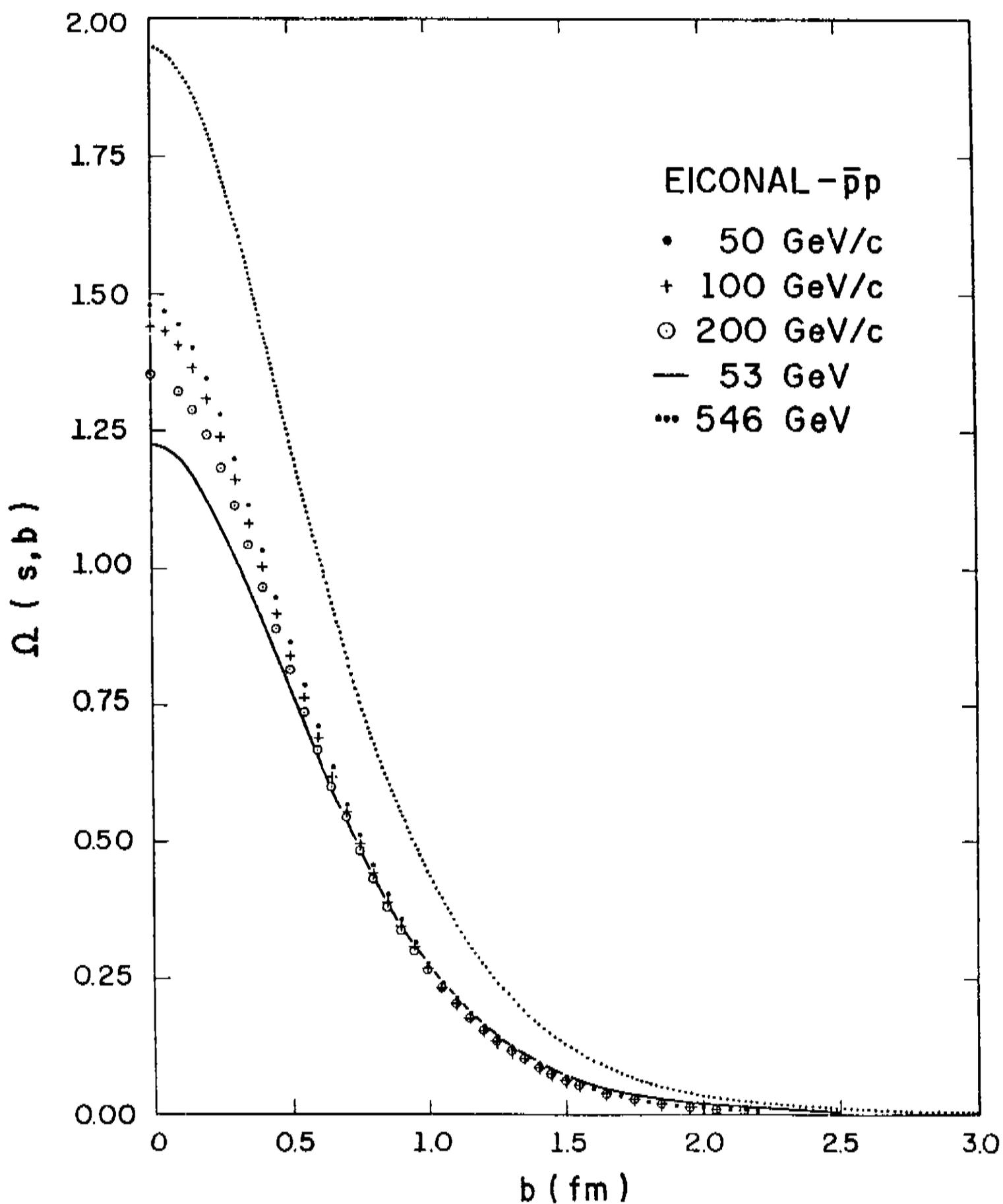


Fig. 6.8- $\Omega(s, b) \times b$ para $\bar{p}p$ nas energias de 50 GeV/c, 100 GeV/c, 200 GeV/c, 53 GeV e 546 GeV.

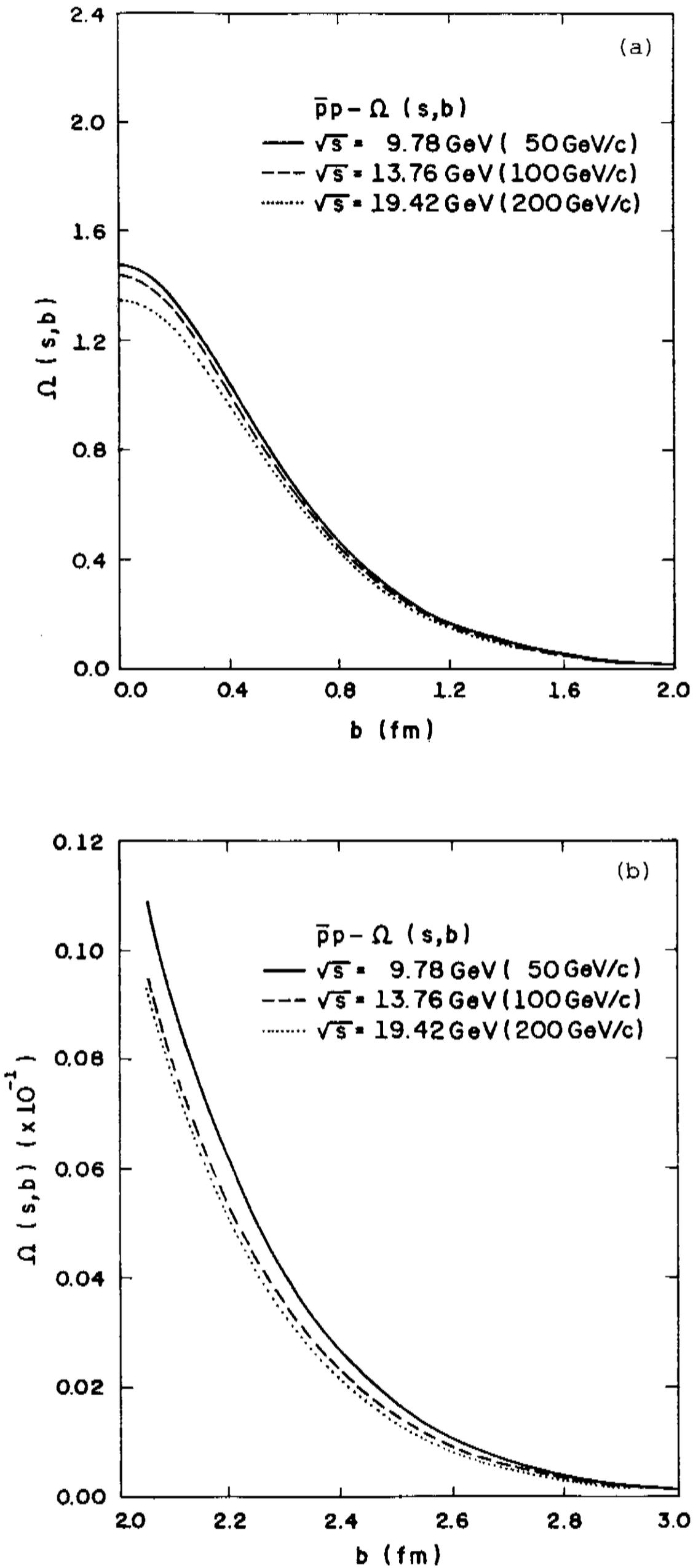


Fig. 6.9- $\Omega(s,b) \times b$ para $\bar{p}p$ nas energias de 50, 100 e 200 GeV/c.

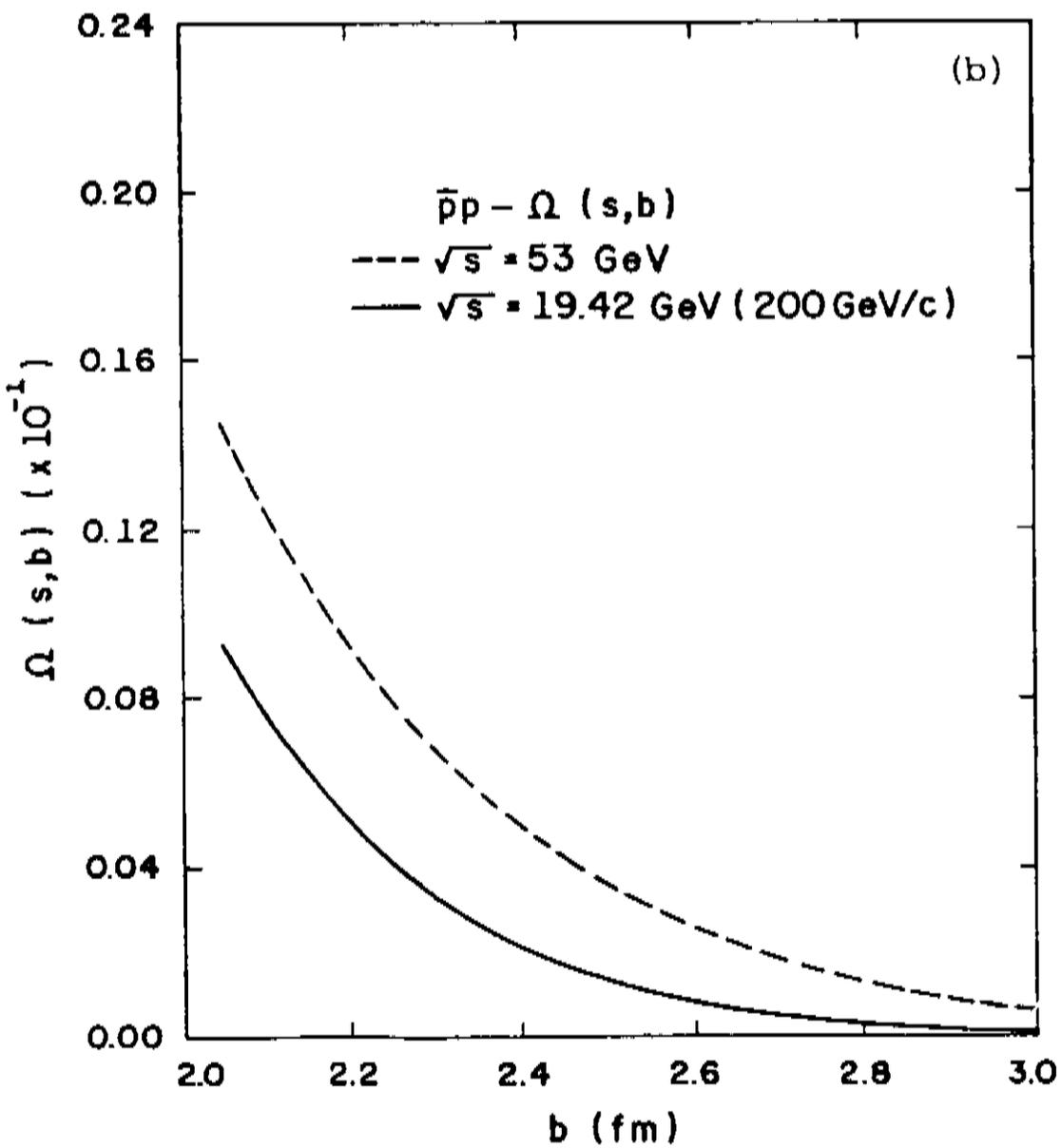
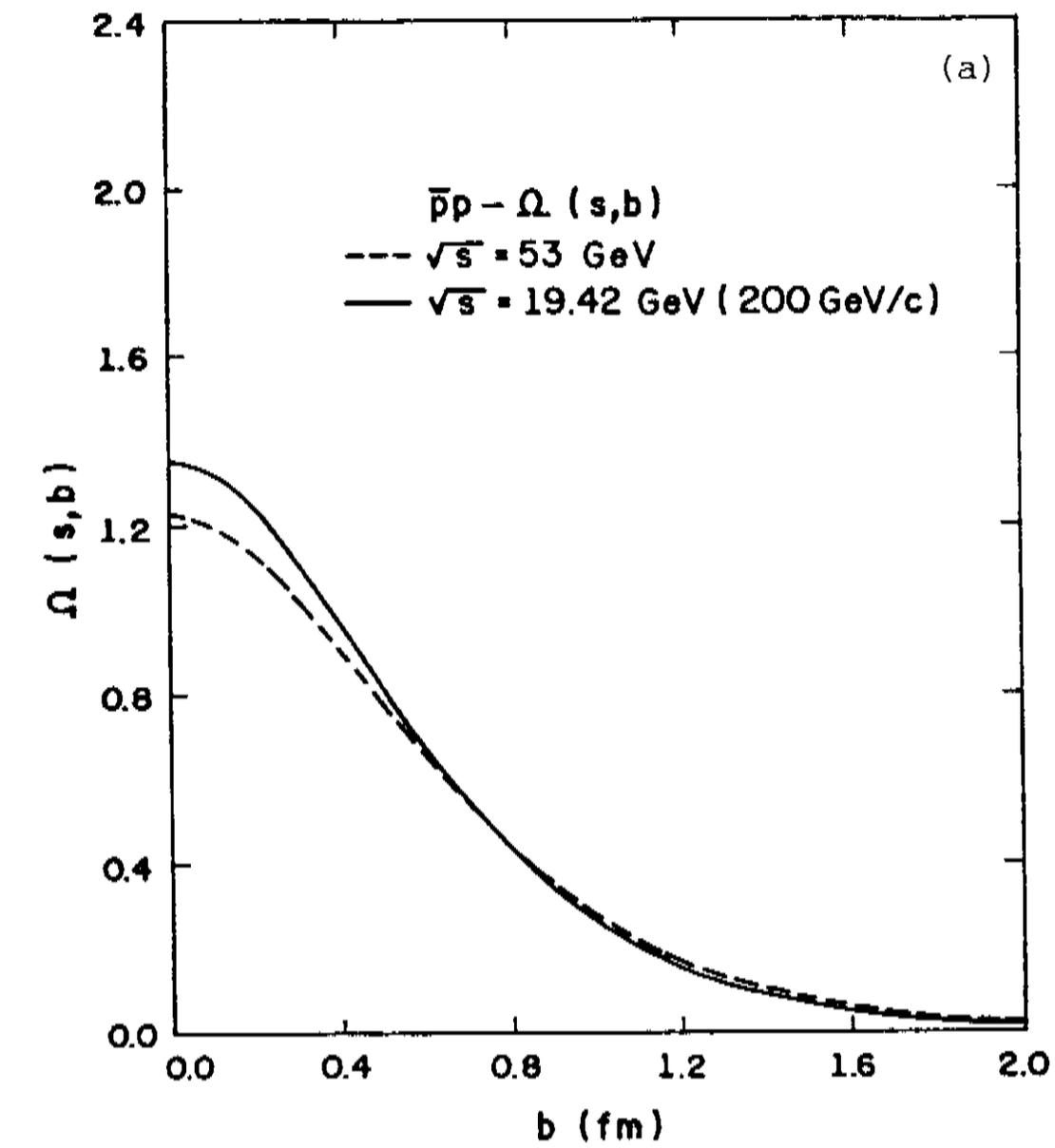


Fig. 6.10- $\Omega(s,b) \times b$ para $\bar{p}p$ nas energias de 200 GeV/c e 53 GeV.

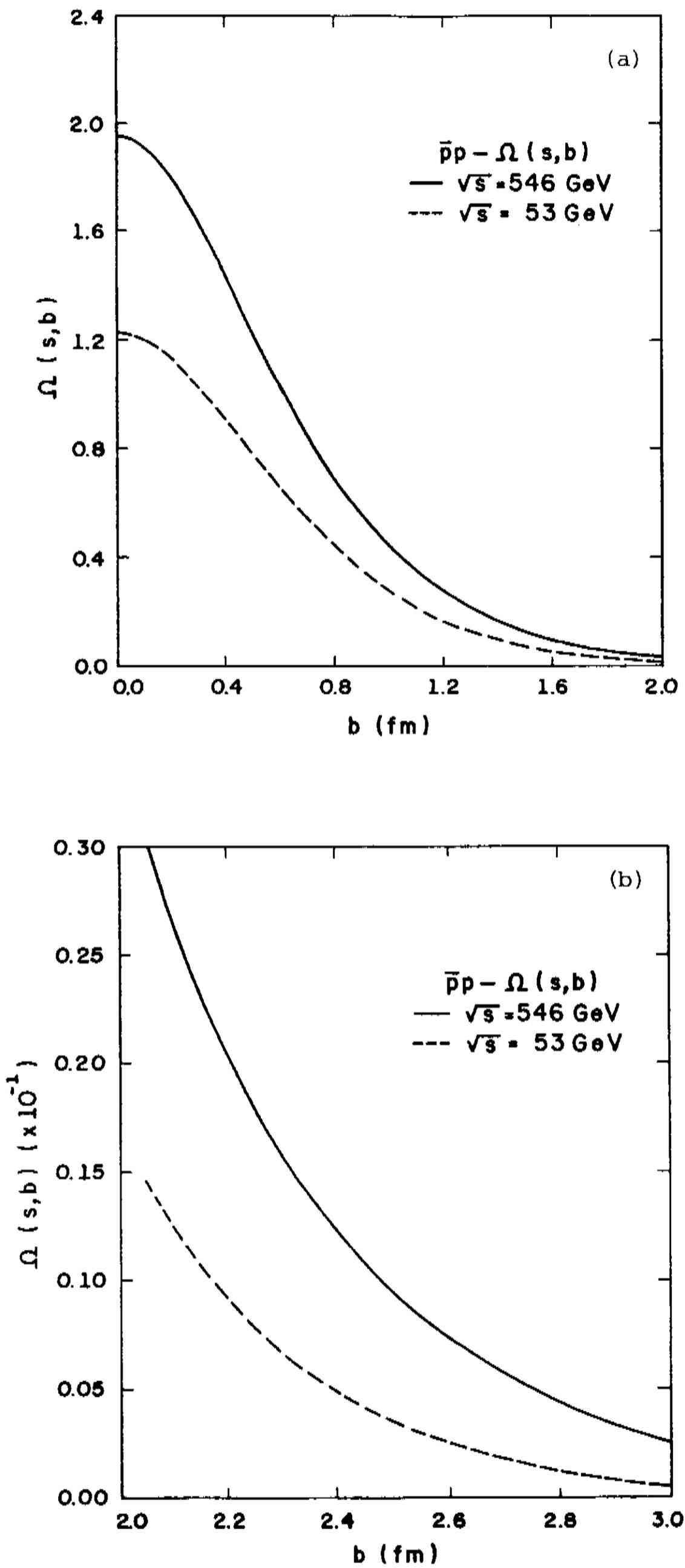


Fig. 6.11- $\Omega(s,b) \times b$ para $\bar{p}p$ nas energias de 53 GeV e 546 GeV.

6.2. CÁLCULO DAS FUNÇÕES Γ , S , G_T , G_{in} e G_{el} EM TERMOS DOS PARÂMETROS DE AJUSTE

A função de perfil (Γ), as funções de "overlap" (G_T , G_{in} e G_{el}) e o coeficiente de transmissão (S) podem ser expressas em termos dos parâmetros α_i e β_i da equação (5.4).

Considerando a eiconal puramente imaginária ($\chi_R = 0$), as expressões (3.7) e (3.9) nos permite escrever a função de perfil ou coeficiente de absorção como

$$\Gamma(s,b) = 1 - e^{-\Omega(s,b)} \quad (6.3)$$

Substituindo-se (6.1) em (6.3) obtemos a expressão de $\Gamma(s,b)$ em termos de α_i e β_i

$$\Gamma(s,b) = \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{2\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \quad (6.4)$$

O coeficiente de transmissão $S(s,b) = e^{-\Omega(s,b)}$ em termos de α_i e β_i é dado por

$$S(s,b) = 1 - \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{2\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \quad (6.5)$$

As funções de "overlap" $G_T(s,b)$, $G_{el}(s,b)$ e $G_{in}(s,b)$

são expressas em termos de α_i e β_i , substituindo-se (6.1) em (4.38), (4.39) e (4.40). Os resultados finais são

$$G_T(s,b) = \sum_i \frac{\alpha_i}{\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}}, \quad (6.6)$$

$$G_{el}(s,b) = \sum_{i,j} \frac{\alpha_i \alpha_j}{4\beta_i \beta_j} e^{-\frac{\beta_i + \beta_j}{4\beta_i \beta_j} b^2} \quad (6.7)$$

e

$$G_{in}(s,b) = \sum_i \frac{\alpha_i}{\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \left(1 - \sum_j \frac{\alpha_j}{4\beta_j} e^{-\frac{b^2}{4\beta_j}} \right) \quad (6.8)$$

Substituindo-se (6.6) e (6.7) em (4.41) calculamos também o limite de Pumplín em função de α_i e β_i

$$G_{dif}^{m\acute{a}x} = \sum_i \frac{\alpha_i}{2\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \left(1 - \sum_j \frac{\alpha_j}{2\beta_j} e^{-\frac{b^2}{4\beta_j}} \right) \quad (6.9)$$

Os resultados encontrados para as funções no espaço de parâmetro de impacto usando os parâmetros de ajuste α_i e β_i da tabela 5.3 nas expressões (6.2) a (6.9), são mostrados nas figuras 6.12 a 6.16.

A análise das curvas das figuras 6.12 a 6.16 revelam algumas características:

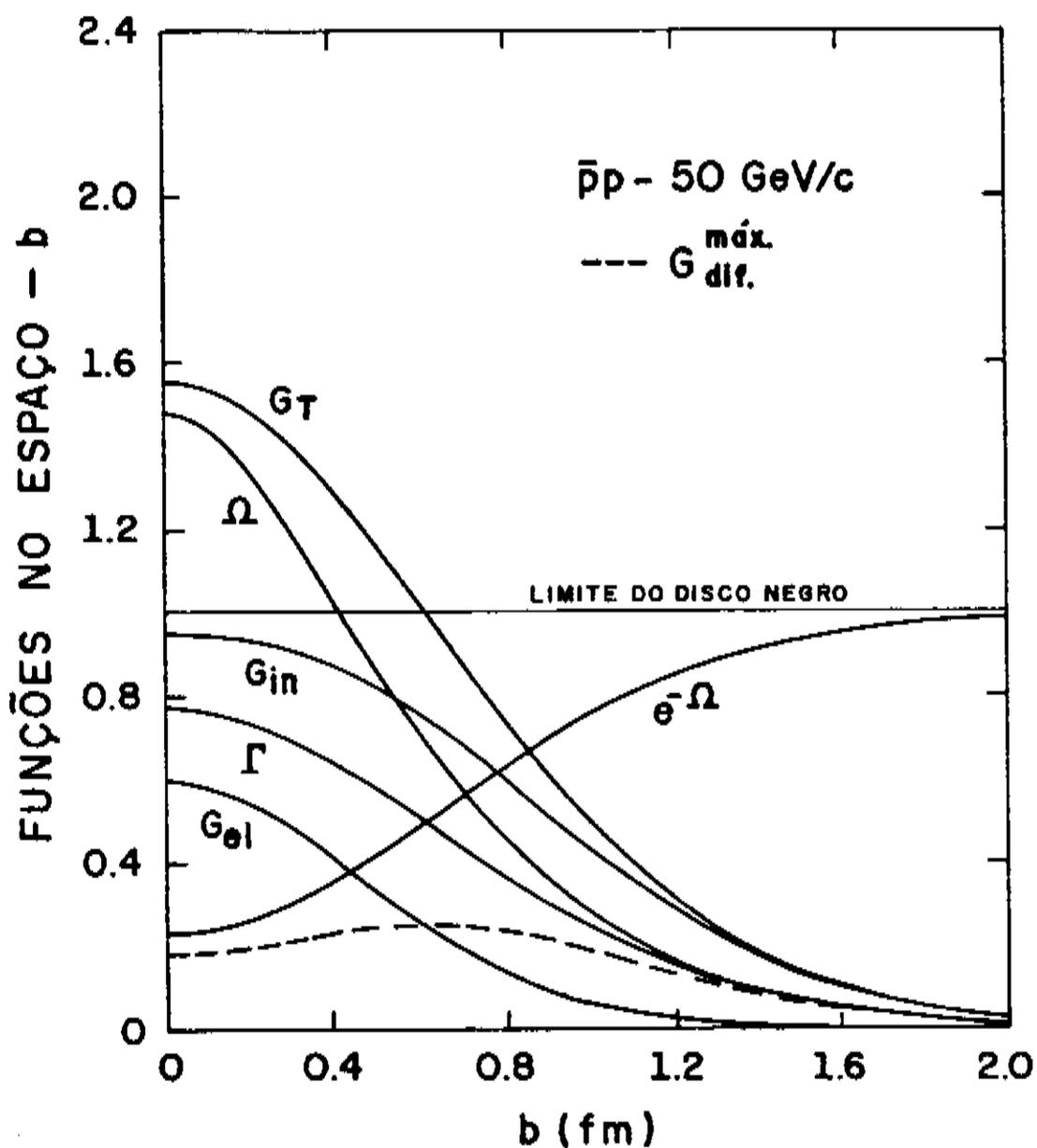


Fig. 6.12- Ω , Γ , $e^{-\Omega}$, G_T , G_{el} , G_{in} e G_{dif}^{max} em função de b para $\bar{p}p$ a 50 GeV/c.

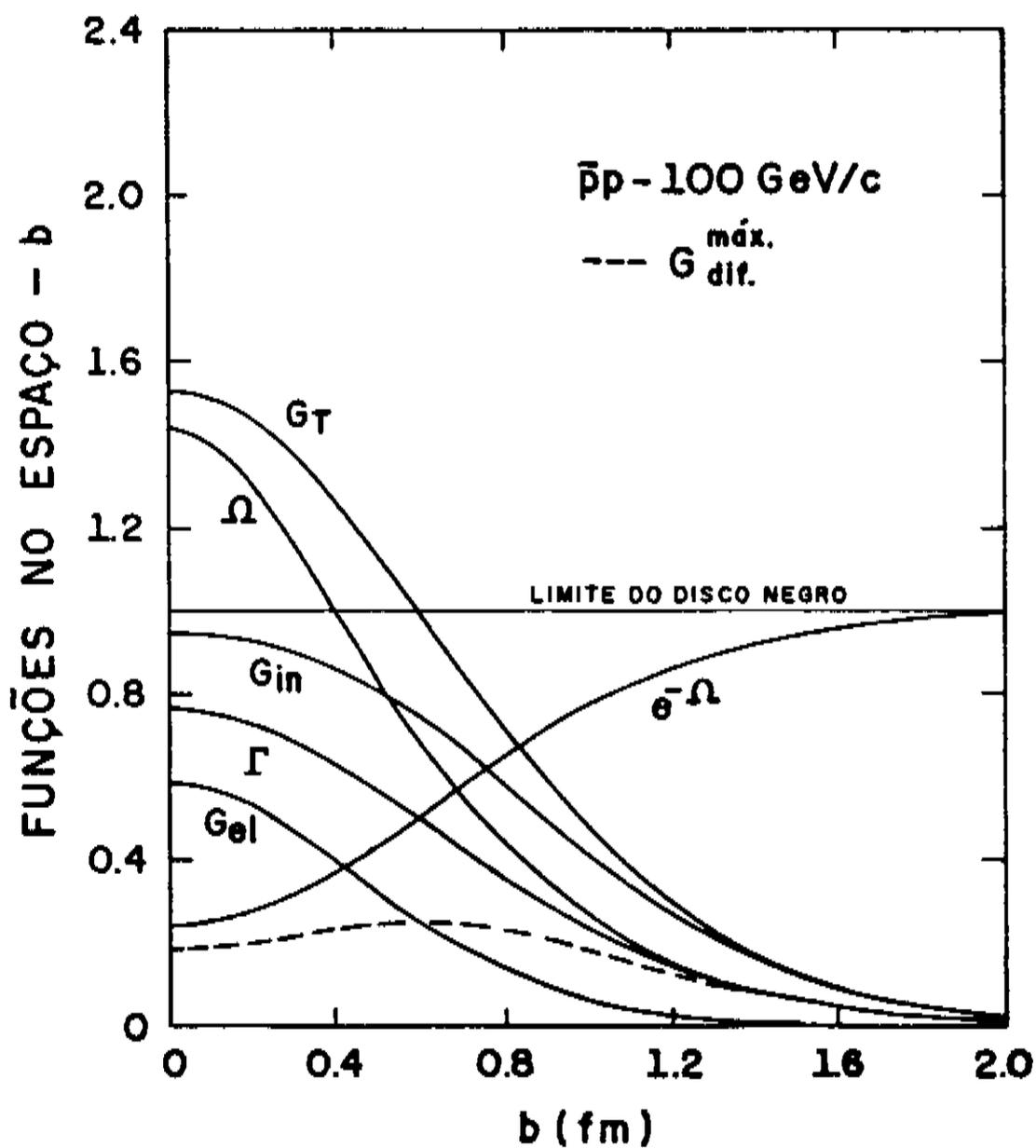


Fig. 6.13- Ω , Γ , $e^{-\Omega}$, G_T , G_{el} , G_{in} e G_{dif}^{max} em função de b para $\bar{p}p$ a 100 GeV/c.

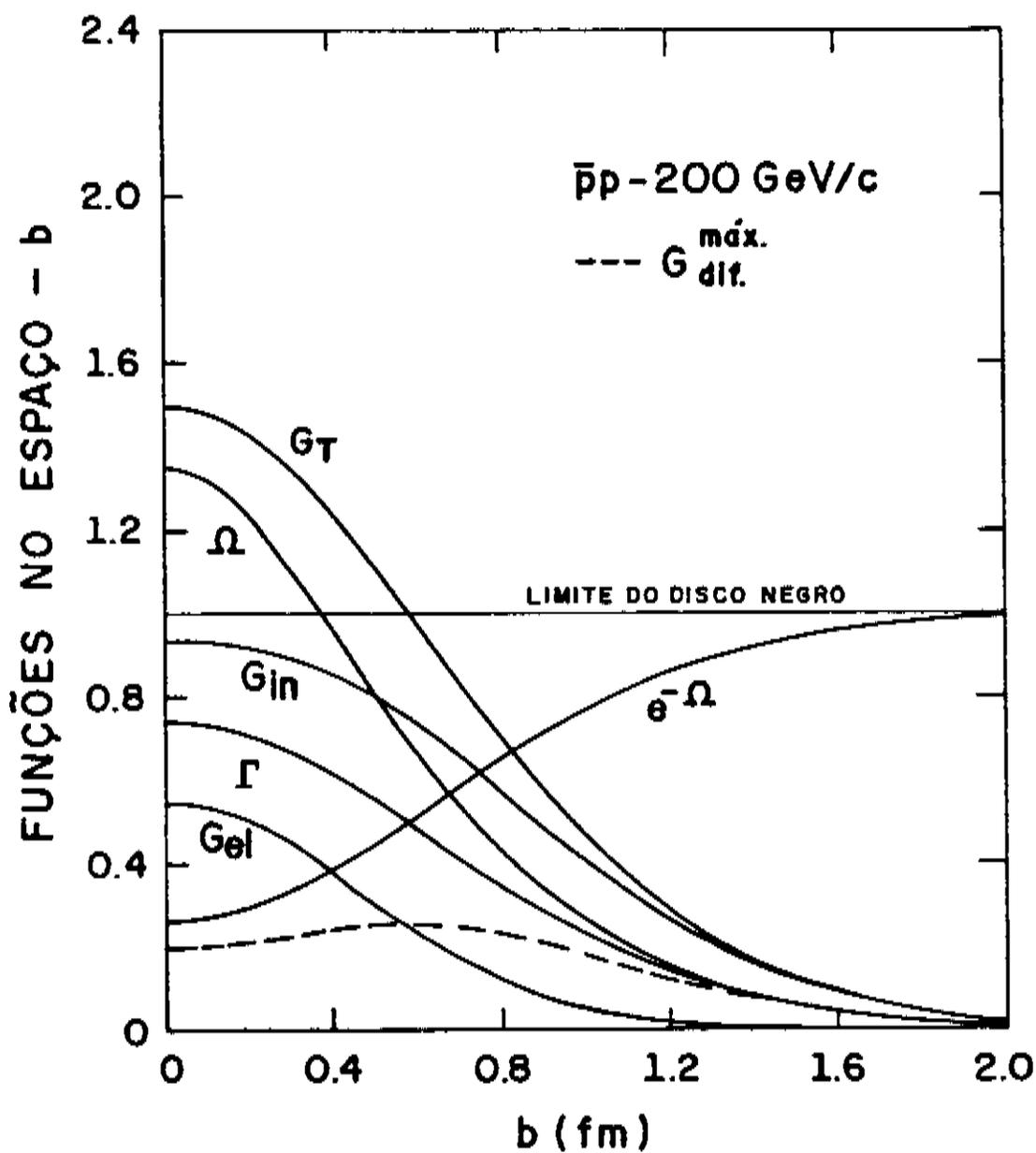


Fig. 6.14- Ω , Γ , $e^{-\Omega}$, G_T , G_{el} , G_{in} e G_{dif}^{max} em função de b para $\bar{p}p$ a 200 GeV/c.

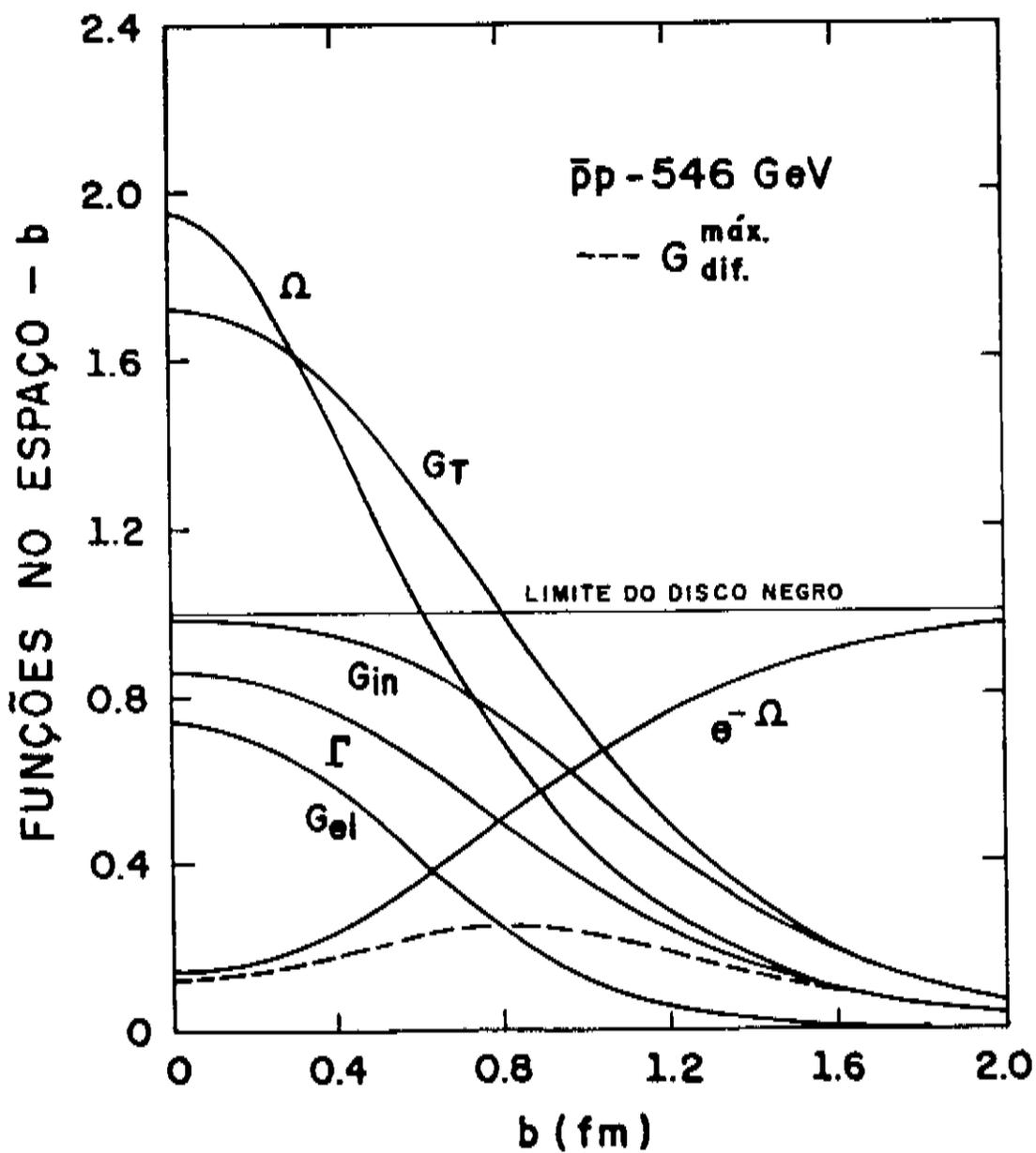


Fig. 6.16- Ω , Γ , $e^{-\Omega}$, G_T , G_{el} , G_{in} e G_{dif}^{max} em função de $\bar{p}p$ a 546 GeV.

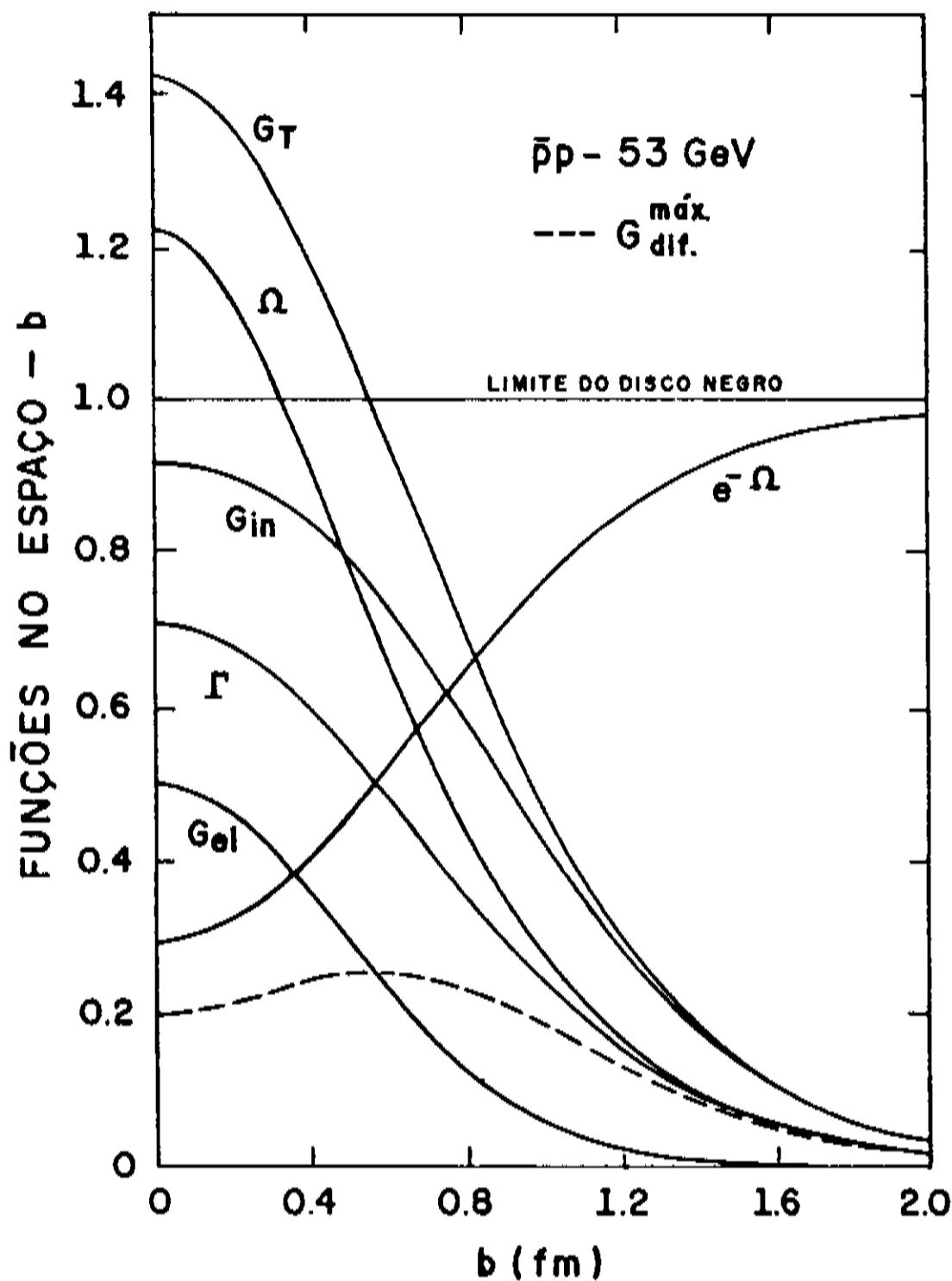


Fig. 6.15- Ω , Γ , $e^{-\Omega}$, G_T , G_{el} , G_{in} e G_{dif}^{max} em função de b para $\bar{p}p$ a 53 GeV.

- i) O limite superior da difração inelástica é mais periférico do que a função de "overlap" elástica.
- ii) G_{in} também é mais periférica que G_{el} . Esta constatação juntamente com i, são indicações que o espalhamento elástico é

mais central que o espalhamento inelástico.

iii) As curvas de Γ e $e^{-\Omega}$ mostram que o hádron em $b = 0$ não é inteiramente opaco. Sua transparência varia entre $\sim 15\%$ para 546 GeV a $\sim 30\%$ para 53 GeV. No intervalo $0.4 \lesssim b \lesssim 0.6$ fm a transparência e opacidade são da mesma ordem de grandeza. Um pouco acima de 2 fm a absorção cae praticamente a zero.

6.3. CÁLCULO DOS RAIOS DE INTERAÇÃO

Os raios quadráticos médios de interação efetiva para as seções de choque total, elástica e inelástica podem ser calculados pela expressão [15,16,22,92,111,122,123]

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{\int_0^{b_{\text{máx}}} b^2 G_i(s,b) b db}{\int_0^{b_{\text{máx}}} G_i(s,b) b db}, \quad (6.10)$$

onde i significa total, inelástico e elástico.

Os raios de interação efetiva são definidos como

$$R_i = \sqrt{\langle r_i^2 \rangle}, \quad \text{onde } i = T, \text{ in e el.}$$

O cálculo de raios de interação efetiva a partir das funções de "overlap" tem sido feito para várias reações exceto para $\bar{p}p$ numa faixa mais ampla de energia. A maioria dos autores afirmam que R_i depende fortemente da escolha de $b_{\text{máx}}$, no entanto, discordam entre si de qual deva ser seu valor para cada reação e para cada componente. A principal justificativa para esta dependência é

que, a falta de dados de $d\sigma/dt$ na região entre $t = 0$ e o valor mínimo de t até onde existem medidas experimentais gera divergências nas parametrizações. Essas diferenças nas parametrizações de $d\sigma/dt$ a pequenos t , leva à incertezas nas funções de "overlap" a grandes valores de b . Assim a influência desses problemas em R_i fica vinculada à definição do limite superior de integração.

Ayres et al. (1976)^[122] calculam R_T e R_{el} para reações $\bar{p}p$, pp , π^+p e K^+p no intervalo de energias $10 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 20$ GeV, usando $b_{\text{máx}} = 1.6\text{fm}$ para todas reações. A parametrização dos dados $d\sigma/dt$ é feita no intervalo de $-t = 0.03$ a $-t = 0.75$ (GeV/c)² usando uma expressão do tipo (2.25).

Amaldi-Schubert (1980)^[15] fazem o cálculo de R_{in} para pp na região de energia do ISR-CERN, escolhendo $b_{\text{máx}}$ de modo a satisfazer a condição $G_{in}(s, b_{\text{máx}}) = 0.085 G_{in}(s, 0)$. A escolha do fator 0.085 é arbitrária. Segundo esta sistemática, os autores afirmam que os raios obtidos vem de uma interação que cobre 90% de σ_{in} e a ampliação para 99% de σ_{in} ($b_{\text{máx}} \sim 2.8\text{fm}$) provoca um aumento de 15% nos valores de R_{in} .

T. Fearnley (1985)^[16] calcula R_{in} para $\bar{p}p$ nas energias 30 GeV/c, 50 GeV/c, 53 GeV e 546 GeV adotando a mesma condição de Amaldi-Schubert para a escolha de $b_{\text{máx}}$. Fearnley testa um $b_{\text{máx}}$ maior, obtido considerando $G_{in}(s, b_{\text{máx}}) = 0.010 G_{in}(s, 0)$, que gera valores de R_{in} até 18% acima daqueles calculados anteriormente.

Bailly et al. (1987)^[22] calculam R_{in} e R_{el} para pp no intervalo $10 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 62$ GeV e $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 546$ GeV considerando $b_{\text{máx}}$ variável e $b_{\text{máx}} = \infty$. Os dados de G_{el} e G_{in} calculados

lados a partir de ajuste de $d\sigma/dt$ são parametrizados usando a expressão proposta por Henzi (1974)^[23]. Os cálculos de R_{in} e R_{el} são feitos a partir destas representações paramétricas de G_{in} e G_{el} . O que não fica claro no trabalho de Bailly et al. é a sistemática de ajuste dos dados de $d\sigma/dt$. Além de não apresentar os parâmetros e curvas de ajuste, faz extrapolações que não reproduzem a estrutura de "dip-bump" exibida pelos dados experimentais.

Diante desta série de resultados problemáticos, incompletos e não uniformes, nossos cálculos de raios de interação efetiva foram feitos com alguns cuidados.

Primeiramente consideramos apenas uma única reação ($\bar{p}p$), com dados de $d\sigma/dt$ completos e numa ampla faixa de energia. Em segundo lugar, fizemos ajustes mais cuidadosos através de dois métodos diferentes e que reproduzem as principais características dos dados de $d\sigma/dt$. E, finalmente, as funções de "overlap" utilizadas na expressão (6.10) para cálculos dos respectivos raios de interação, vem diretamente dos ajustes sem parametrizações adicionais, ou seja, das expressões (6.6), (6.7) e (6.8).

Calculamos, assim, todos os raios de interação, total, inelástico e elástico de duas formas: com $b_{\text{máx}} = \infty$ e com $b_{\text{máx}}$ variável.

Os resultados de R_T , R_{in} e R_{el} , para $b_{\text{máx}} = \infty$, obtidos através dos métodos de ajuste I e II, são mostrados nas tabelas 6.2 e 6.3 respectivamente.

Os cálculos dos raios de interação em função de $b_{\text{máx}}$ são mostrados nas figuras 6.17 e 6.18. A primeira figura compara os resultados para a menor energia (50 GeV/c) com os do ISR (53 GeV)

TABELA 6.2- R_T , R_{in} , R_{ex} para $\bar{p}p$ obtidos através do método de ajuste I.

P_{lab} (GeV/c)	\sqrt{s} (GeV)	R_T (fm)	R_{in} (fm)	R_{ex} (fm)
50	9.78	0.990 ± 0.003	1.046 ± 0.003	0.679 ± 0.001
100	13.76	0.968 ± 0.003	1.024 ± 0.003	0.660 ± 0.002
200	19.42	0.971 ± 0.011	1.025 ± 0.012	0.664 ± 0.009
1496	53	1.042 ± 0.054	1.099 ± 0.057	0.691 ± 0.021
158910	546	1.157 ± 0.045	1.240 ± 0.048	0.758 ± 0.011

TABELA 6.3- R_T , R_{in} e R_{ex} para $\bar{p}p$ obtidos através do método de ajuste II.

P_{lab} (GeV/c)	\sqrt{s} (GeV)	R_T (fm)	R_{in} (fm)	R_{ex} (fm)
50	9.78	0.984	1.025	0.714
100	13.76	0.985	1.027	0.690
200	19.42	0.989	1.028	0.691
1496	53	1.007	1.049	0.704
158910	546	1.112	1.175	0.743

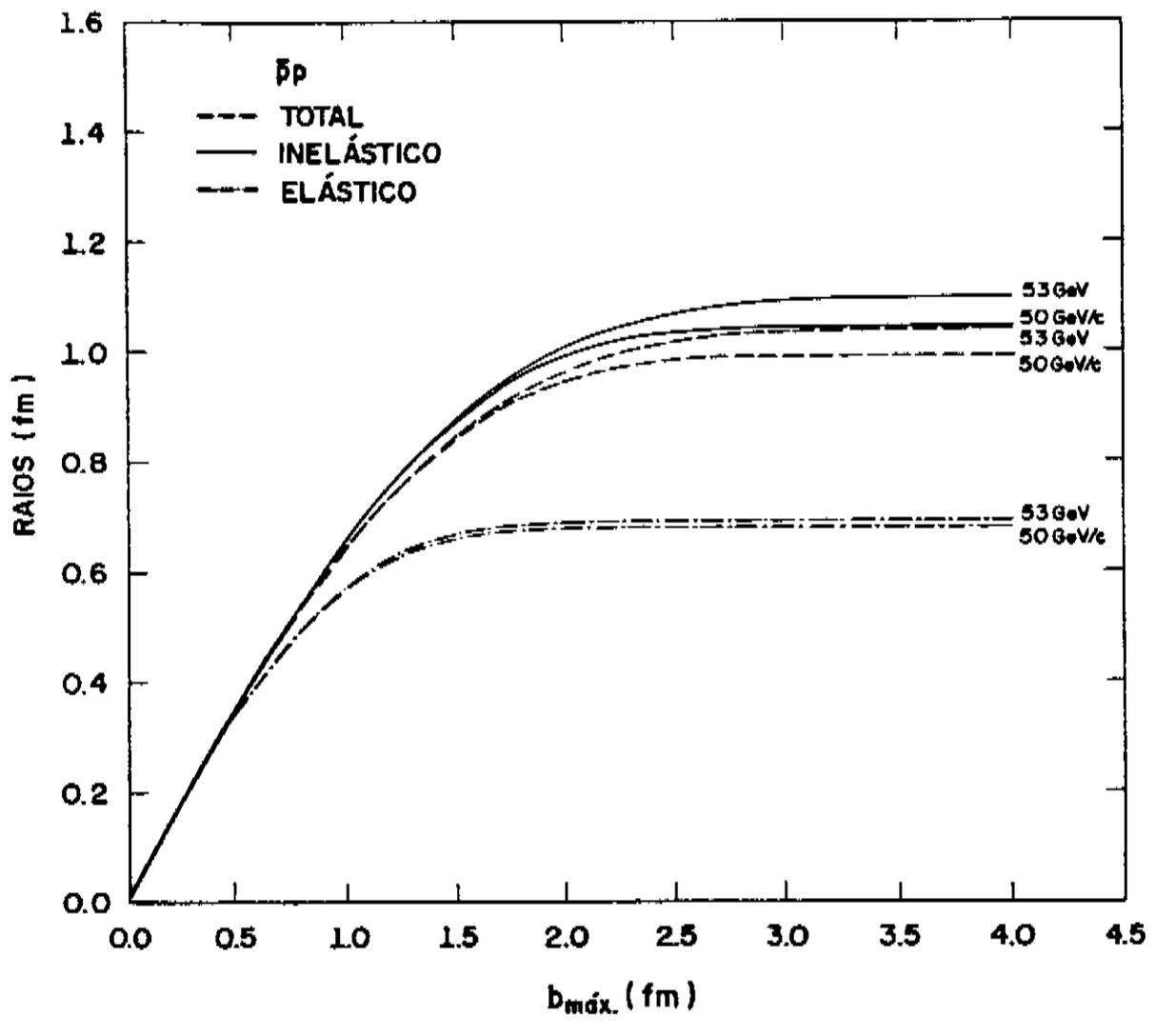


Fig. 6.17- R_T , R_{in} e R_{el} de $\bar{p}p$ em função de b_{max} para 50 GeV/c e 53 GeV.

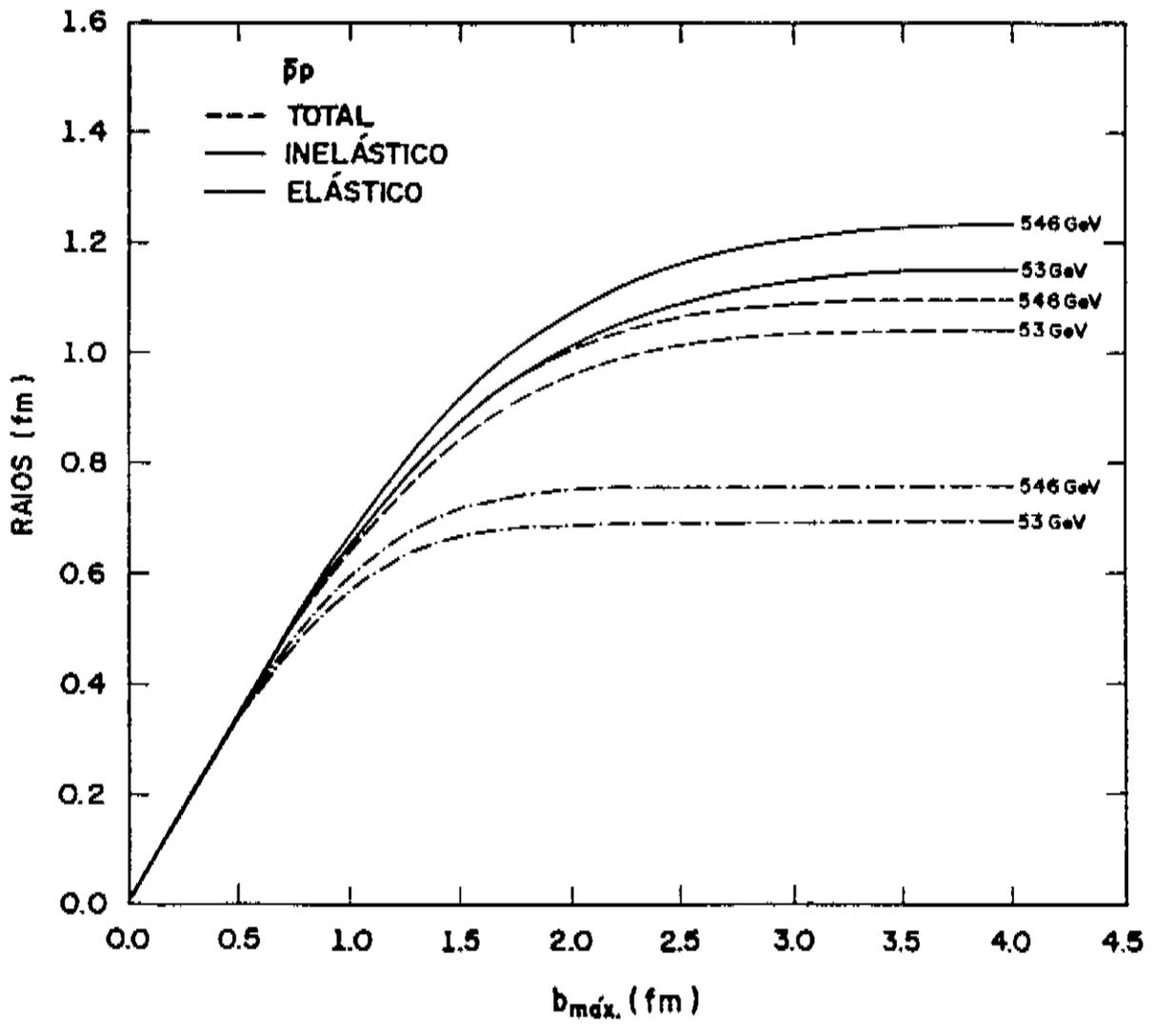


Fig. 6.18- R_T , R_{in} e R_{el} de $\bar{p}p$ em função de b_{max} para 53 GeV e 546 GeV.

e, a segunda de 53 GeV até o COLLIDER (546 GeV).

A comparação dos resultados dos raios de interação das tabelas 6.2 e 6.3 mostra que os valores obtidos com o método de ajuste II (sem erros) diferem no máximo de 5% em relação aos cálculos com o método de ajuste I (com erros). Com exceção de uma pequena diferença em R_T e R_{in} nas energias 50 e 100 GeV/c, todos os demais dados das tabelas 6.2 e 6.3 apresentam o mesmo comportamento quando comparados. Este fato de certa forma não confirma a tese de alguns autores^[15,122] sobre uma forte influência dos ajustes próximos a $t = 0$ nos valores dos raios de interação.

A análise das figuras 6.17 e 6.18 revela alguns resultados interessantes. O primeiro é que todos os raios de interação crescem inicialmente com $b_{\text{máx}}$ atingindo em certo ponto um patamar, além do qual independe de $b_{\text{máx}}$. Este ponto de início do patamar é diferente para os diferentes tipos de raios. Temos que $2.3 \lesssim b_{\text{máx}} \lesssim 2.8\text{fm}$ para R_{el} e $3.0 \lesssim b_{\text{máx}} \lesssim 4.0\text{fm}$ para R_T e R_{in} . Isto é um indicativo que o espalhamento elástico é mais central que o inelástico. Observamos também que os valores de R_{el} calculados com $b_{\text{máx}}$ entre 2.3 e 2.8fm, são praticamente iguais até o terceiro algarismo significativo, aos valores calculados com $b_{\text{máx}} = \infty$. O mesmo ocorre R_T e R_{in} com $b_{\text{máx}}$ entre 3 e 4fm e com $b_{\text{máx}} = \infty$. Este fato confirma o alcance limitado das interações fortes.

As figuras 6.17 e 6.18 mostram de forma clara um crescimento dos raios com a energia. Na transição de 50 GeV/c até 53 GeV R_T e R_{in} crescem de $\sim 5\%$, enquanto para R_{el} o crescimento é praticamente desprezível dentro dos limites de erros. O au-

mento dos raios de interação é mais evidente na passagem do ISR para o COLLIDER (Fig. 6.18), cerca de 11% para R_T , 13% para R_{in} e 10% para R_{el} . Este aumento é comparável com o resultado de Fearnley^[16] que encontra um aumento de 11% de R_{in} para $\bar{p}p$ neste intervalo de energia.

É importante se chamar a atenção também para o fato de que $R_T < R_{in}$ na região periférica. Isto é uma consequência do fato de que o R_{el} é menos periférico do que o R_{in} .

Uma comparação direta de nossos resultados de raios de interação com os de outros autores para as reações $\bar{p}p$ e pp , só é possível no caso de R_{in} , pois é o único calculado em todos os trabalhos.

A figura 6.19 mostra uma compilação de nossos resultados de R_{in} para $\bar{p}p$ (tabela 6.2), pp (tabela 7.2) e de $\bar{p}p$ a 900 e 2000 GeV estimados usando-se a eiconal teórica 6.12. Esta figura contém também R_{in} calculados nas referências [16 e 22 ($\bar{p}p$)] e, [15,16 e 22 (pp)].

A curva contínua da figura 6.19 representa a parametrização dos dados de R_{in} ($\bar{p}p$) nas energias 50 GeV/c, 100 GeV/c e 200 GeV/c, 53 GeV e 546 GeV através da expressão

$$R_{in}(s) = A + B \ln^2(s/s_0) \quad , \quad (6.11)$$

onde $A = 1.030 \text{ fm}$, $B = 0.0046 \text{ fm}$ e $s_0 = 375 \text{ (GeV)}^2$.

Os resultados mostrados pela figura 6.19 nos permite fazer, uma série de comentários:

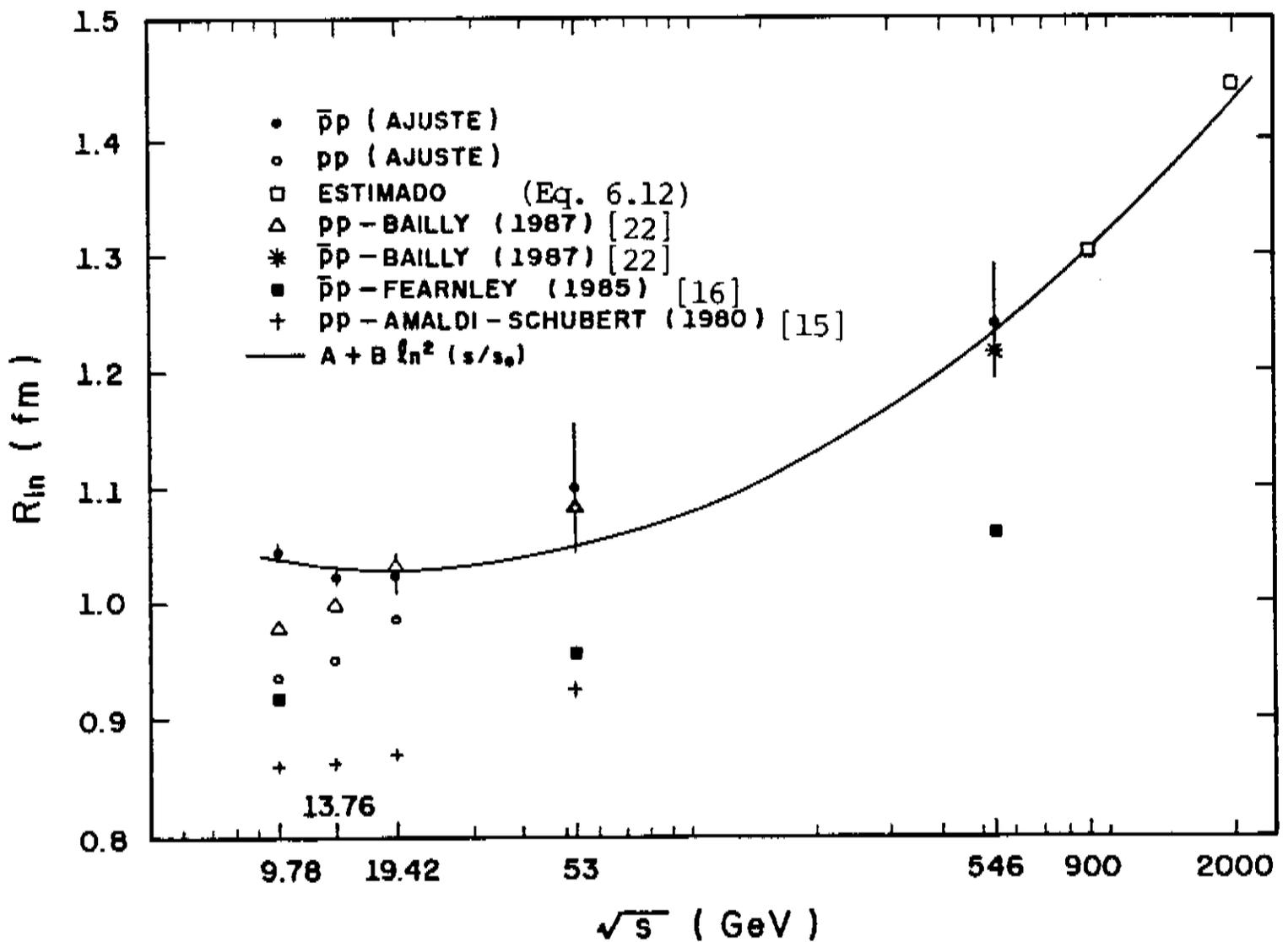


Fig. 6.19- R_{in} em função de \sqrt{s} para as reações $\bar{p}p$ e pp .

- i) Os resultados de Amaldi-Schubert (1980)^[15] e de Fearnley (1985)^[16] são sistematicamente menores que os nossos. A análise das figuras 6.17 e 6.18 juntamente com a forma destes autores escolherem $b_{\text{máx}}$, mostra que seus valores de $b_{\text{máx}}$ são tomados antes das curvas atingirem o patamar. Logo seus raios de interação foram subestimados.
- ii) Os resultados de Bailly et al. (1987)^[22] concordam muito bem com os nossos, exceto para pp a 50 e 100 GeV/c que são ligeiramente maiores. Lembramos que Bailly também calcula R_{in}

tomando-se $b_{\text{máx}} = \infty$.

- iii) A parametrização (6.11) descreve bem nossos dados de R_{in} numa ampla faixa de energia. Sua extrapolação para energias acima de 546 GeV mostra uma boa concordância com R_{in} em 900 GeV (COLLIDER-CERN) e em 2000 GeV (TEVATRON-FERMILAB), estimados utilizando a eiconal teórica da expressão (6.12).
- iv) Bailly et al. propõe uma parametrização do tipo $R = A + B \ln(s, s_0)$ para o raio de interação, que é diferente de (6.11). Como pode se ver pela figura 6.19 esta expressão descreve bem seus dados de R_{in} , mas apresenta um problema sério. Bailly ajusta dados de R_{in} de duas reações diferentes através de um único procedimento. Os dados nas energias 50 GeV/c, 100 GeV/c, 200 GeV/c e 53 GeV são da reação pp e em 546 GeV de $\bar{p}p$. Para energias muito altas isto não teria problemas pois pp tem as mesmas características de $\bar{p}p$. No entanto, para as energias menores as reações pp e $\bar{p}p$ tem comportamentos diferentes, como mostram nossos dados na figura 6.19 para as energias 50 e 200 GeV/c. Nestas energias $R_{\text{in}}(\bar{p}p)$ cresce quando s diminui, e isto não é descrito pela fórmula de Bailly. Este comportamento de R_{in} pp e $\bar{p}p$ para energias entre 50 e 200 GeV/c de nossos dados na figura 6.19 é consistente com os resultados de Ayres et al. (1976)^[122]. Um outro ponto contra a proposta de Bailly é que sua parametrização está em forte desacordo com os valores previstos para R_{in} em energias acima do COLLIDER-CERN.

6.4. EICONAL FENOMENOLÓGICA

Discutimos no capítulo 4, que a procura de uma expressão matemática para a eiconal que considere conjuntamente as dependências em s e b , tem sido um dos objetivos da fenomenologia a altas energias.

A equação que propomos para eiconal é baseada unicamente em análises fenomenológicas de comportamentos de dados experimentais. É uma expressão aproximada, haja vista, que vem de um conjunto de dados não uniformes e dispersos numa faixa de energia muito ampla. Tão ampla a ponto dos resultados experimentais indicarem rumos diferentes para as colisões hadrônicas durante as três últimas décadas, como vimos no item 4.4.

Três análises foram decisivas para formularmos uma expressão para a eiconal:

- i) Os resultados das figuras 6.1 a 6.7 para valores fixos de b mostram um comportamento semelhante ao de σ_T (figura 5.1), e que não podem ser descritos pelas equações 4.9 ou 4.48. Para $b = 0$, a eiconal depende somente da energia logo, pela semelhança com σ_T podemos usar a parametrização de Amaldi (1977)^[63] equação 2.20. Na tese de mestrado^[91] já havíamos mostrado a existência de uma proporcionalidade entre σ_T e a constante absorção.
- ii) Os resultados dos trabalhos de Henzi-Valin^[23 a 27] que culminaram na equação (4.18) para a função de "overlap" inelástica, mostram um hádron interagente mais "blacker", "edgier" e

"larger" e, que viola as hipóteses da fatoração e do "geometrical scaling" quando tratadas isoladamente. Embora as idéias de Henzi-Valin tenham sido desenvolvidas para G_{in} , elas valem também para a eiconal.

Os principais méritos destes trabalhos foram escrever G_{in} em termos de gaussianas como funções da variável b/\sqrt{B} com $B \sim \ln^2 s$ e a inclusão da dependência energética na opacidade central. Estas idéias implementadas por gaussianas modificadas por termos multiplicativos contendo b^2/B , carregam efeitos como a variação de opacidade, de tamanho e de influências de bordas dos hádrons.

Apesar de todos estes méritos do modelo de Henzi-Valin que descreve bem os dados de $G_{in}(\bar{p}p)$ para energias do ISR e do COLLIDER, ele falha para as energias abaixo da região do ISR. A tabela 6.4 mostra os dados de G_{in} obtidos a partir da expressão (4.18) e através dos parâmetros de ajuste pela equação (6.8) para $b = 0$. Nesta tabela 6.4 o modelo de Henzi-Valin prevê um crescimento contínuo de $G_{in}(s,0)$ com a energia, enquanto, os dados obtidos

TABELA 6.4- $G_{in}(s,0)$ em função de \sqrt{s} obtidas por ajuste e pelo modelo de Henzi-Valin.

p_{lab} (GeV/c)	\sqrt{s} (GeV)	$G_{in}(s,0)$ (Ajuste-I)	$G_{in}(s,0)$ Henzi-Valin
50	9.78	0.948 ± 0.002	0.908
100	13.76	0.944 ± 0.002	0.909
200	19.42	0.932 ± 0.009	0.912
1496	53	0.913 ± 0.002	0.929
158910	546	0.980 ± 0.001	0.966

do ajuste decrescem até 53 GeV e depois crescem até 546 GeV.

Apesar destes problemas com o modelo, usaremos suas idéias básicas, alterando principalmente a dependência energética na opacidade central e na variável B através da expressão de Amaldi (1977), equação (2.20).

iii) Finalmente, os resultados do trabalho de Bellandi et al. [21] para a reação $\bar{p}p$ nas energias de 53 GeV e 546 GeV, mostram que a eiconal pode ser escrita como uma combinação das hipóteses de fatoração e do "geometrical scaling". A fatoração se verifica na região de pequenos b , enquanto, o "geometrical scaling" a grandes b . Este assunto será discutido no próximo capítulo.

Com base nestas análises a expressão fenomenológica para a eiconal em função de s e b é dada por

$$\Omega(s, b) = A_1 \sigma_T(s) \left[e^{-A_2 b^2} + A_3 e^{-A_4 b^2} + \frac{A_5 b^2}{\sigma_T(s)} e^{-\frac{A_6 b^2}{\sigma_T(s)}} \right], \quad (6.12)$$

onde $\sigma_T(s)$ é dada pela fórmula de Amaldi (1977) e os coeficientes A_i ($i = 1$ a 6) calculados através de ajuste dos dados de $\Omega(s, b)$, da figura 6.8.

Na equação (6.12) $A_1(1 + A_3)\sigma_T(s)$ representa a eiconal em $b = 0$ supondo-a proporcional a σ_T ; a variável $b/\sqrt{\sigma_T}$ vem das idéias de Henzi-Valin apenas modificando a dependência energética, feita agora através de σ_T ; as duas primeiras gaussianas mul-

tiplicadas pelo fator $A_1 \sigma_T(s)$ respondem pela fatoração a baixos valores de $b^{[21]}$ e, o último termo multiplicado por $A_1 \sigma_T(s)$ é responsável pelos efeitos de borda ("edgier") e de largura ("larger") e tem um "geometrical scaling" intrínseco na região de grandes b .

Os parâmetros A_i ($i = 1$ a 6) foram encontrados ajustando-se os dados de eiconal (figura 6.8) com a energia fixa. Os resultados destes ajustes são mostrados na tabela 6.5 para as energias 50 GeV/c, 100 GeV/c, 200 GeV/c, 53 GeV e 546 GeV.

TABELA 6.5- Parâmetros de ajuste da eiconal para cada energia.

CONJUNTO DE PARÂMETROS	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5
p_{lab} (GeV/c)	50	100	200	1496	158910
\sqrt{s} (GeV)	9.78	13.76	19.42	53	546
A_1	0.011	0.011	0.011	0.009	0.010
A_2	4.192	4.206	4.012	3.547	4.032
A_3	1.868	1.921	1.985	2.059	2.108
A_4	1.477	1.500	1.381	1.297	1.205
A_5	13.512	12.404	10.165	8.739	7.297
A_6	44.662	43.377	42.380	35.616	39.064

A regularidade dos conjuntos de parâmetros da tabela 6.6, permite-nos encontrar de forma aproximada um único conjunto fazendo a média aritmética com desvio padrão. Este conjunto de parâmetros médios é mostrado na tabela 6.6.

TABELA 6.6- Parâmetros de ajustes médios para eiconal

A_1	0.010 \pm 0.001
A_2	3.998 \pm 0.239
A_3	1.988 \pm 0.088
A_4	1.372 \pm 0.111
A_5	10.423 \pm 2.287
A_6	41.020 \pm 3.277

Os resultados de eiconal com b fixos em 0, 0.5, 1.0, 1.5 e 2.0fm, usando os parâmetros da tabela 6.6, são mostrados nas figuras 6.20 a 6.24. As curvas contínuas representam a eiconal com os parâmetros A_i sem desvios e as curvas tracejadas dão os limites máximos da eiconal considerando os desvios padrão nos parâmetros.

A melhor maneira de testarmos a consistência física da expressão teórica encontrada para a eiconal e os procedimentos de ajuste é calcular $d\sigma/dt$ usando (6.12) e os parâmetros das tabelas 6.5 e 6.6, e confrontar com os respectivos dados experimentais.

As figuras 6.25 a 6.32 mostram estes resultados para $\bar{p}p$ e todas energias que estamos analisando.

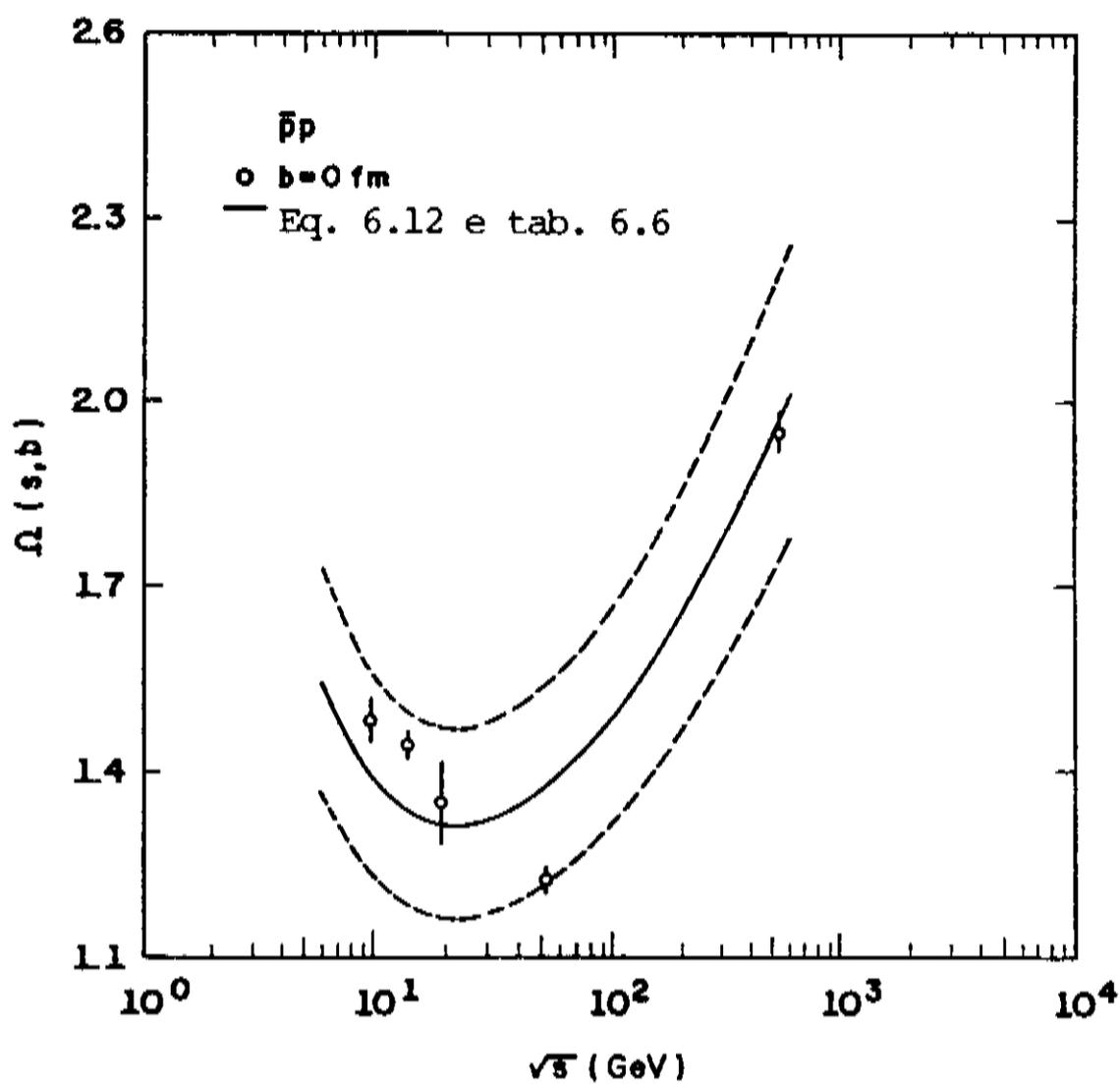


Fig. 6.20- $\Omega(s, 0) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.

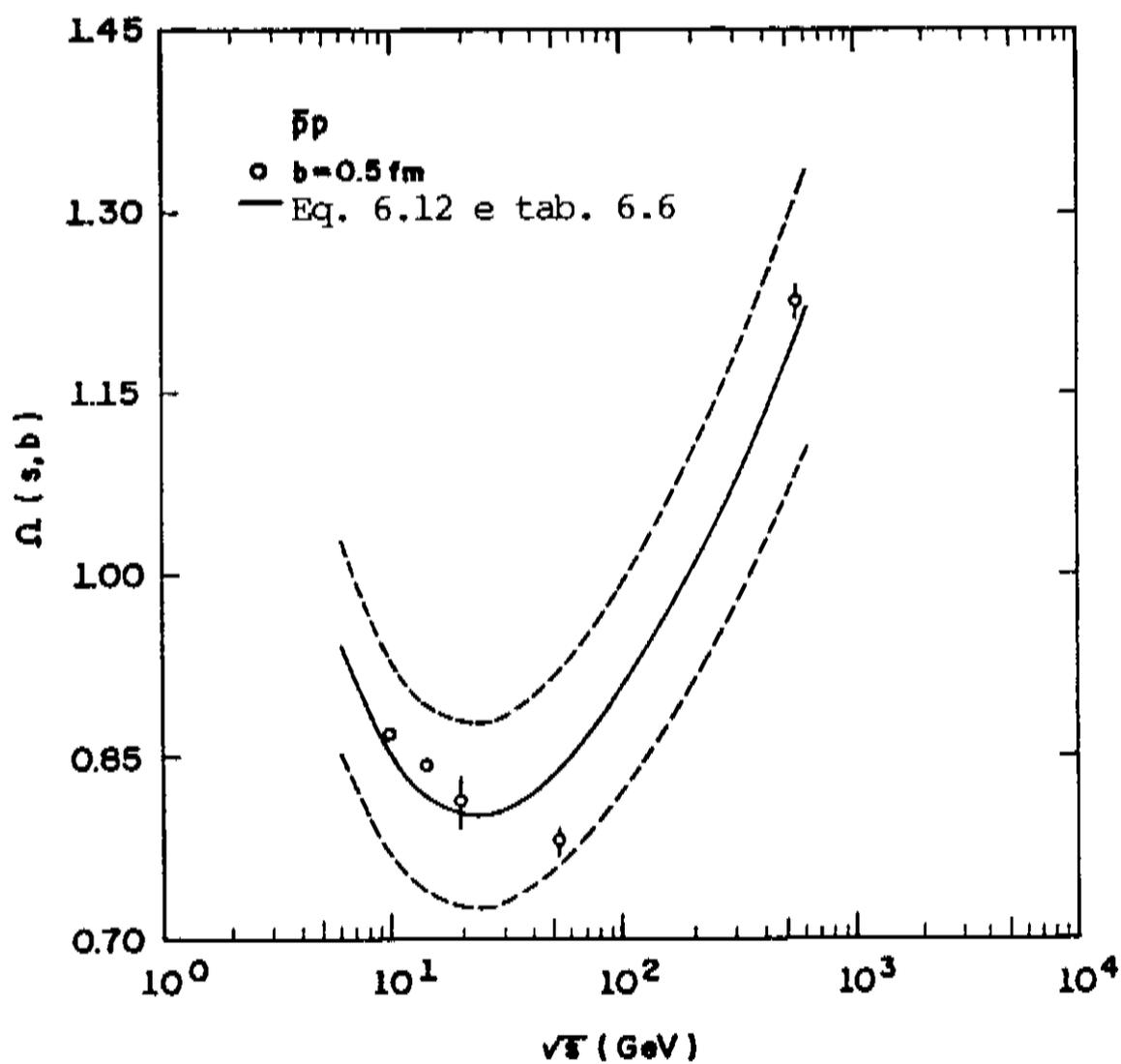


Fig. 6.21- $\Omega(s, 0.5 \text{ fm}) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.

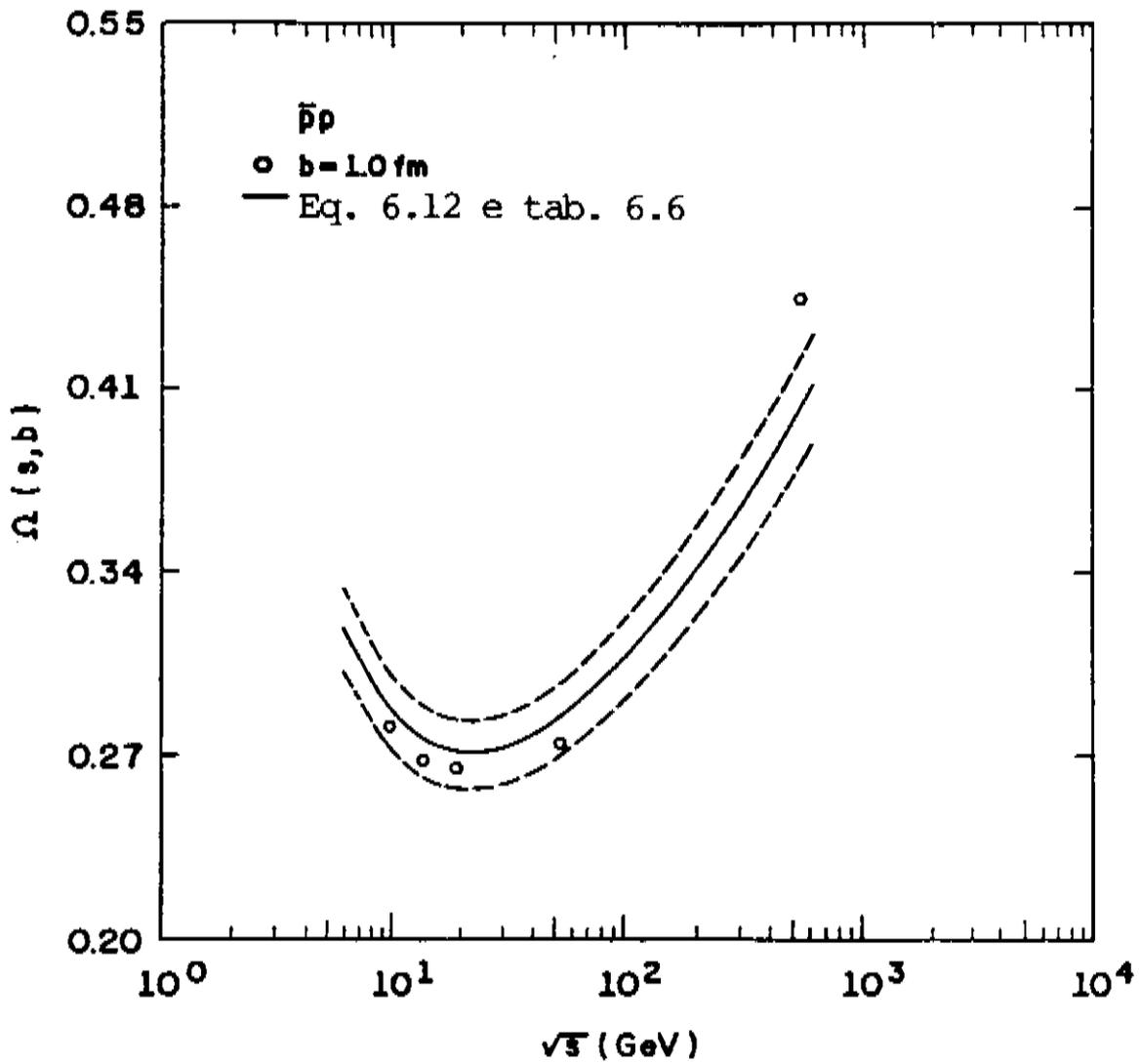


Fig. 6.22- $\Omega(s, 1\text{fm}) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.

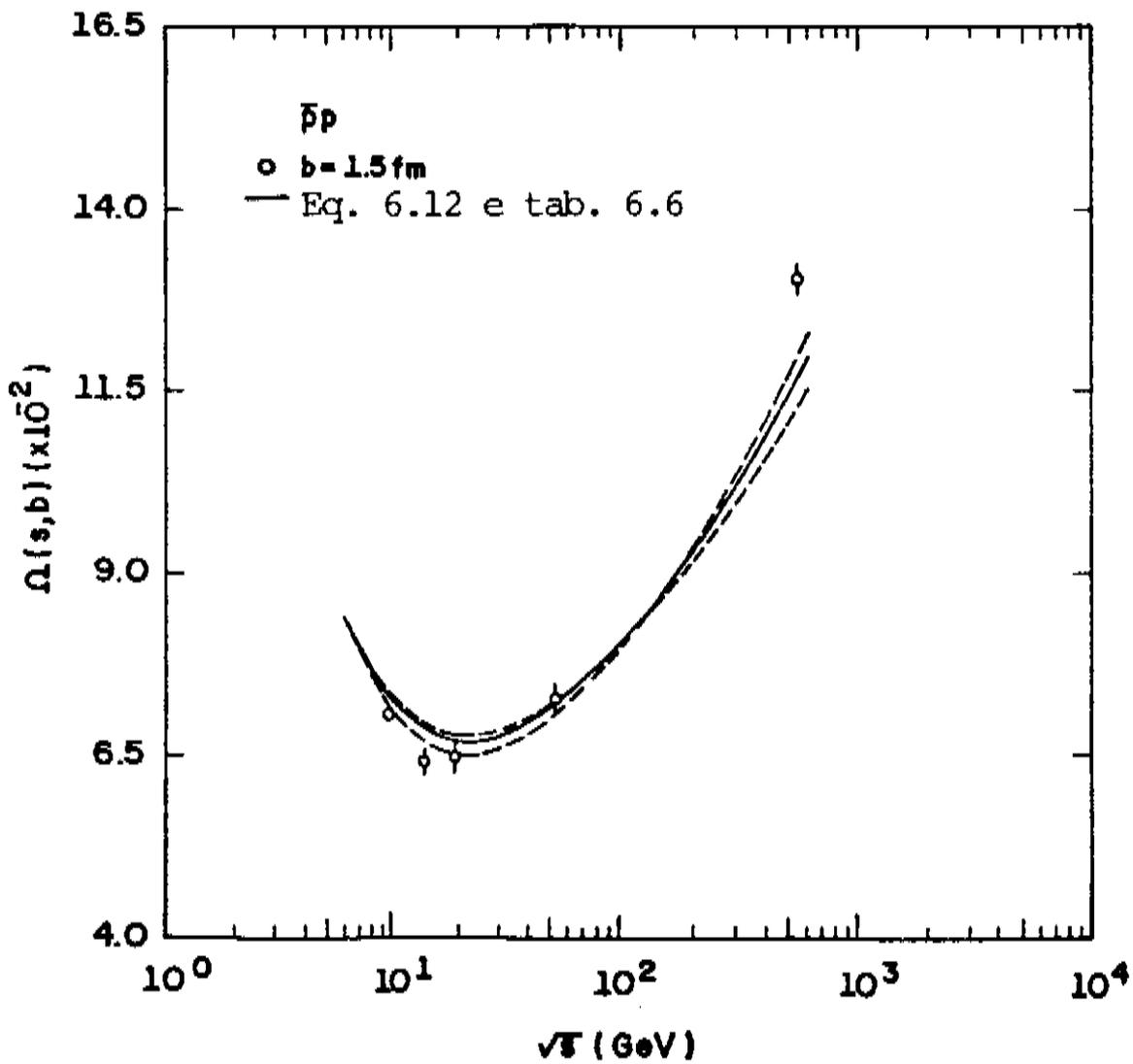


Fig. 6.23- $\Omega(s, b = 1.5\text{fm}) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.

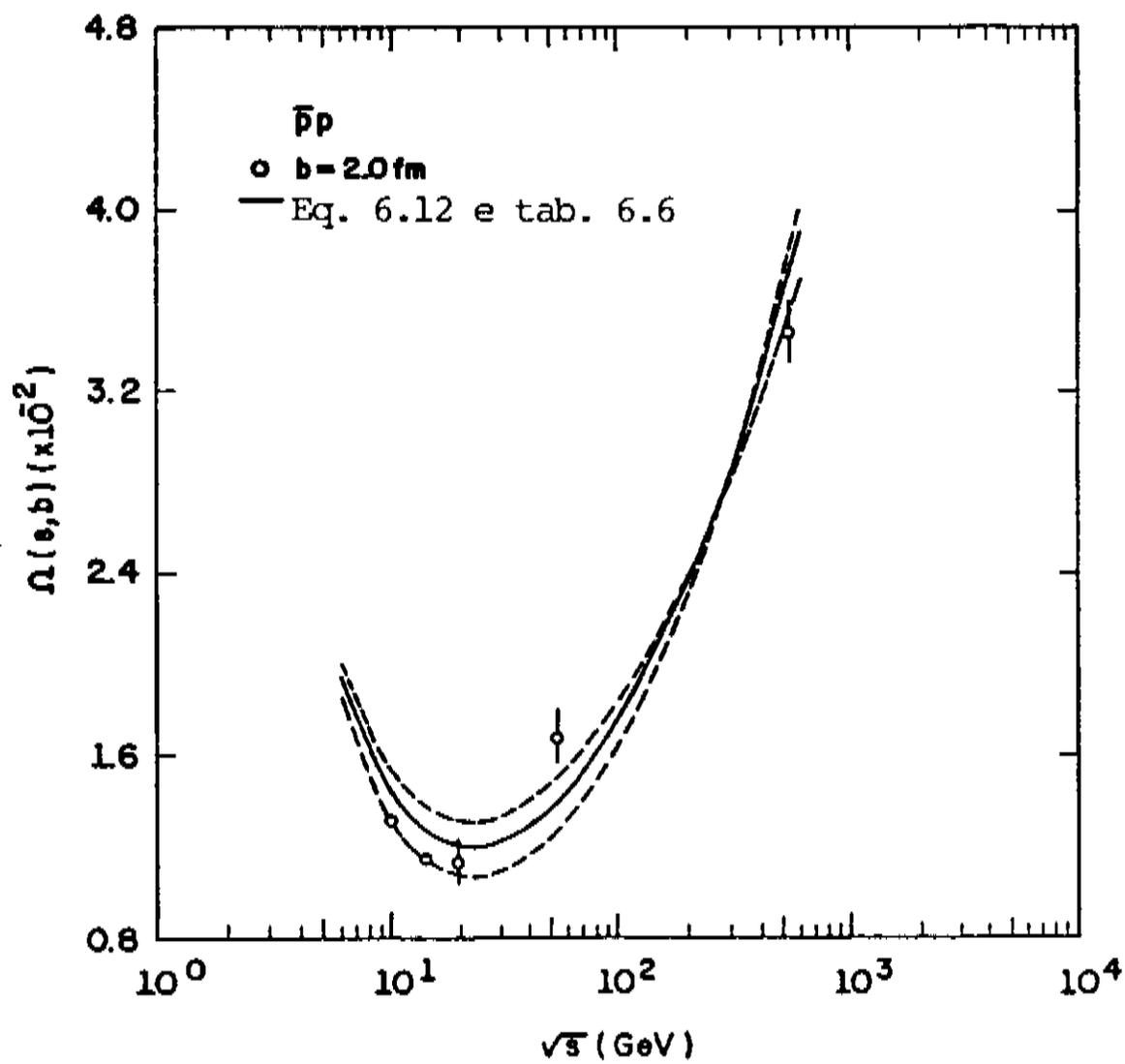


Fig. 6.24- $\Omega(s, 2\text{fm}) \times \sqrt{s}$ (GeV) - Dados e curva teórica.

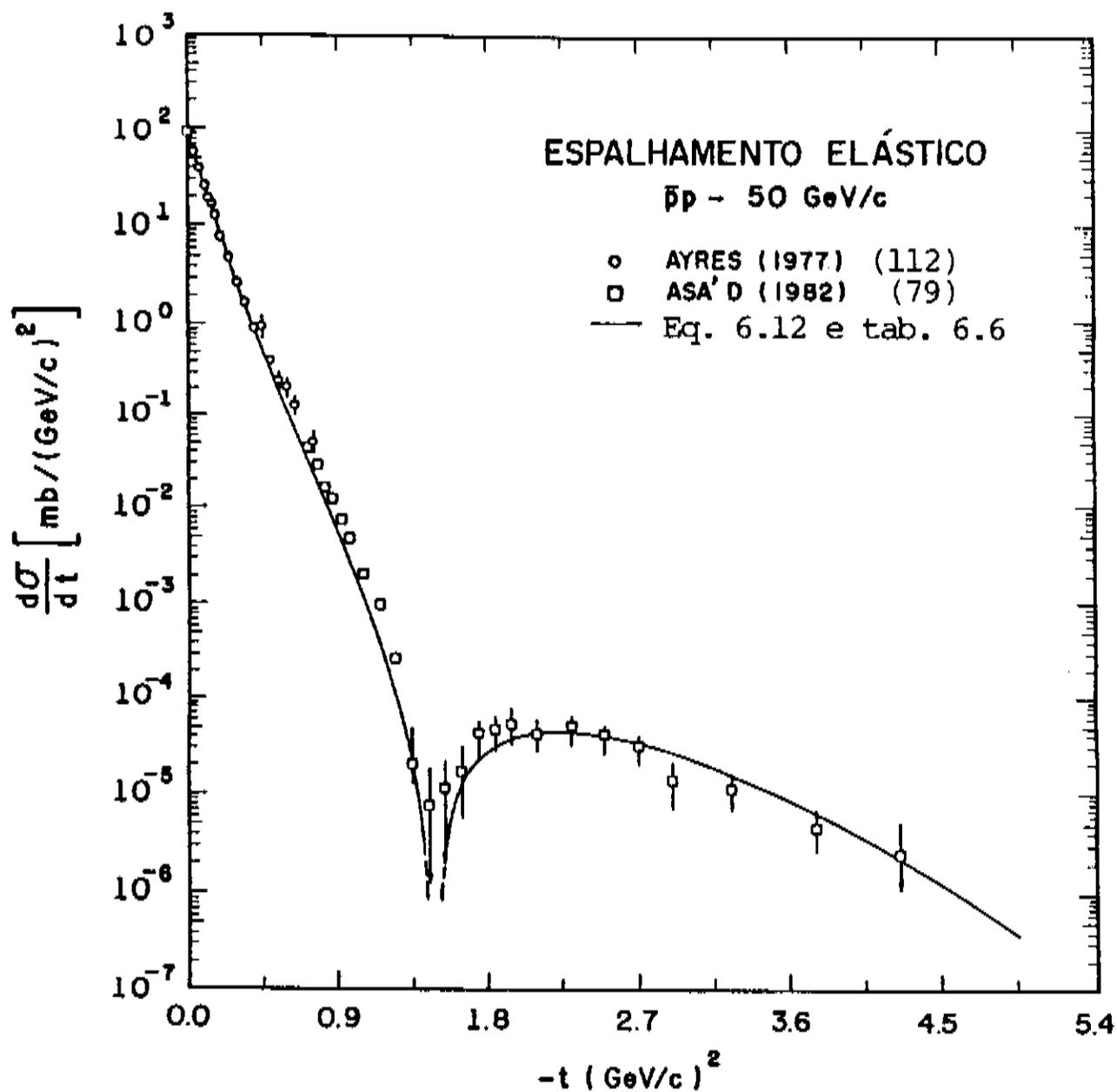


Fig. 6.25- $(\frac{d\sigma}{dt})_{\bar{p}p} \times -t$ - Dados experimentais e curva teórica a 50 GeV/c.

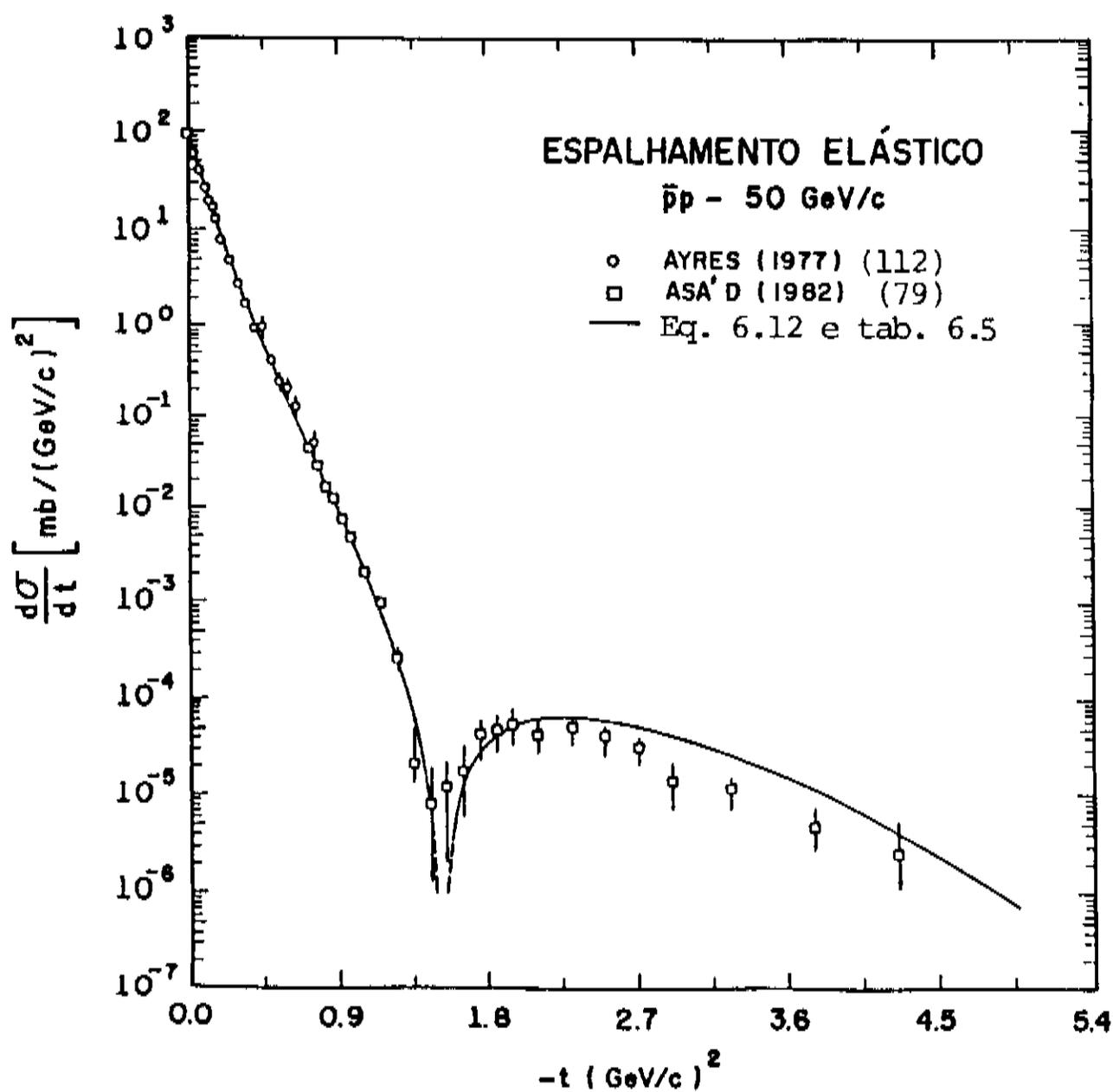


Fig. 6.26- $(\frac{d\sigma}{dt})_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 50 GeV/c.

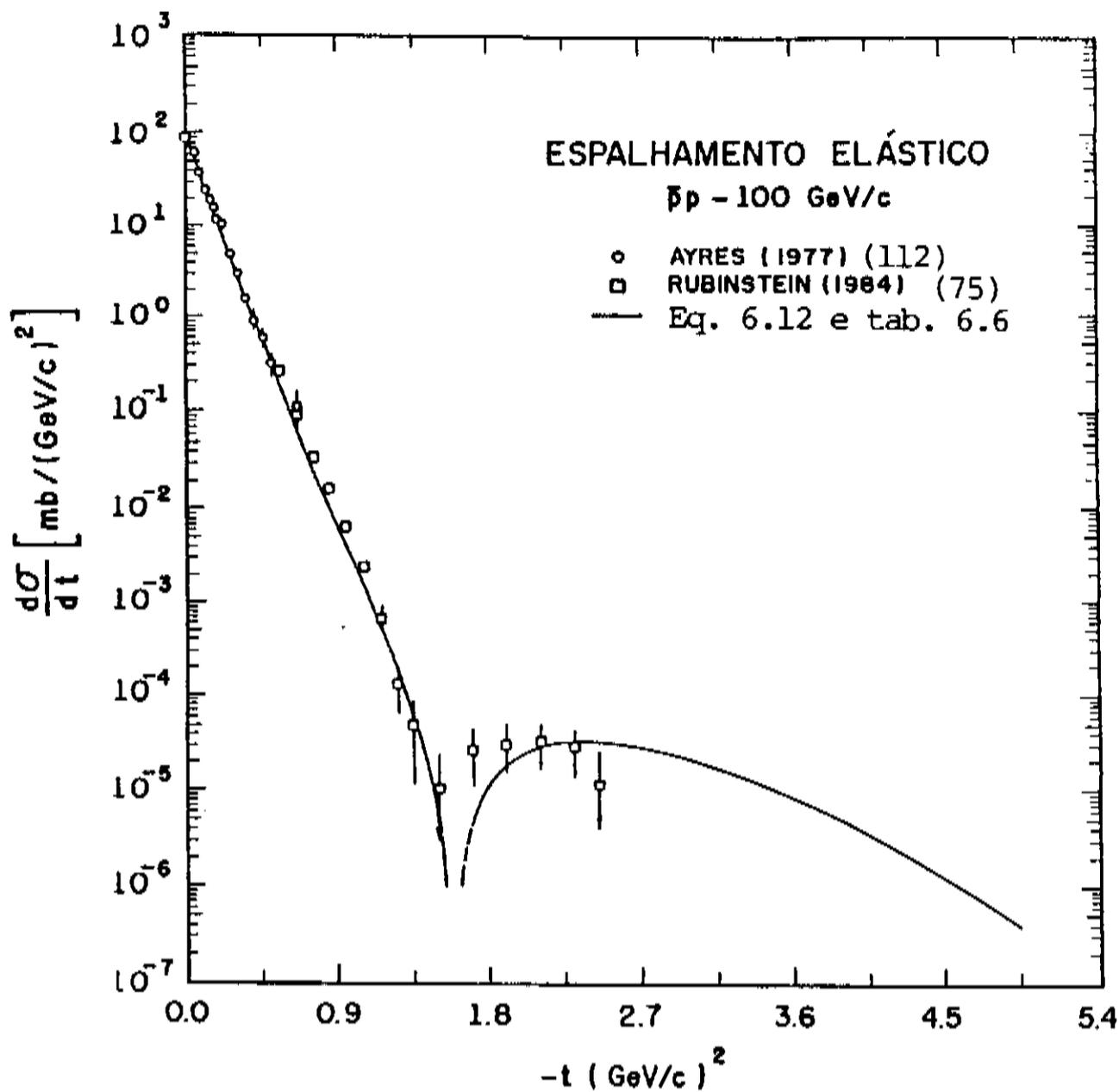


Fig. 6.27- $(\frac{d\sigma}{dt})_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 100 GeV/c.

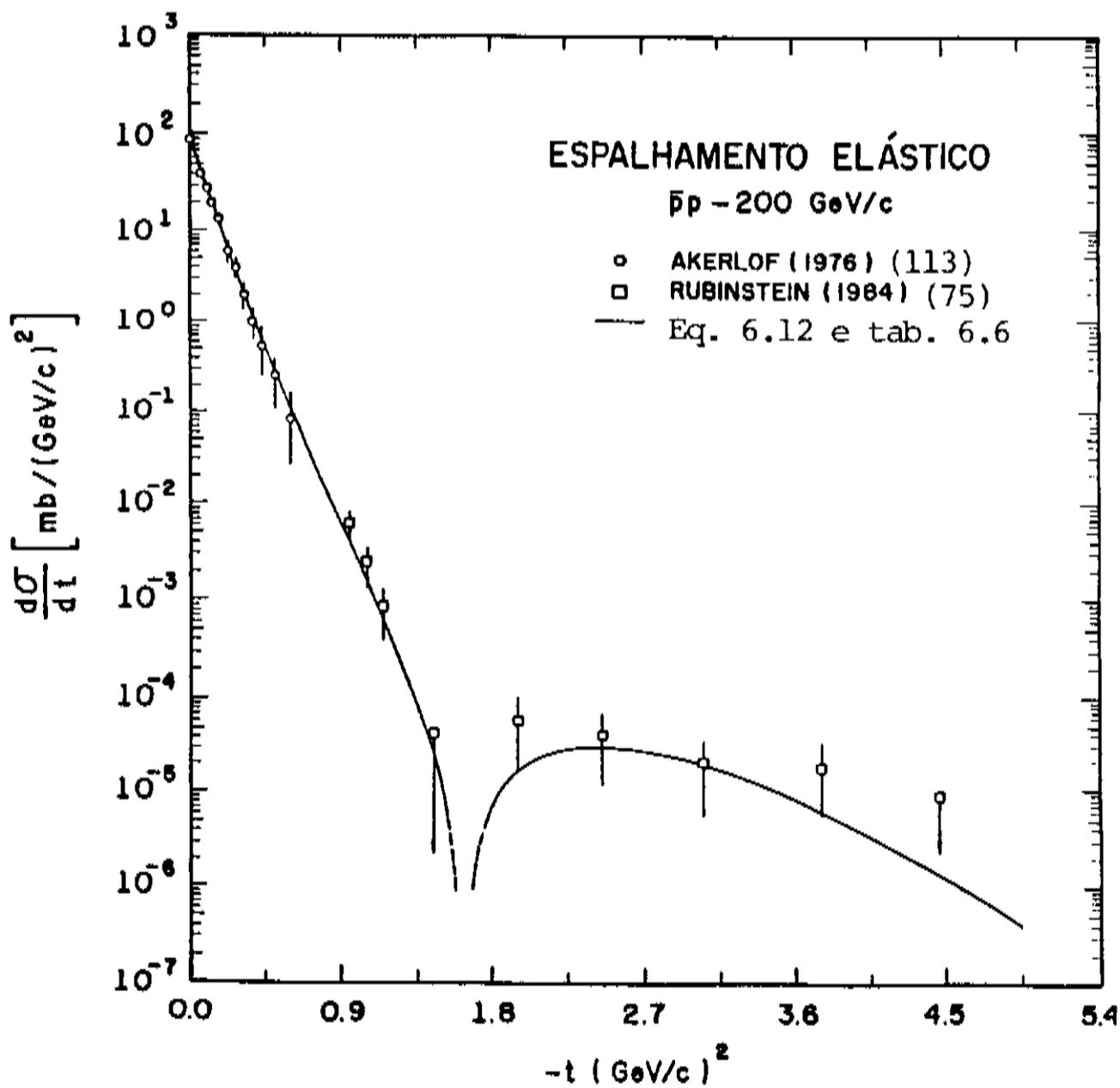


Fig. 6.28- $(\frac{d\sigma}{dt})_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 200 GeV/c.

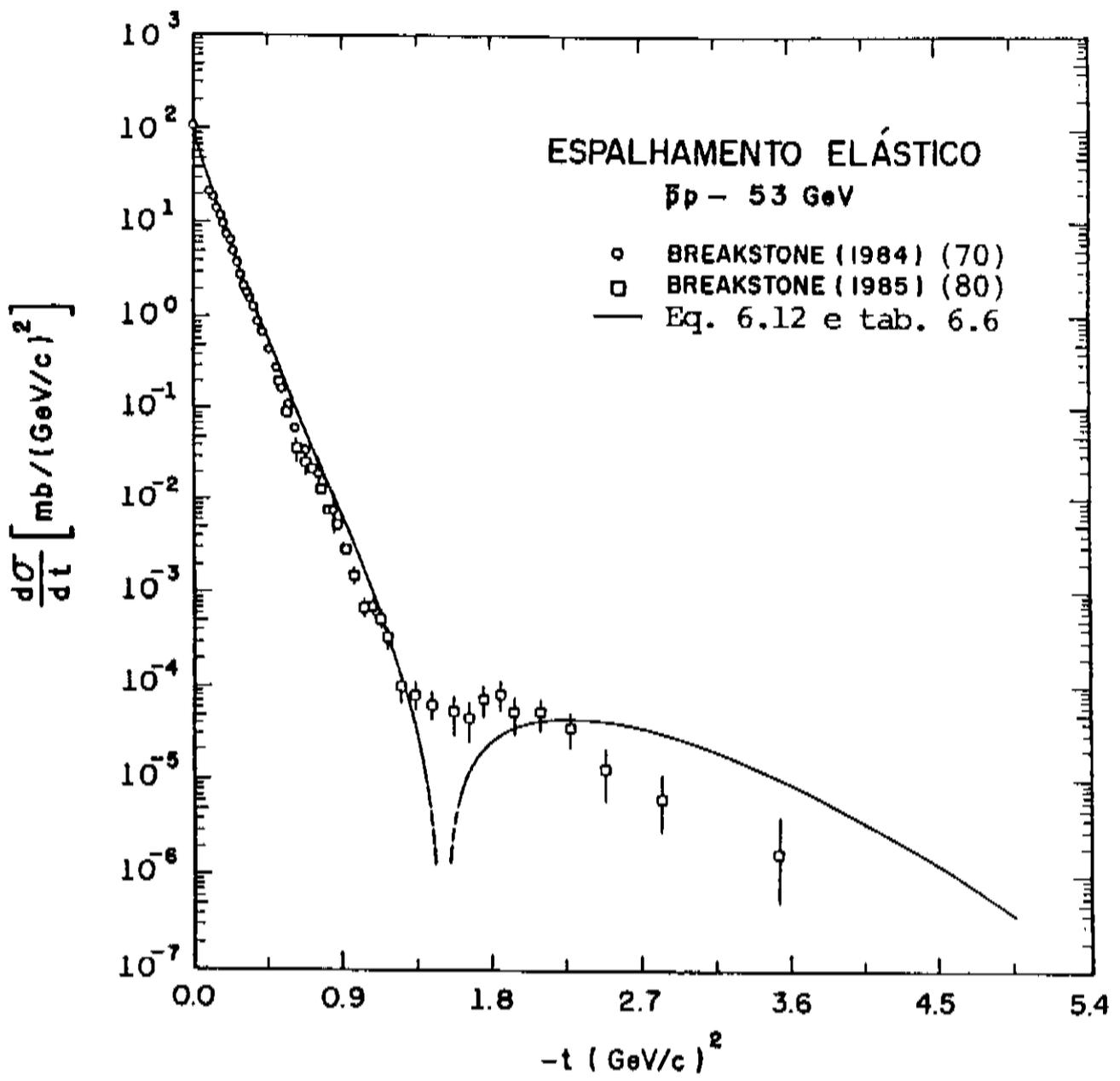


Fig. 6.29- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 53 GeV.

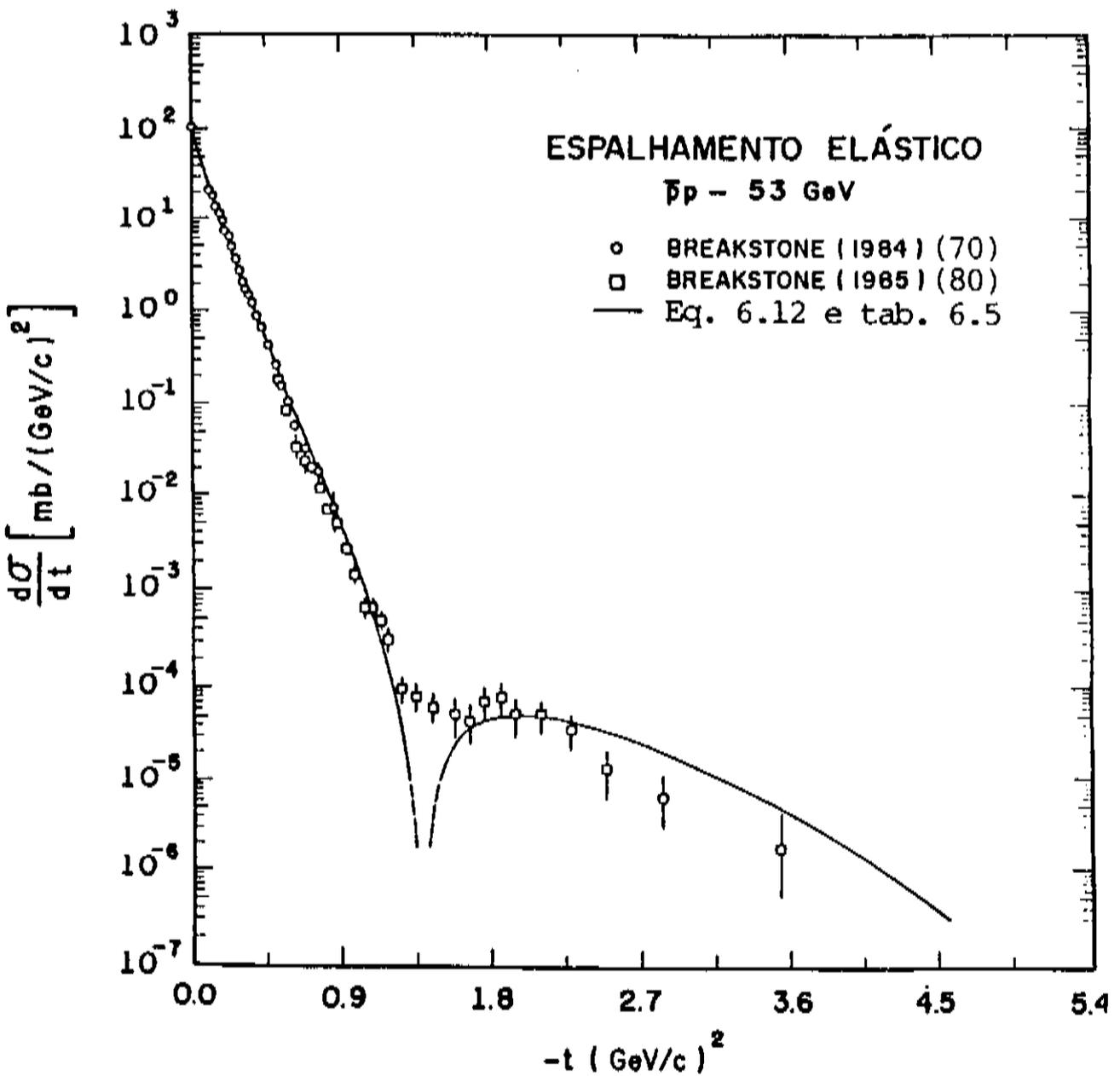


Fig. 6.30- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 53 GeV.

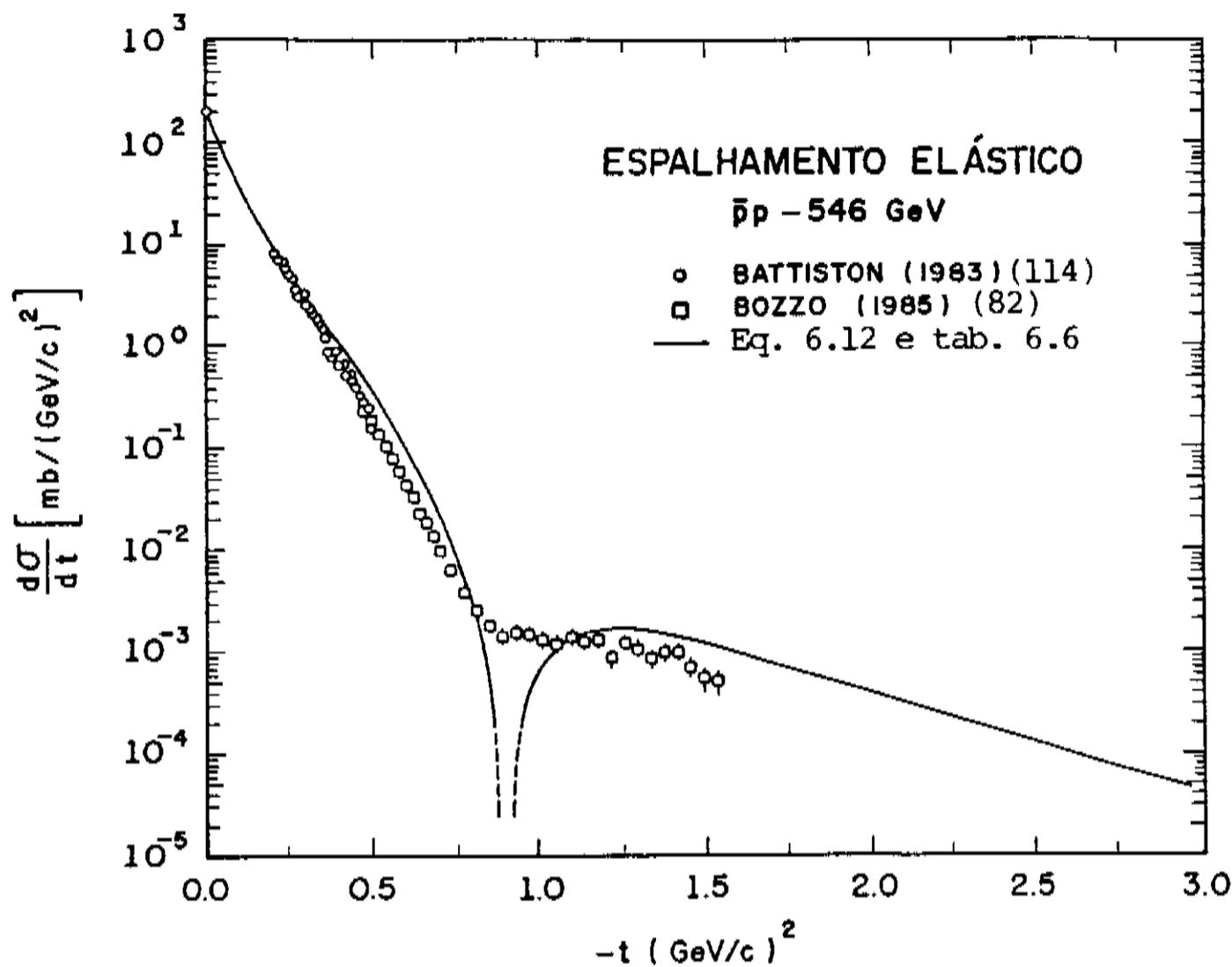


Fig. 6.31- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 546 GeV.

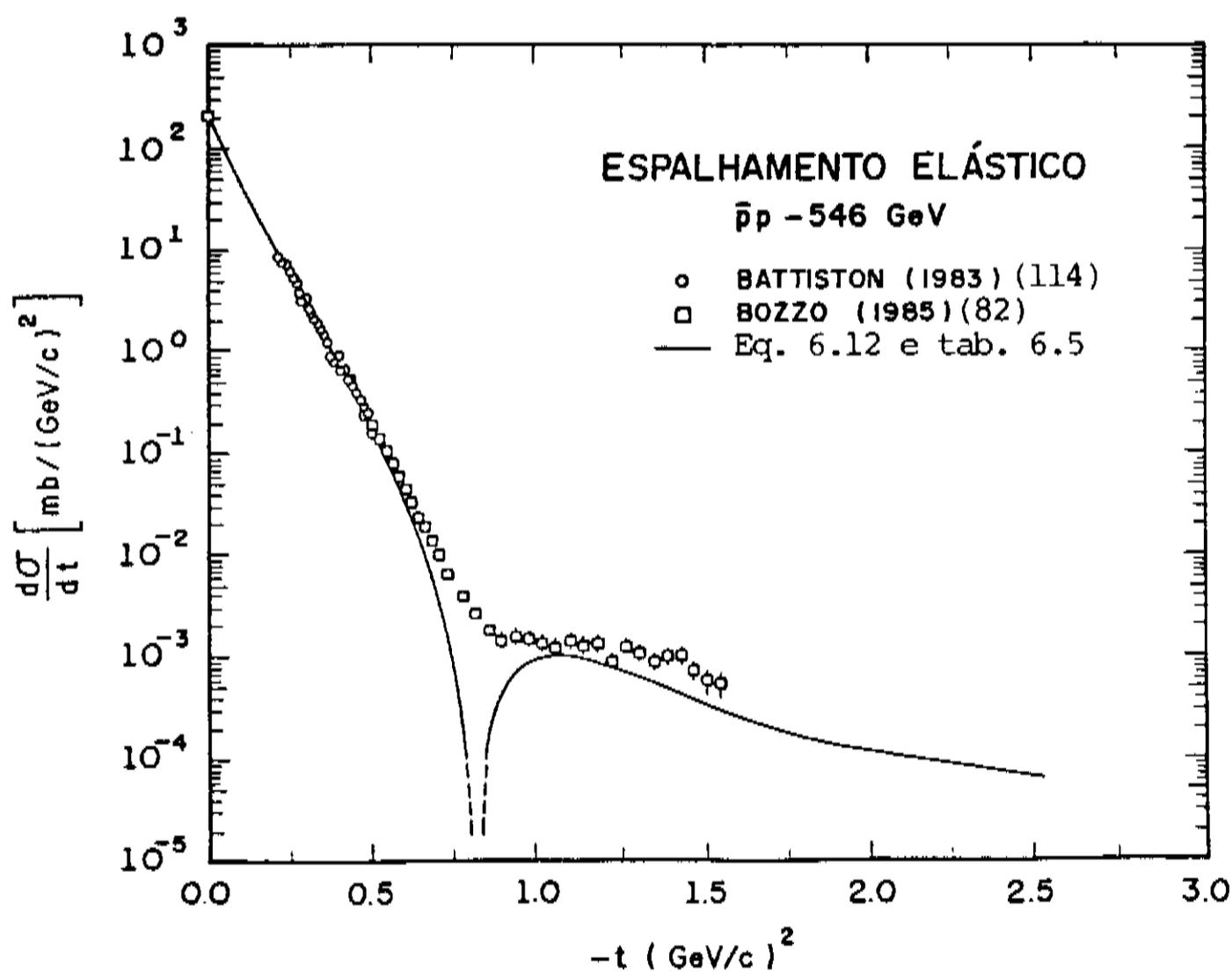


Fig. 6.32- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 546 GeV.

A eiconal teórica (6.12) foi testada extrapolando-se resultados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ para $\sqrt{s} = 630$ GeV (COLLIDER-CERN) e R_T , $R_{e\ell}$ e R_{in} para $\sqrt{s} = 900$ GeV (COLLIDER-CERN) e $\sqrt{s} = 2000$ GeV (TEVATRON-FERMILAB).

A figura 6.33 mostra a curva teórica obtida para $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ a 630 GeV em comparação com os únicos dados experimentais existentes até o momento para esta energia. A curva mostra uma boa descrição dos dados na região do "shoulder", inclusive localiza com precisão a sua posição. Descreve bem o ponto ótico e prevê uma queda menos acentuada que os dados após o "shoulder". Este problema pode estar relacionado, principalmente pela não consideração da parte real na eiconal. Nesta energia ela pode ter uma influência significativa a grandes t , tão quanto, tem na região do "shoulder".

Calculamos também os raios de interação efetiva para as energias de 900 e 2000 GeV a partir da expressão (6.12) e tabela 6.6. Este cálculo pode ser feito usando-se a expressão (6.10) com as funções de "overlap" dadas em função da eiconal pelas equações (4.38), (4.39) e (4.40). Os resultados para $b_{\text{máx}} = \infty$ juntamente com dados de σ_T utilizados como entrada estão na tabela 6.7.

As figuras 6.34, 6.35, 6.36 mostram os resultados dos raios de interação efetiva em função de $b_{\text{máx}}$ para $\bar{p}p$ nas energias de 546, 900 e 2000 GeV. Estas figuras mostram curvas semelhantes as discutidas no item 6.3.

A análise das figuras 6.34 a 6.36 e da tabela 6.7 mostra que na transição de 546 GeV para 2000 GeV há um aumento dos raios, cerca de 5% em $R_{e\ell}$ e $\sim 15\%$ em R_{in} e R_T .

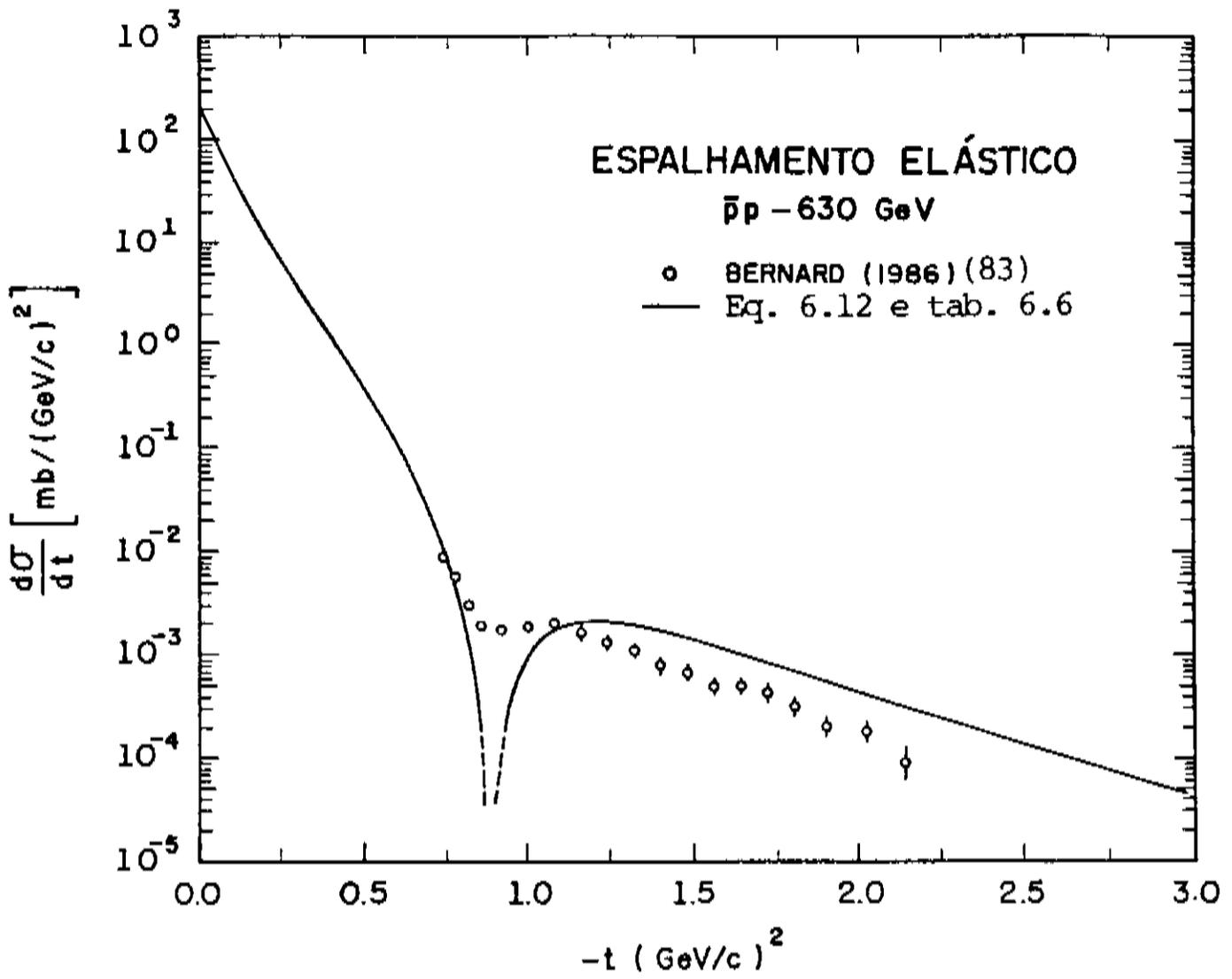


Fig. 6.33- $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p} \times (-t)$ - Dados experimentais e curva teórica a 630 GeV.

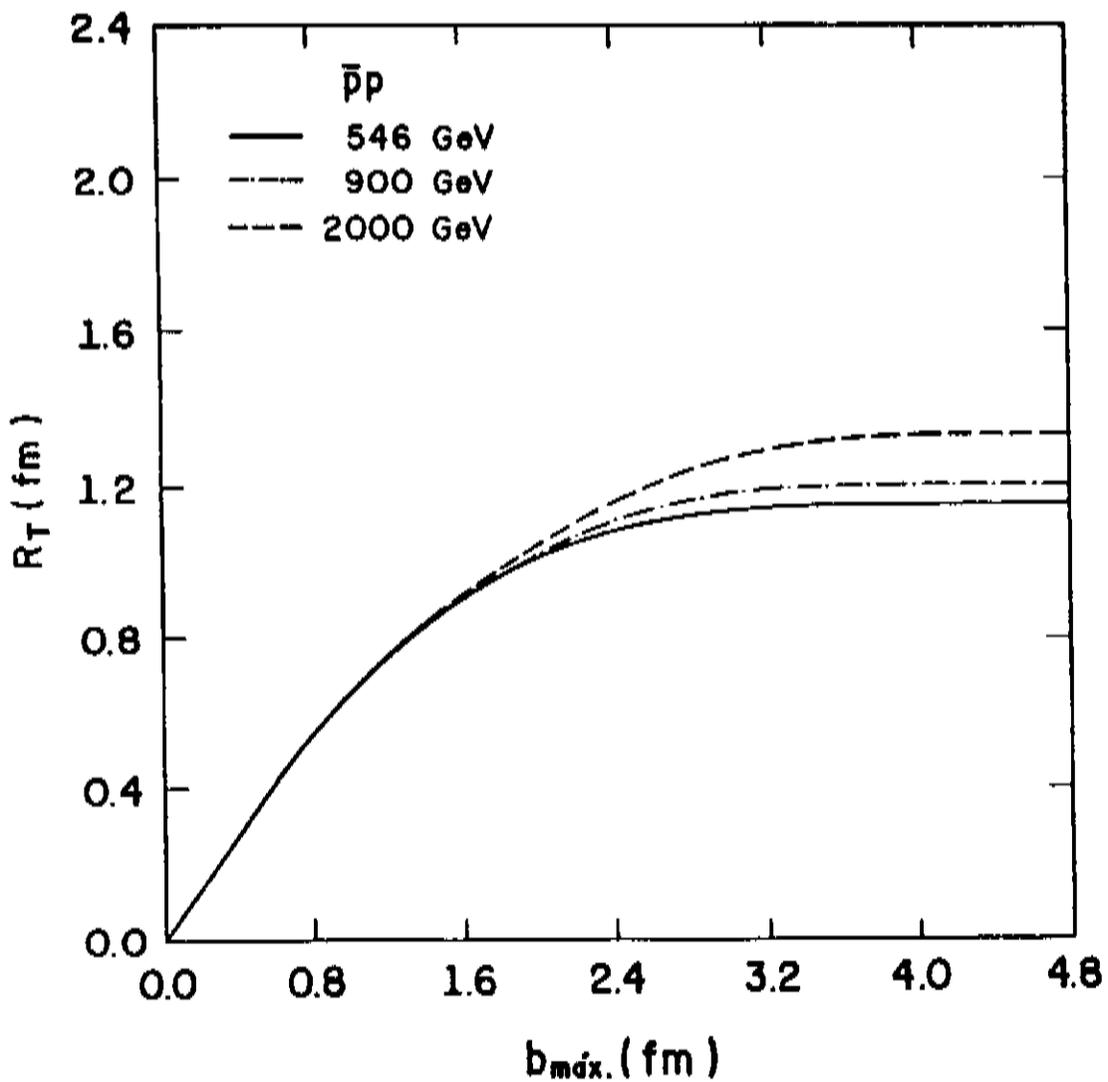


Fig. 6.34- $R_T(\bar{p}p)$ em função de $b_{\text{máx.}}$ para $\sqrt{s} = 546, 900$ e 2000 GeV .

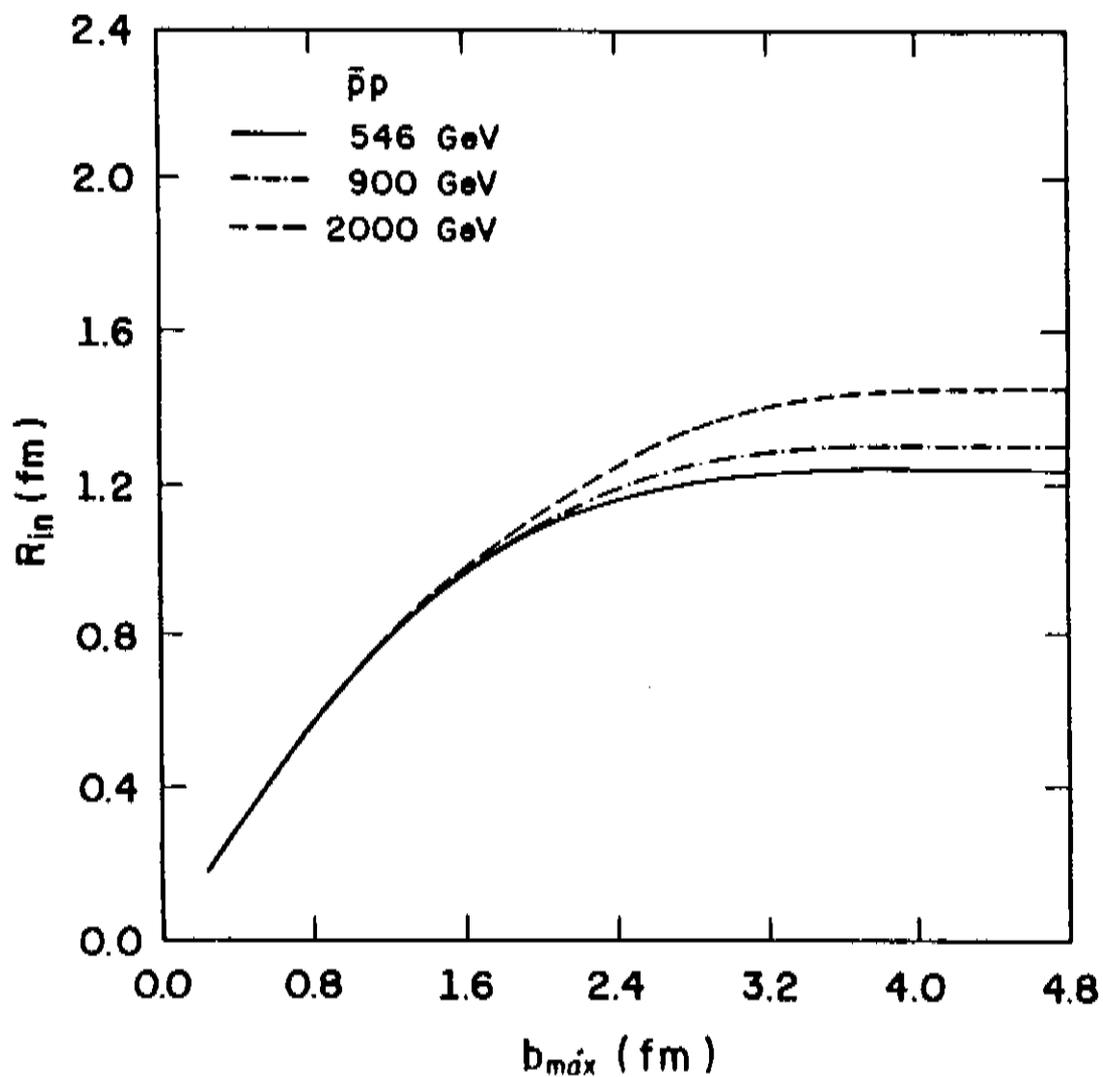


Fig. 6.35- $R_{in}(\bar{p}p)$ em função de b_{max} para $\sqrt{s} = 546, 900$ e 2000 GeV.

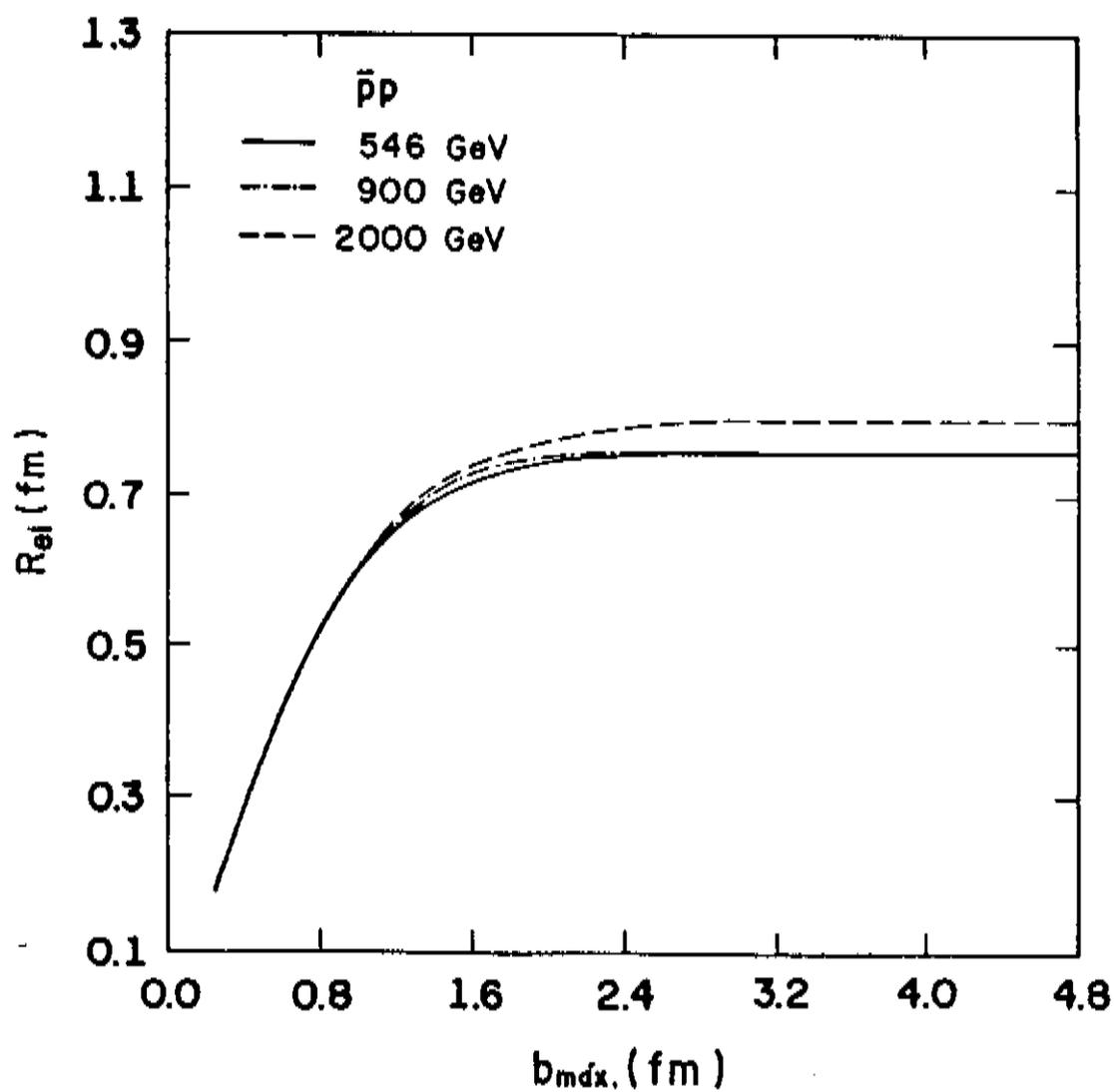


Fig. 6.36- $R_{el}(\bar{p}p)$ em função de b_{max} para $\sqrt{s} = 546, 900$ e 2000 GeV.

TABELA 6.7- Raios de Interação Efetiva de $\bar{p}p$ a 900 e 2000 GeV.

\sqrt{s} (GeV)	900	2000
P_{lab} (GeV/c)	405000	2000000
σ_T (mb)	66.5 \pm 3.5 [67]	78.87 [63]
R_T (fm)	1209	1334
R_{el} (fm)	0.756	0.800
R_{in} (fm)	1.301	1.445

Numa análise mais ampla com ISR (53 GeV) - COLLIDER (546 GeV) - TEVATRON (2000 GeV) mostra que a taxa de crescimento dos raios de interação se estabiliza para R_{el} e cresce na mesma proporção para R_{in} e R_T . Estes fatos revelam claramente que não há nenhuma evidência de saturação dos raios de interação pelo menos até 2000 GeV.

CAPÍTULO 7

TESTES DE MODELOS E ANÁLISES COMPLEMENTARES

Os resultados obtidos nos capítulos 5 e 6 permitem discutir outras idéias fundamentais para o fechamento deste trabalho.

Entre estas destacamos: a influência da parte real da amplitude de espalhamento no estudo da eiconal; a verificação das hipóteses da eiconal fatorável e do "geometrical scaling"; o estudo dos efeitos de "semi-hard" que se manifestam a altas energias; as características central e periférica das componentes do espalhamento e uma comparação das reações $\bar{p}p$ a pp através de considerações sobre a eiconal e raios de interação.

Neste capítulo tratamos estes assuntos, comparando sempre que possível, nossos resultados com os de outros autores.

7.1. INFLUÊNCIAS DA PARTE REAL DA EICONAL

Como vimos no capítulo 3, a substituição da expressão (3.9) em (3.7) permite separar a função de perfil em suas partes real e imaginária

$$\text{Re} \Gamma(s,b) = 1 - \cos \chi_R(s,b) e^{-\Omega(s,b)} \quad (3.11)$$

e

$$\text{Im}\Gamma(s,b) = -\text{sen}\chi_R(s,b)e^{-\Omega(s,b)} \quad (3.12)$$

A substituição das equações (5.13) e (5.14) em (3.6)

e a integração em $\sqrt{-t}$ resulta

$$\text{Re}\Gamma(s,b) = \sum_i \frac{\alpha_i}{2\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \quad (7.1)$$

e

$$\text{Im}\Gamma(s,b) = -\rho \sum_i \frac{\alpha_i}{2\beta_i} \left(\frac{b^2}{4\beta_i}\right) e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \quad (7.2)$$

Comparando-se (3.11) com (7.1) e (3.12) (7.2) obtemos respectivamente

$$\cos\chi_R(s,b)e^{-\Omega(s,b)} = 1 - \sum_i \frac{\alpha_i}{2\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \quad (7.3)$$

e

$$\text{sen}\chi_R(s,b)e^{-\Omega(s,b)} = \rho \sum_i \frac{\alpha_i}{2\beta_i} \left(\frac{b^2}{4\beta_i}\right) e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}} \quad (7.4)$$

As expressões (7.3) e (7.4) nos permite escrever

$$\Omega(s,b) = \Omega_0(s,b) - \frac{1}{2} \ln [1 + \text{tg}^2 \chi_R(s,b)] \quad (7.5)$$

onde

$$\text{tg} \chi_R(s,b) = \frac{\rho \sum_i \frac{\alpha_i}{2\beta_i} \left(\frac{b^2}{4\beta_i} \right) e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}}}{1 - \sum_i \frac{\alpha_i}{2\beta_i} e^{-\frac{b^2}{4\beta_i}}} \quad (7.6)$$

Nas expressões (7.5) e (7.6), $\chi_R(s,b)$ é a parte real da eiconal, $\Omega(s,b)$ é a parte imaginária levando em consideração a contribuição de $\chi_R(s,b)$ e Ω_0 é a eiconal puramente imaginária dada pela expressão (6.1).

A análise das expressões (7.6) e (7.5) revela que $\chi_R(s,b)$ é pequena em relação $\Omega(s,b)$ e atinge seus valores máximos em $b \sim 0.3\text{fm}$. No caso da energia de 546 GeV onde há a maior contribuição de ρ , χ_R máxima é cerca de 2.5% do valor de Ω no mesmo ponto. Esta magnitude de χ_R faz com que os valores de $\Omega(s,b)$ difiram no máximo de um milésimo dos valores de $\Omega_0(s,b)$.

Assim a contribuição da parte real da amplitude de espalhamento, incorporada através da fórmula de Martin, para a eiconal é praticamente desprezível. O termo $\chi_R(s,b)$ é muito pequeno e só contribui para preencher o "dip" e tem alguma influência a grandes t , principalmente em 53 e 546 GeV.

7.2. TESTES DAS HIPÓTESES DA FATORAÇÃO E DO "GEOMETRICAL SCALING"

Estes testes podem ser realizados com quaisquer funções no espaço- b . Aqui faremos utilizando a eiconal e em alguns casos a função de "overlap" inelástica.

O teste da eiconal fatorável é feito calculando-se a razão (expressão 4.8) entre duas eiconais a energias diferentes. Como já dissemos a fatoração se verificará quando esta razão for independente de b .

Fizemos o cálculo desta razão entre eiconais de $\bar{p}p$ considerando os seguintes conjuntos de energia 50-100, 100-200, 53-200 e 546-53. Nesses conjuntos a primeira energia se refere à eiconal do numerador. As figuras 7.1 a 7.4 mostram esses resultados. Por questão de clareza calculamos para os conjuntos 100-200 e 53-200 a razão entre as funções de "overlap" inelásticas. As figuras 7.5 e 7.6 apresentam esses cálculos.

O "geometrical scaling" pode ser verificado através da condição (4.15) onde r é dado por (4.17). Esse teste foi feito com os seguintes conjuntos de energias 50-100 [$r_1 = (\sigma_T(50)/\sigma_T(100))^{1/2}$], 100-200 [$r_2 = (\sigma_T(100)/\sigma_T(200))^{1/2}$] e 53-200 [$r_3 = (\sigma_T(53)/\sigma_T(200))^{1/2}$]. Esses cálculos estão nas figuras 7.7, 7.8 e 7.9 respectivamente.

A verificação do "geometrical scaling" na transição do ISR ($\sqrt{s} = 53$ GeV) para o COLLIDER ($\sqrt{s} = 546$ GeV) foi feita^[21] através da razão

$$\frac{\Omega(546 \text{ GeV}, b) - \Omega(53 \text{ GeV}, b/r)}{\Omega(546 \text{ GeV}, b)} \quad (7.7)$$

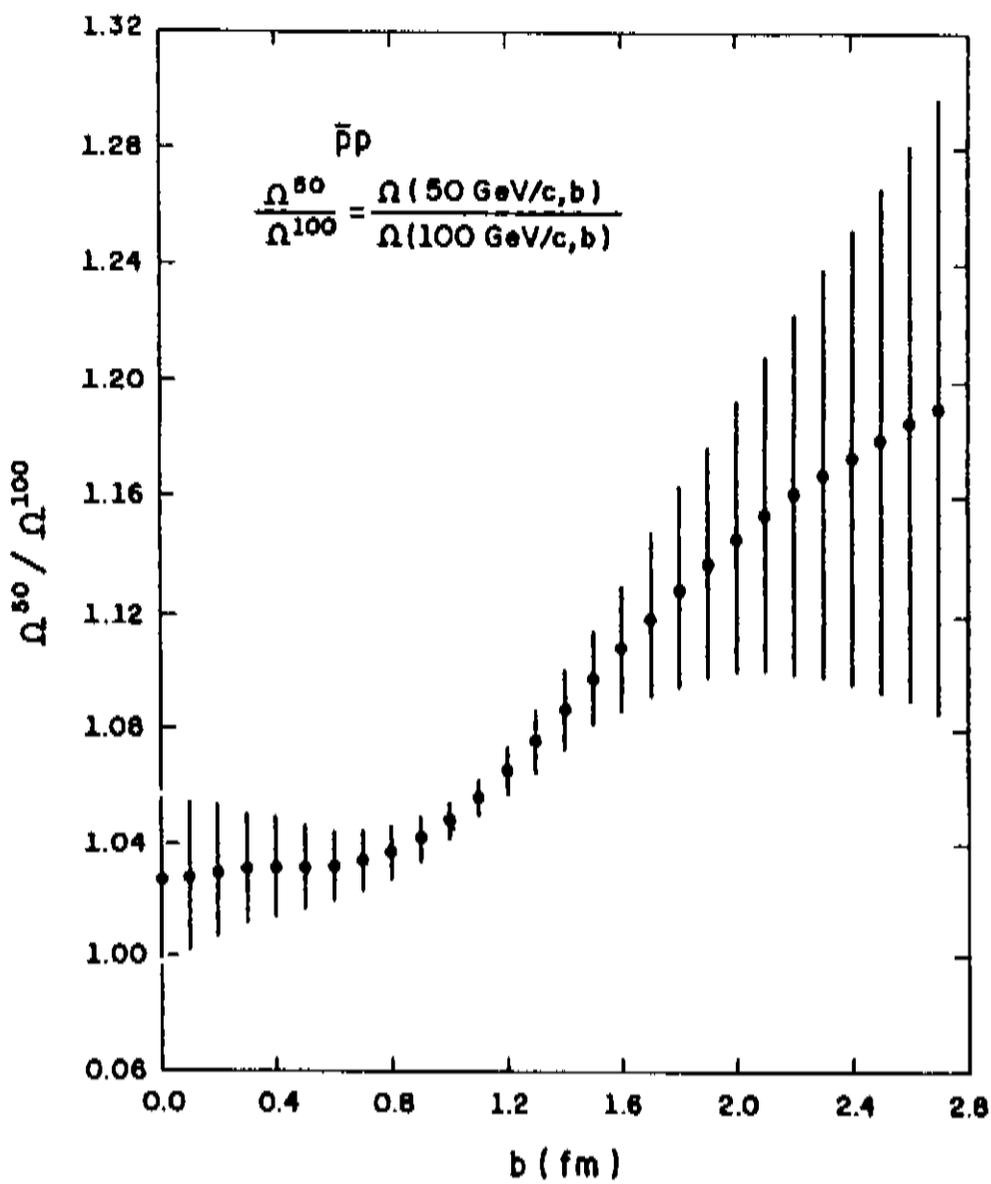


Fig. 7.1- $[\Omega(50 \text{ GeV/c})/\Omega(100 \text{ GeV/c})]_{\bar{p}p}$ em função de b .

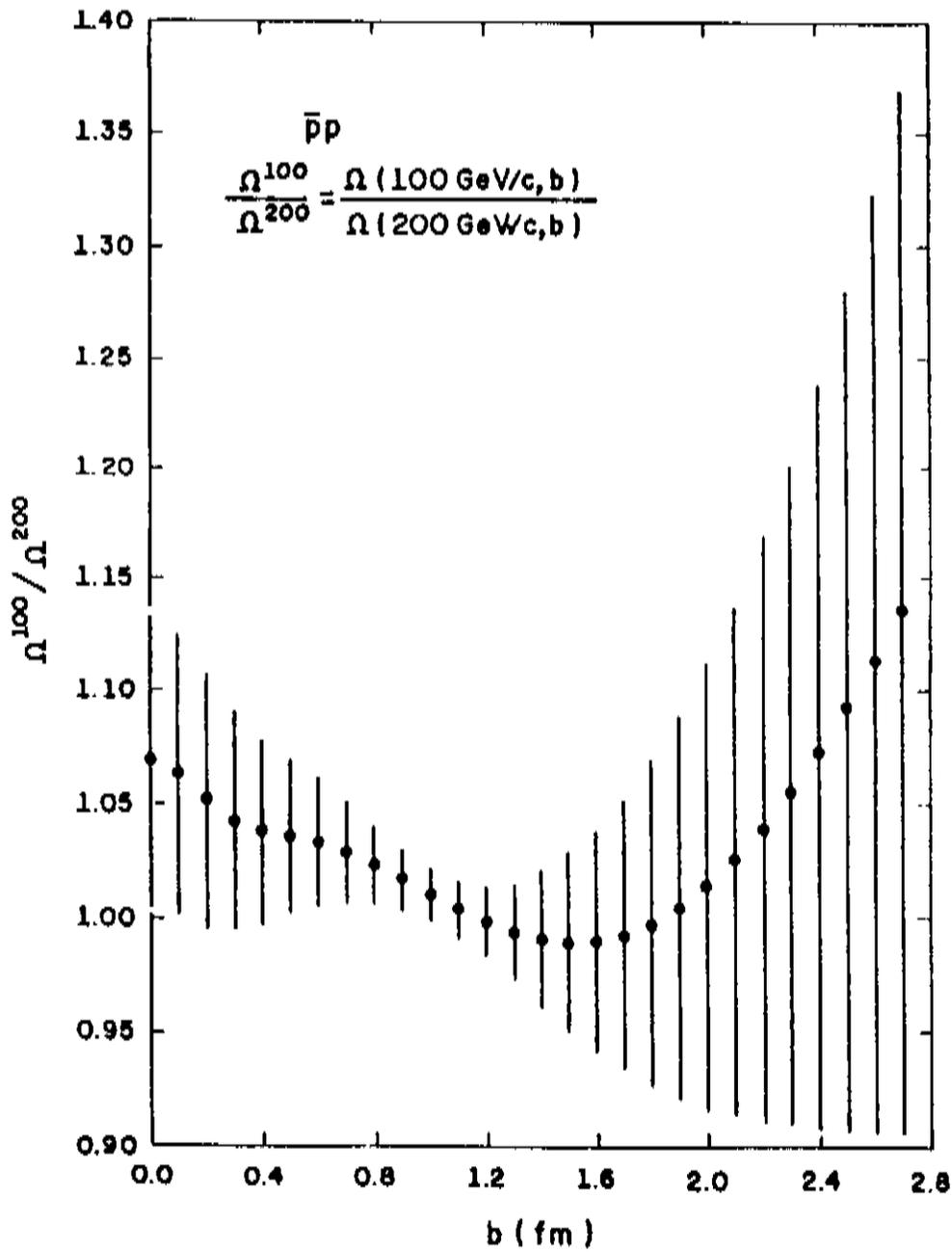


Fig. 7.2- $[\Omega(100 \text{ GeV/c})/\Omega(200 \text{ GeV/c})]_{\bar{p}p}$ em função de b .

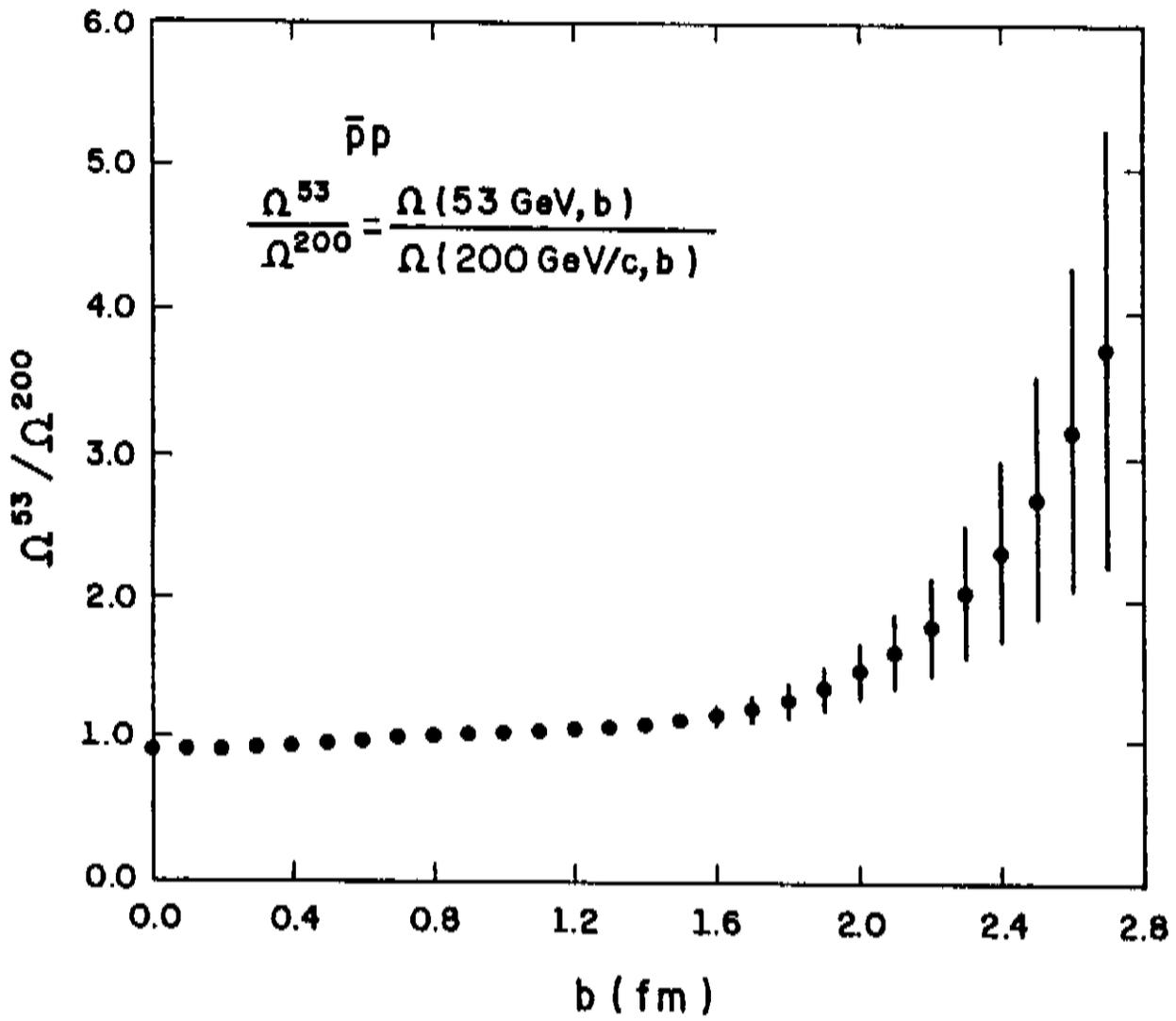


Fig. 7.3- $[\Omega(53 \text{ GeV})/\Omega(200 \text{ GeV}/c)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

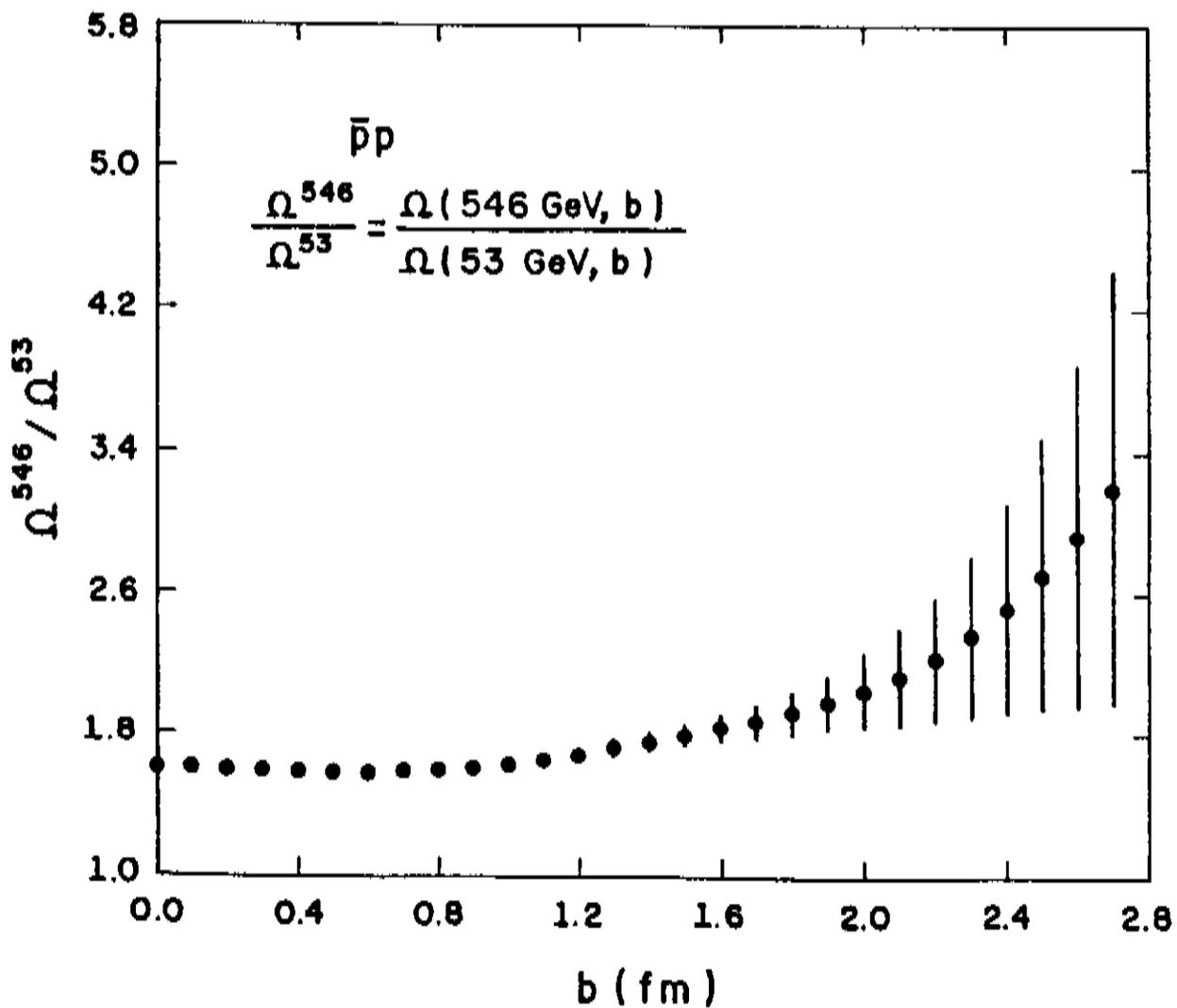


Fig. 7.4- $[\Omega(546 \text{ GeV})/\Omega(53 \text{ GeV})]_{\bar{p}p}$ em função de b .

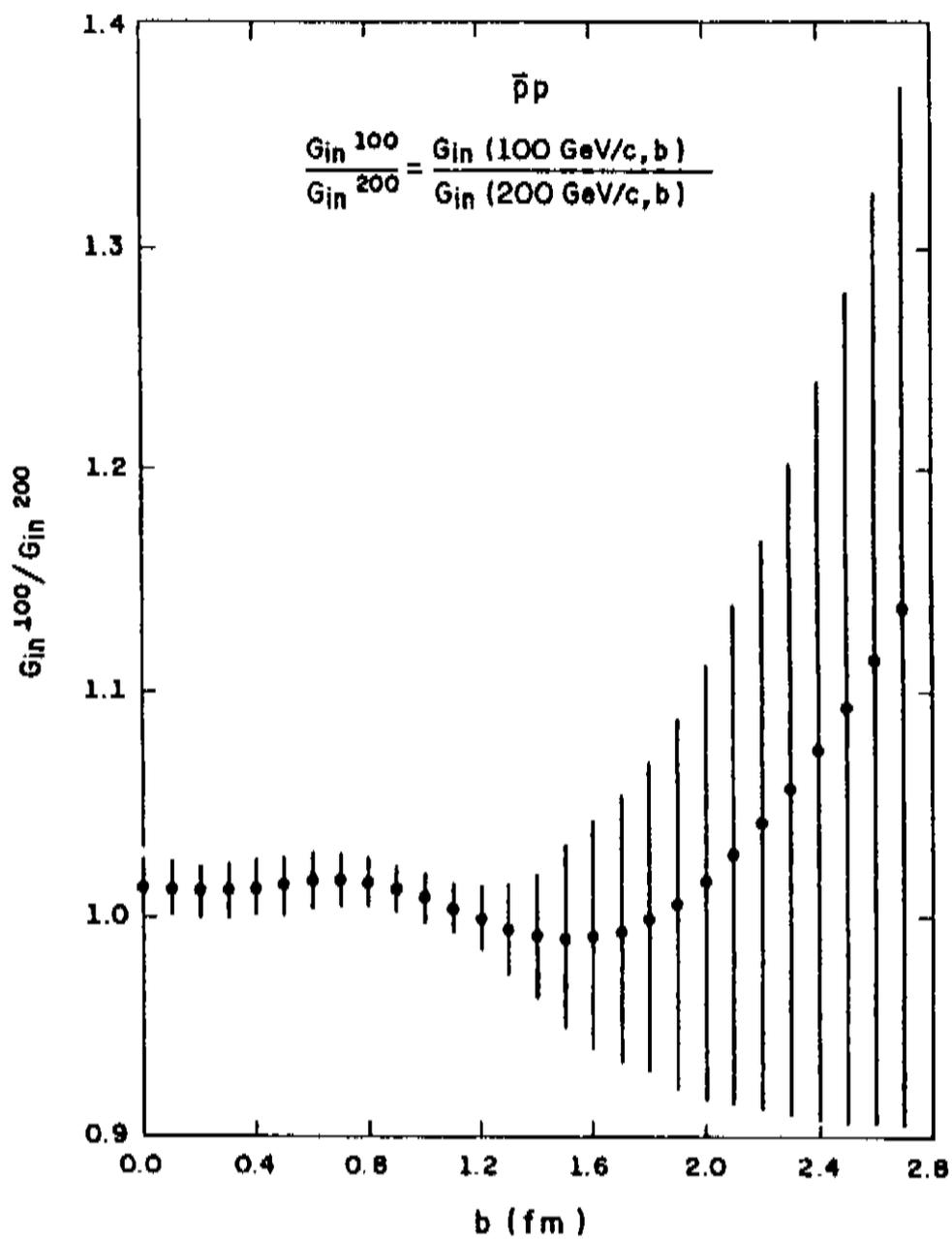


Fig. 7.5- $[G_{in}(100 \text{ GeV/c})/G_{in}(200 \text{ GeV/c})]_{\bar{p}p}$ em função de b .

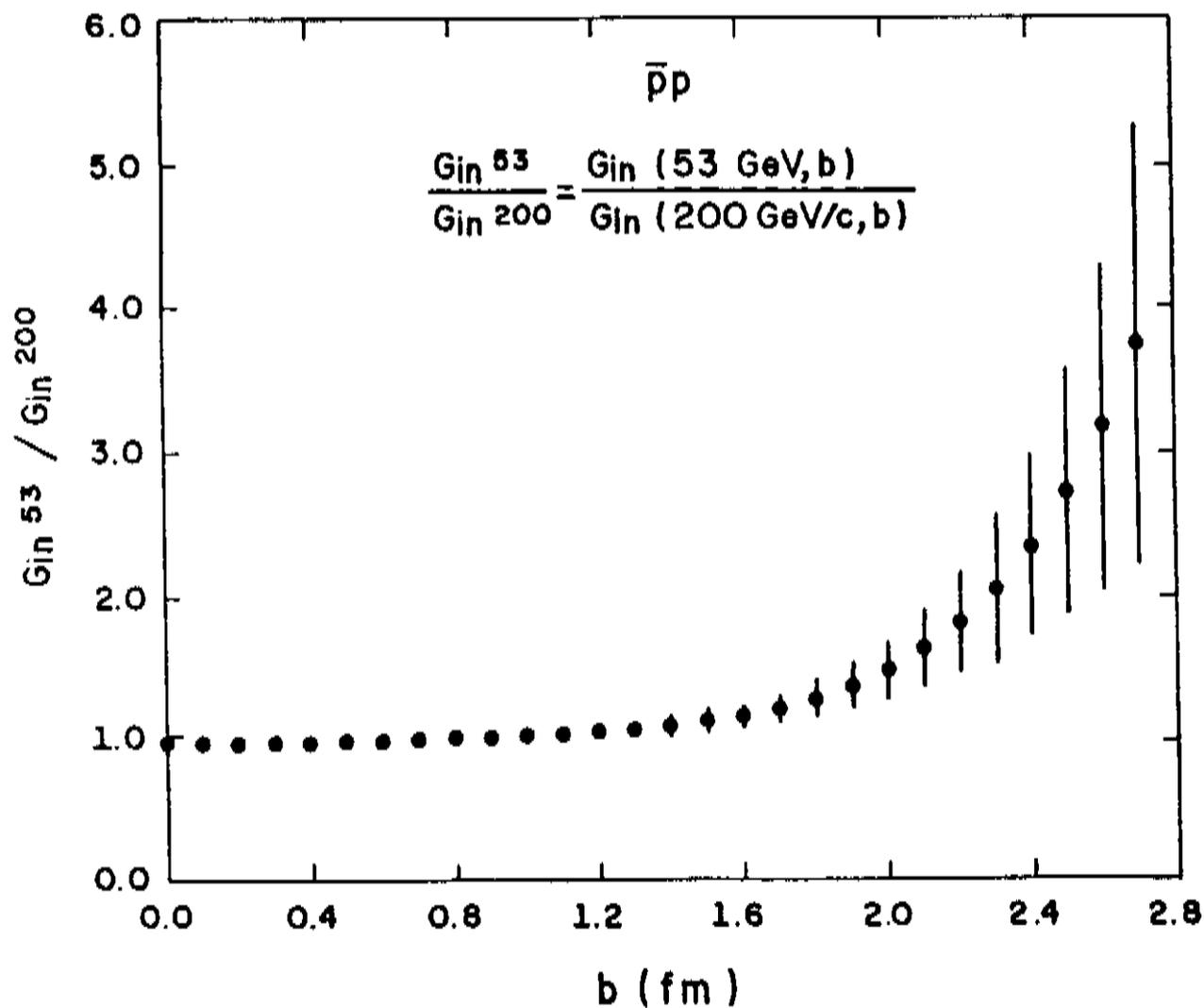


Fig. 7.6- $[G_{in}(53 \text{ GeV})/G_{in}(200 \text{ GeV/c})]_{\bar{p}p}$ em função de b .

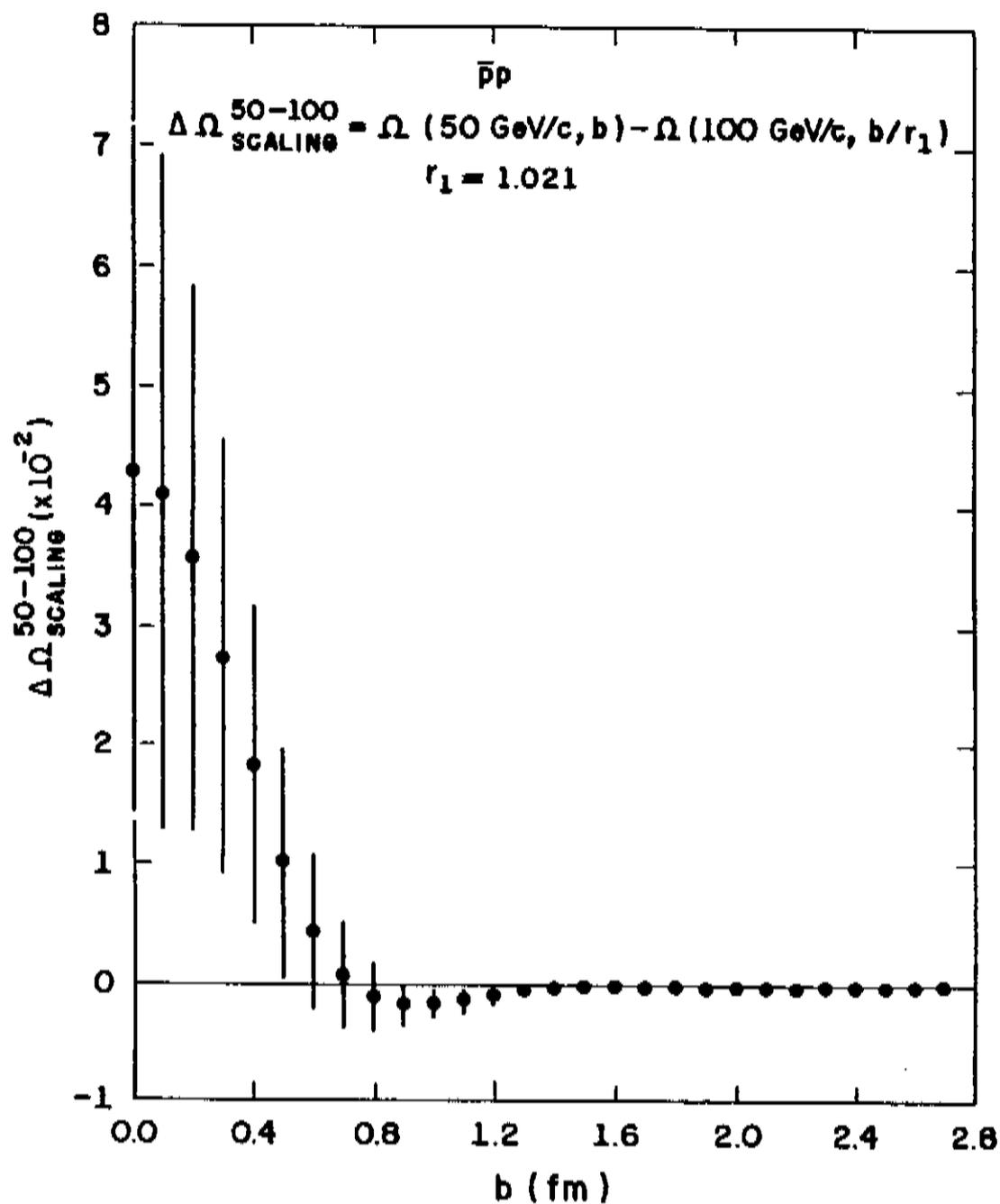


Fig. 7.7- $[\Omega(50 \text{ GeV/c}) - \Omega(100 \text{ GeV/c}, b/r)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

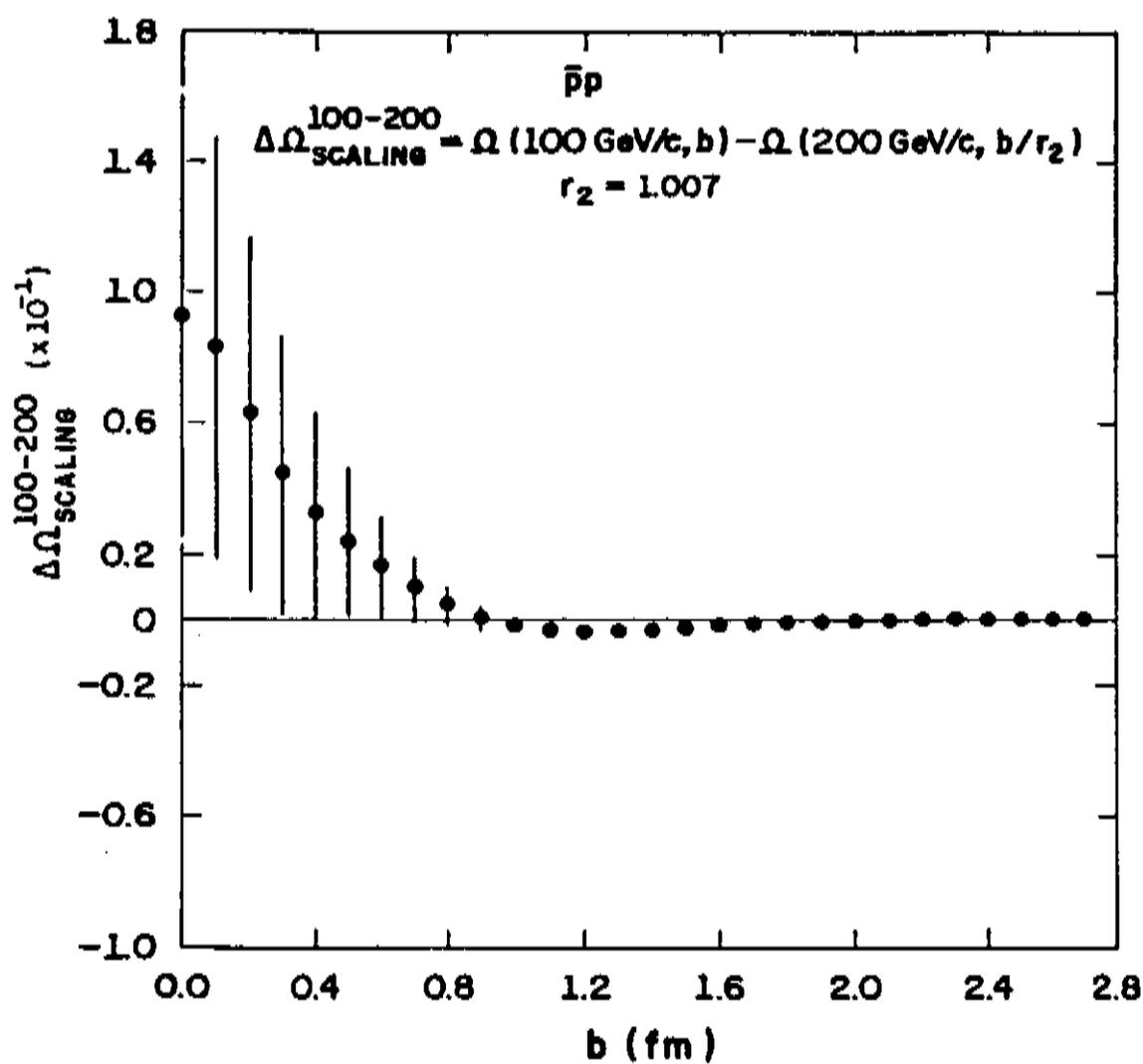


Fig. 7.8- $[\Omega(100 \text{ GeV/c}, b) - \Omega(200 \text{ GeV/c}, b/r)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

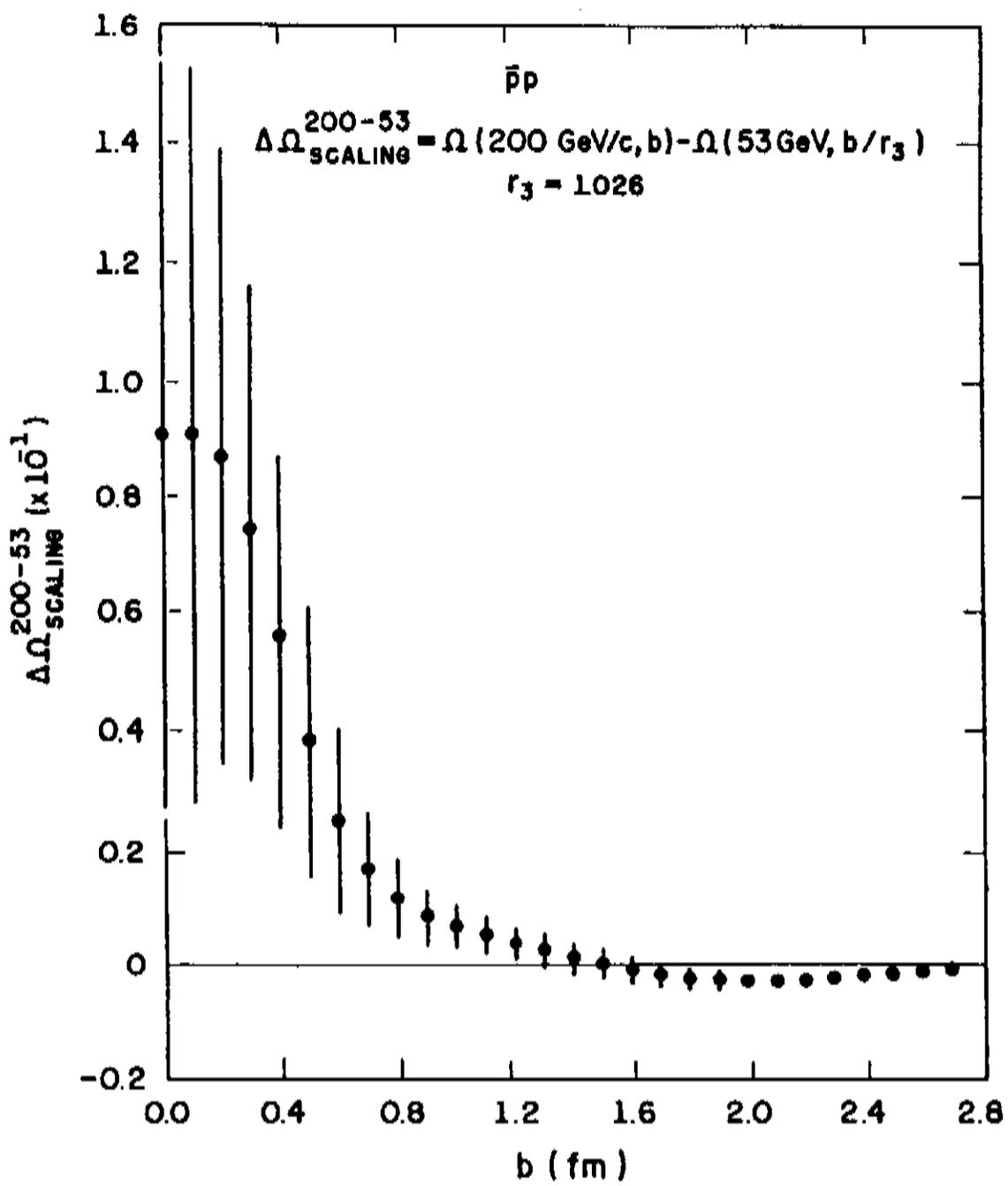


Fig. 7.9- $[\Omega(200 \text{ GeV}/c, b) - \Omega(53 \text{ GeV}, b/r)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

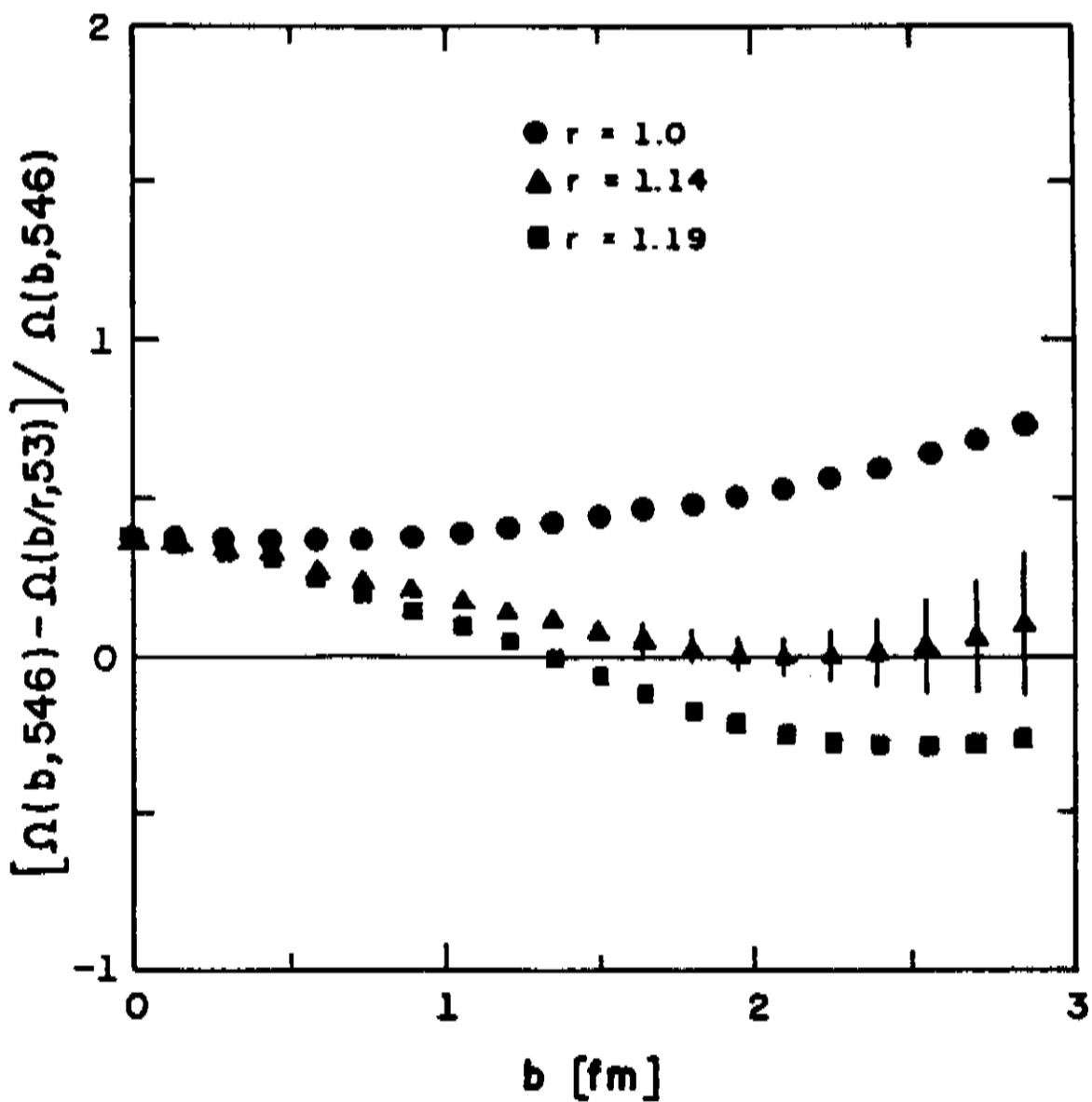


Fig. 7.10- $\{[\Omega(546 \text{ GeV}, b) - \Omega(53 \text{ GeV}, b/r)] / \Omega(546 \text{ GeV}, b)\}_{\bar{p}p}$ em função de b .

em função de b , para três valores da variável de "scaling" r dentro intervalo estabelecido pela condição (4.17). São eles, $r = 1$ (limite inferior), $r = 1.19 = \sqrt{\sigma_T(546)/\sigma_T(53)}$ (limite superior) e $r = 1.14$ um valor intermediário para o qual a hipótese do "geometrical scaling" é verificada em $b \gtrsim 1.5\text{fm}$ como mostra a figura 7.10. A variável $r = 1.14$ representa um crescimento de $\sim 14\%$ no raio de interação na passagem de 53 GeV para 546 GeV. Este resultado é compatível com aquele mostrado na figura 6.18.

Os resultados das figuras 7.1 a 7.10 não descartam definitivamente nenhuma das duas hipóteses. Pelo contrário, eles mostram que elas coexistem em todas transições dentro do intervalo de energias analisado, mas que são válidas em regiões diferentes de b . A fatoração ocorre a baixos valores de b e o "geometrical scaling" a médios e grandes. A tabela 7.1 dá de forma aproximada para cada par de energias, os intervalos do parâmetro de impacto onde se verificam as duas hipóteses.

TABELA 7.1- Intervalos de b onde se verificam a fatoração e o "geometrical scaling".

ENERGIAS	FATORAÇÃO	"GEOMETRICAL SCALING"
50-100	$0 \leq b \lesssim 0.8\text{fm}$	$b \gtrsim 0.8\text{fm}$
100-200	$0 \leq b \lesssim 0.9\text{fm}$	$b \gtrsim 0.8\text{fm}$
53-200	$0 \leq b \gtrsim 1.0\text{fm}$	$b > 1.0\text{fm}$
546-53	$0 \leq b \lesssim 1.0\text{fm}$	$b \gtrsim 1.5\text{fm}$

Embora os valores na região central das figuras 7.7, 7.8 e 7.9 sejam muito pequenos, principalmente em 7.7, não são consistentes com zero mesmo dentro dos limites de erros. Por isto, atribuímos a esta região uma pequena alteração da opacidade e não um "geometrical scaling".

Os principais trabalhos que discutem as hipóteses da fatoração e do "geometrical scaling" para as reações pp e $\bar{p}p$ são os das referências [10,11,14,15 e 16].

Chou (1978)^[11] analisa a reação pp , nas energias de 23, 53 e 62 GeV do ISR-CERN. Seus resultados mostram um forte desacordo com o "geometrical scaling" e indicam que a fatoração é válida para valores pequenos e moderados de b . Acima de $b \sim 1.5\text{fm}$ ela é violada. Estes resultados concordam em parte com os nossos quando os comparamos com uma situação mais ou menos equivalente aquela da reação $\bar{p}p$ mostrada na figura 7.3. Nesta figura as energias envolvidas são $p_{\text{lab}} = 200\text{GeV}/c$ ($\sqrt{s} = 19.42\text{ GeV}$) e $\sqrt{s} = 53\text{ GeV}$, ou seja, compatíveis com as energias usadas por Chou. Com relação a violação do "geometrical scaling" há dois problemas com o trabalho de Chou, seus cálculos se limitam a $b_{\text{máx}} = 2\text{fm}$ e não consideram influência de erros nos ajustes. Logo não é possível tirar conclusões corretas para grandes valores de b .

Chou (1978)^[10] estuda novamente a reação pp nas energias de 23 GeV e 62 GeV, fazendo no entanto um tratamento com erros e investigando a influência da parte real da amplitude de espalhamento. Seus resultados, como no trabalho anterior, depõem contra o "geometrical scaling" mas já não confirmam com segurança a hipótese da fatoração. A razão $\Omega(62\text{ GeV})/\Omega(23\text{ GeV})$ mostra uma queda sua-

ve com b . No entanto, ele admite a possibilidade da fatoração devido às grandes incertezas nos dados.

França-Hama (1979)^[14] como já discutimos, analisam a reação pp no intervalo $20 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 60$ GeV, com um procedimento de ajuste semelhante ao que adotamos no capítulo 5 quando usamos o método II. Seus resultados são claramente contrários à idéia da fatoração e não são conclusivos com relação ao "geometrical scaling".

A análise de Amaldi-Schubert (1980)^[15] com pp na região do ISR-CERN é considerada uma das mais precisas e cuidadosas feitas a partir de ajustes numéricos com esta reação. Seus resultados mostram uma opacidade central constante, um aumento no raio médio de interação e uma boa concordância com o "geometrical scaling". Eles estão em forte discordância com a eiconal fatorável. As figuras 7.11 e 7.12 mostram os resultados finais de Amaldi e Schubert que testam o "geometrical scaling" e a fatoração respectivamente.

O trabalho de Fearnley (1985)^[16] considera a reação $\bar{p}p$ nas energias 30 GeV/c, 50 GeV/c, 53 GeV e 546 GeV. Seus cálculos discordam das previsões dos modelos eiconais fatoráveis e do "geometrical scaling" tanto para as energias mais baixas 30-50 GeV/c (figuras 7.14 e 7.13) quanto para as mais altas 53-546 GeV (figuras 7.16 e 7.15). A discordância do "geometrical scaling" é mais evidente nas energias mais altas onde presumidamente este modelo deveria funcionar melhor. No caso da fatoração, há uma forte violação desta para $b > 0.7\text{fm}$ em 30-50 GeV/c e $b > 1.5\text{fm}$ em 53-546 GeV. Embora Fearnley não chame atenção para isto em seu artigo, a fatoração parece se verificar abaixo destes limites de b . A nosso ver, o grande problema do trabalho de Fearnley são as irregularidades das

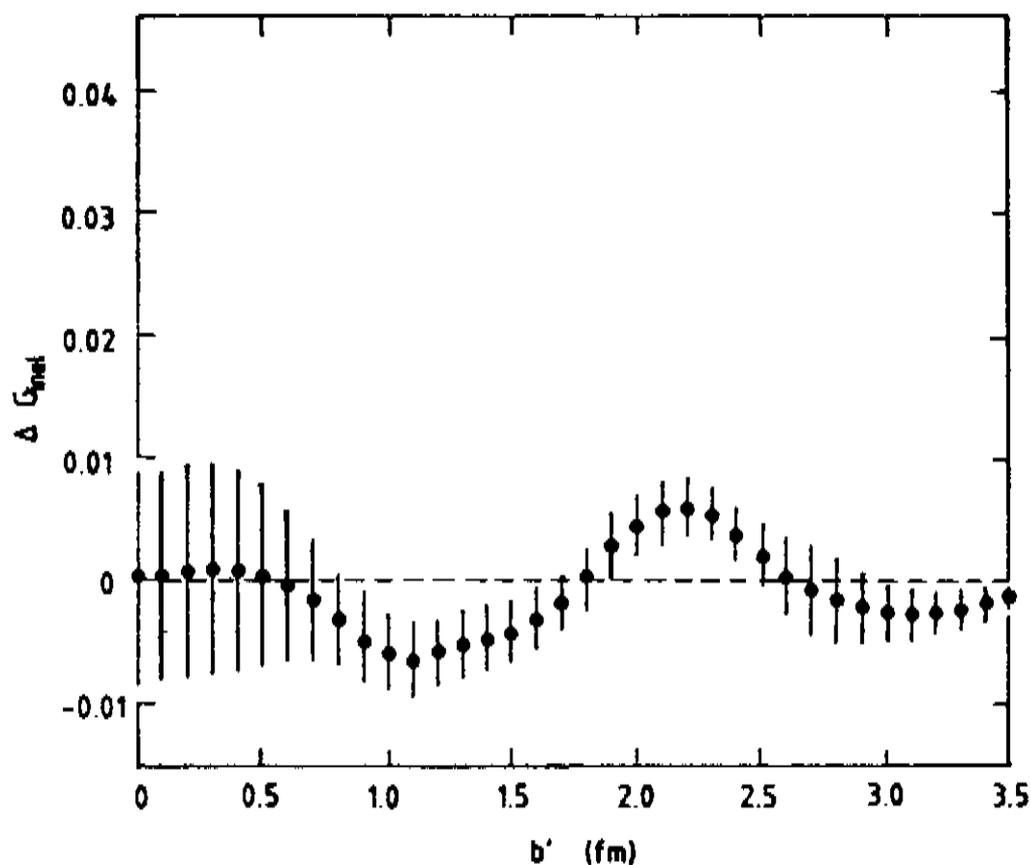


Fig. 7.11- Teste do "geometrical scaling" em pp entre as energias 23.5 GeV e 62.5 GeV^[15].

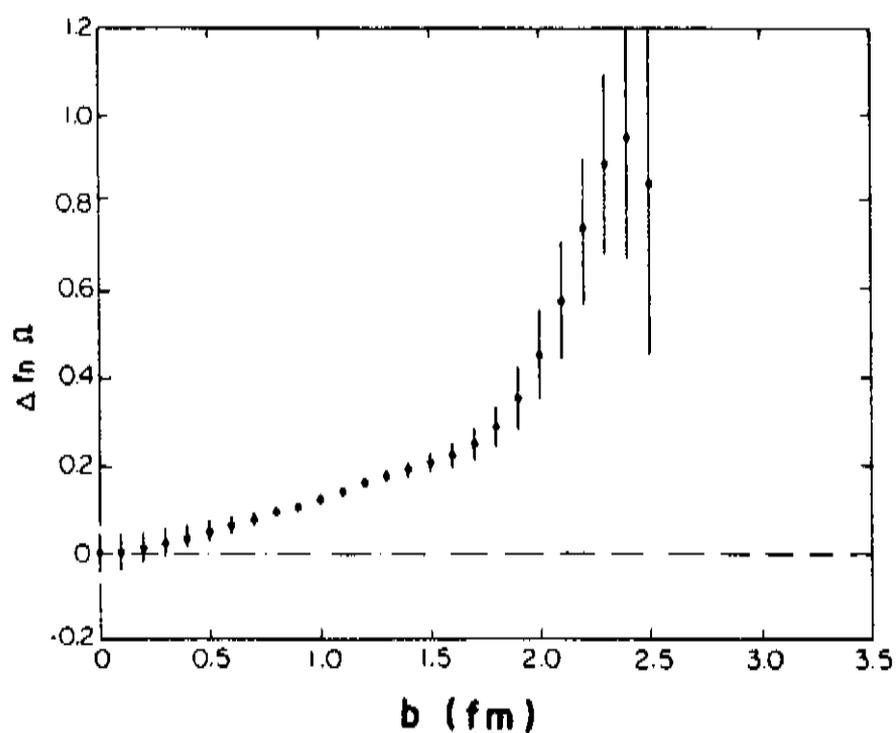


Fig. 7.12- Teste da fatoração em pp entre as energias 23.5 GeV e 62.5 GeV^[15].

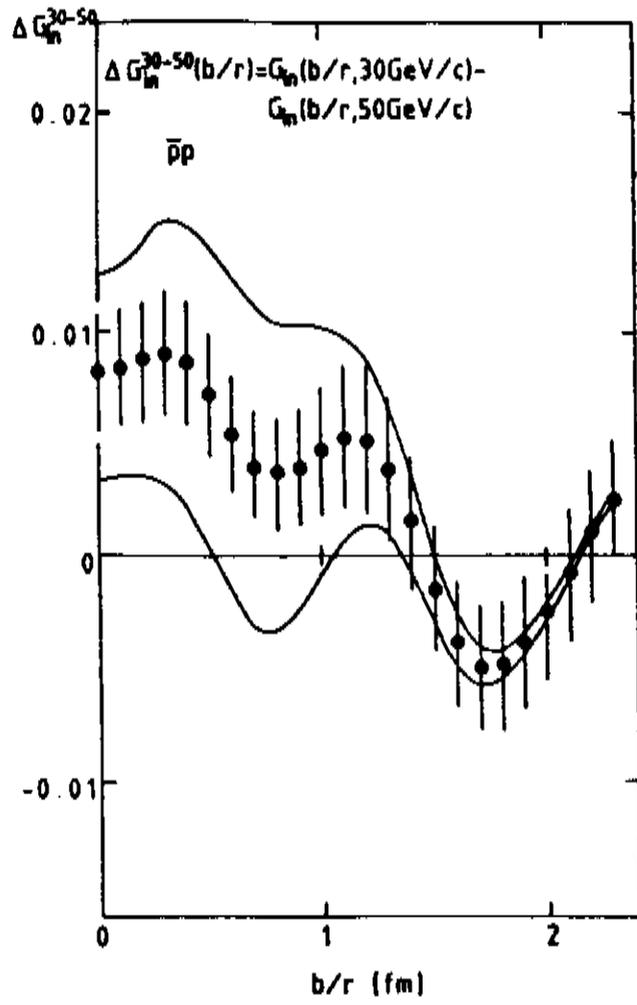


Fig. 7.13- Teste do "geometrical Scaling" em $\bar{p}p$ entre as energias 30 GeV/c e 50 GeV/c^[16].

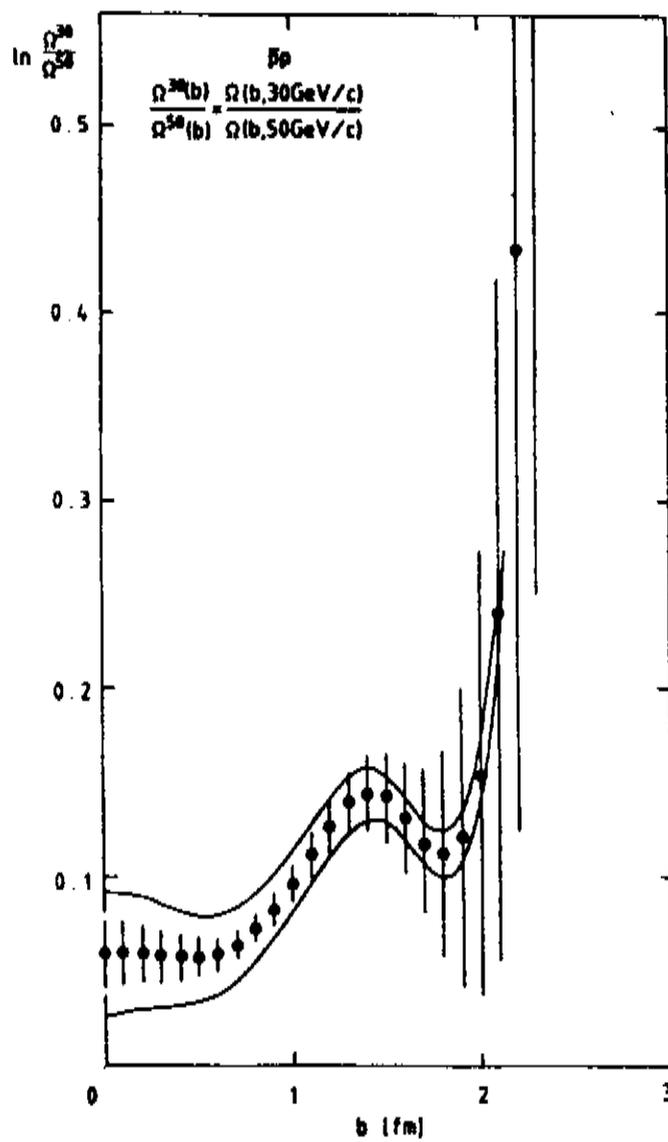


Fig. 7.14- Teste da fatoração em $\bar{p}p$ entre as energias 30 GeV/c e 50 GeV/c^[16].

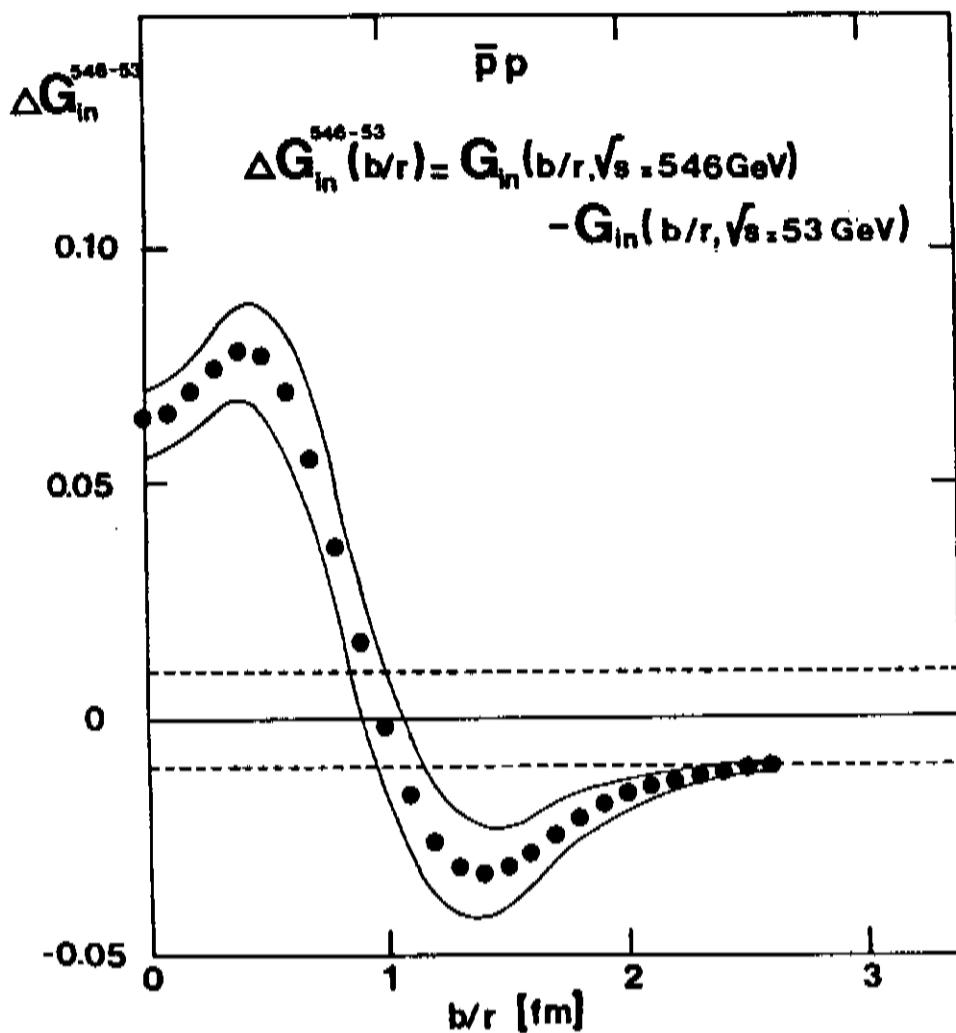


Fig. 7.15- Teste do "geometrical scaling" em $\bar{p}p$ entre as energias 53 GeV e 546 GeV^[16].

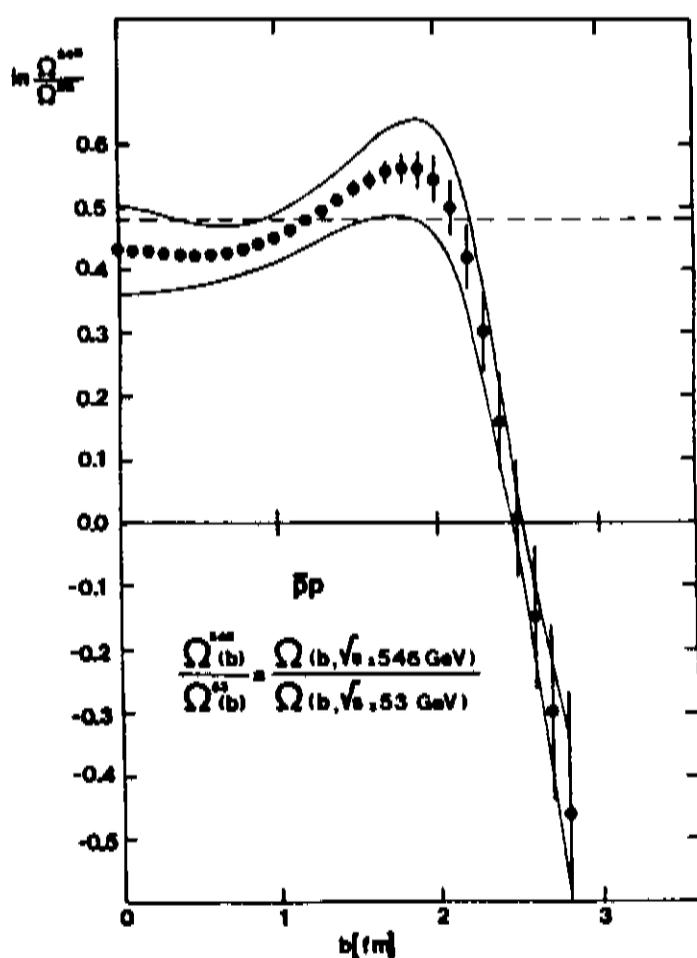


Fig. 7.16- Teste da fatoração em $\bar{p}p$ entre as energias 53 GeV e 546 GeV^[16].

incertezas, causadas pelo tratamento e ajuste duvidosos dos dados experimentais de $d\sigma/dt$.

Um outro resultado que vale a pena mencionar é o teste do "geometrical scaling" de Henzi-Valin^[25,26] na transição do ISR para o COLLIDER (figura 7.17). Esta figura mostra uma forte violação do "geometrical scaling" a pequenos b e acima de 1.5fm, mesmo considerando as incertezas, os dados são incompatíveis com o valor nulo de ΔG_{in} .

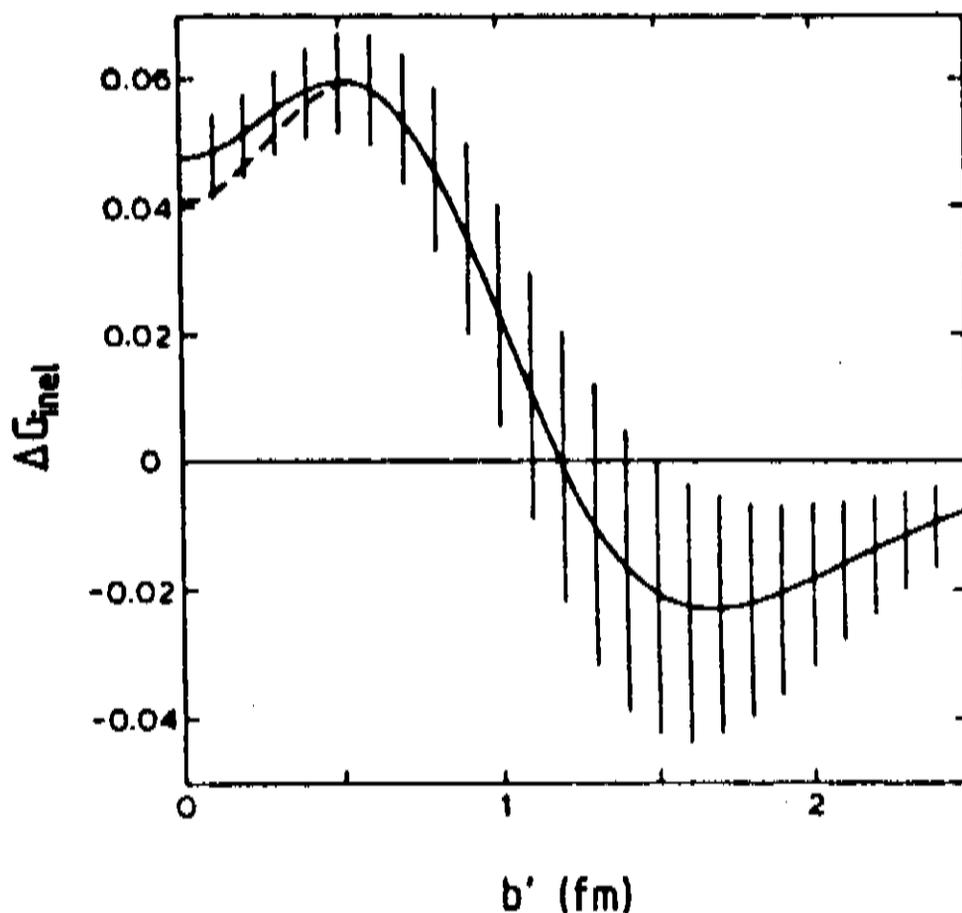


Fig. 7.17- Teste do "geometrical scaling" em $\bar{p}p$ entre as energias 53 GeV e 546 GeV^[25,26].

Observamos que há divergências entre os resultados destes trabalhos, inclusive deles com os nossos.

Análise de todos esses resultados permite-nos tirar

algumas conclusões:

- i) Os trabalhos apresentados por esses diversos autores não fazem uma discussão global dos dados. Suas análises ficam restritas ou à energias abaixo do ISR, ou na região do ISR, ou na transição do ISR-COLLIDER.
- ii) Todos trabalhos tratam as hipóteses da fatoração e do "geometrical scaling" como mutuamente excludentes. Nosso ponto de vista é tratá-las juntas, sendo que a eiconal final é uma soma desses dois efeitos como sugerem as expressões (4.50) e (6.12). Este comportamento fica evidente em nossos resultados das figuras 7.1 a 7.10. Embora eles não tenham observado, os resultados de Chou^[11], Fearnley^[16] e Henzi-Valin^[25,26] sugerem subliminarmente este tipo de comportamento.
- iii) Nossos resultados mostram que o núcleon sofre variações de opacidade nas regiões centrais e que há também variações do raio. Portanto, a variação de σ_T com a energia não é apenas devido à mudança do raio de interação, mais também à alteração da opacidade.

A idéia que a opacidade sofre maiores alterações na região central, quando a energia com relação ao ISR cresce ou decresce é melhor verificada através da diferença entre eiconais. As figuras 7.18 a 7.21 mostram as diferenças para os conjuntos de energia 50-100, 100-200, 200-53 e 546-53 . Estas figuras revelam que as maiores variações da eiconal ocorrem na região central e depois caem gradativamente, com o aumento de b . A queda é menos acentuada nas transições de 53 para 546 GeV e de 100 para 50 GeV/c.

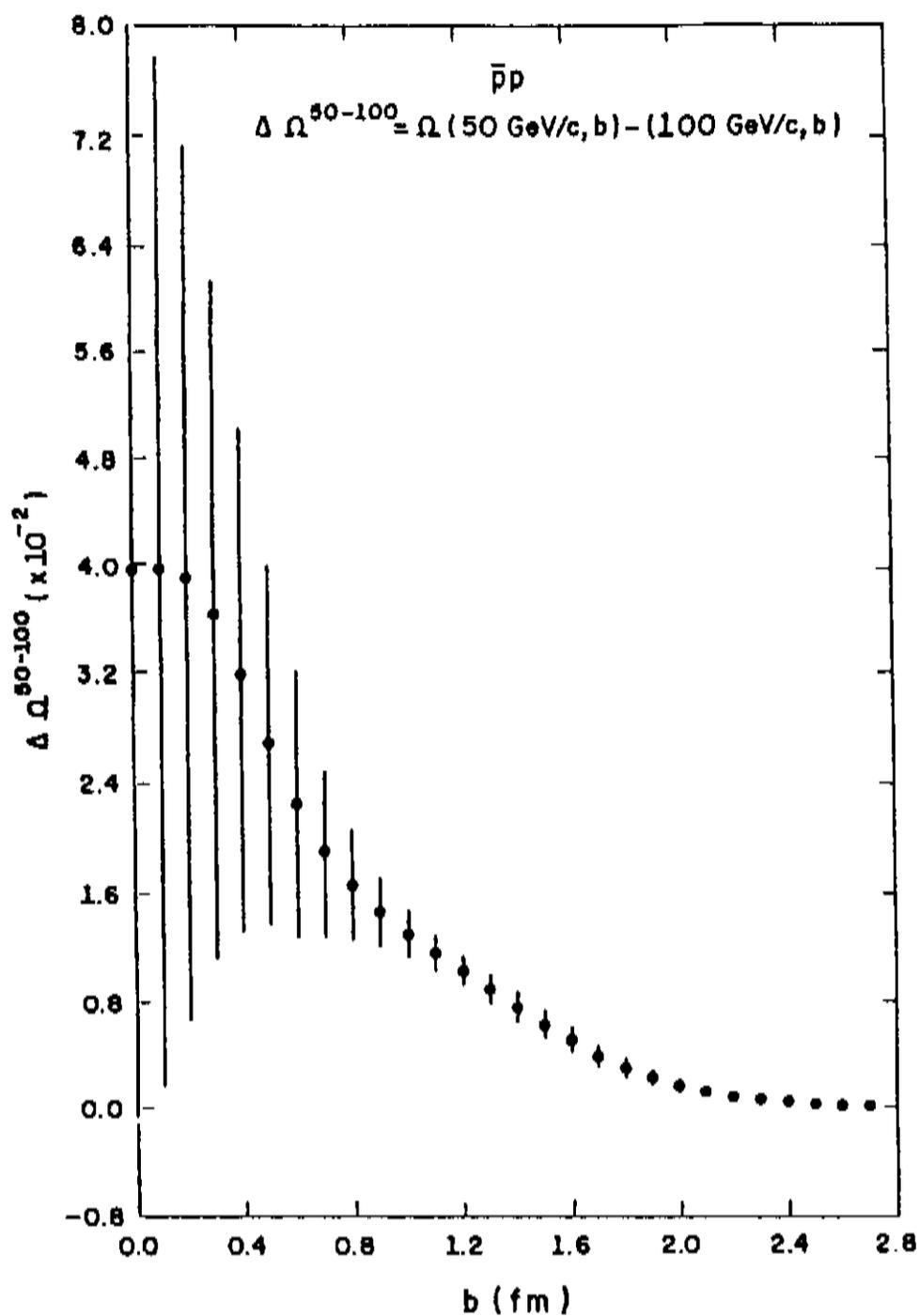


Fig. 7.18- $[\Omega(50 \text{ GeV/c}, b) - \Omega(100 \text{ GeV/c}, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

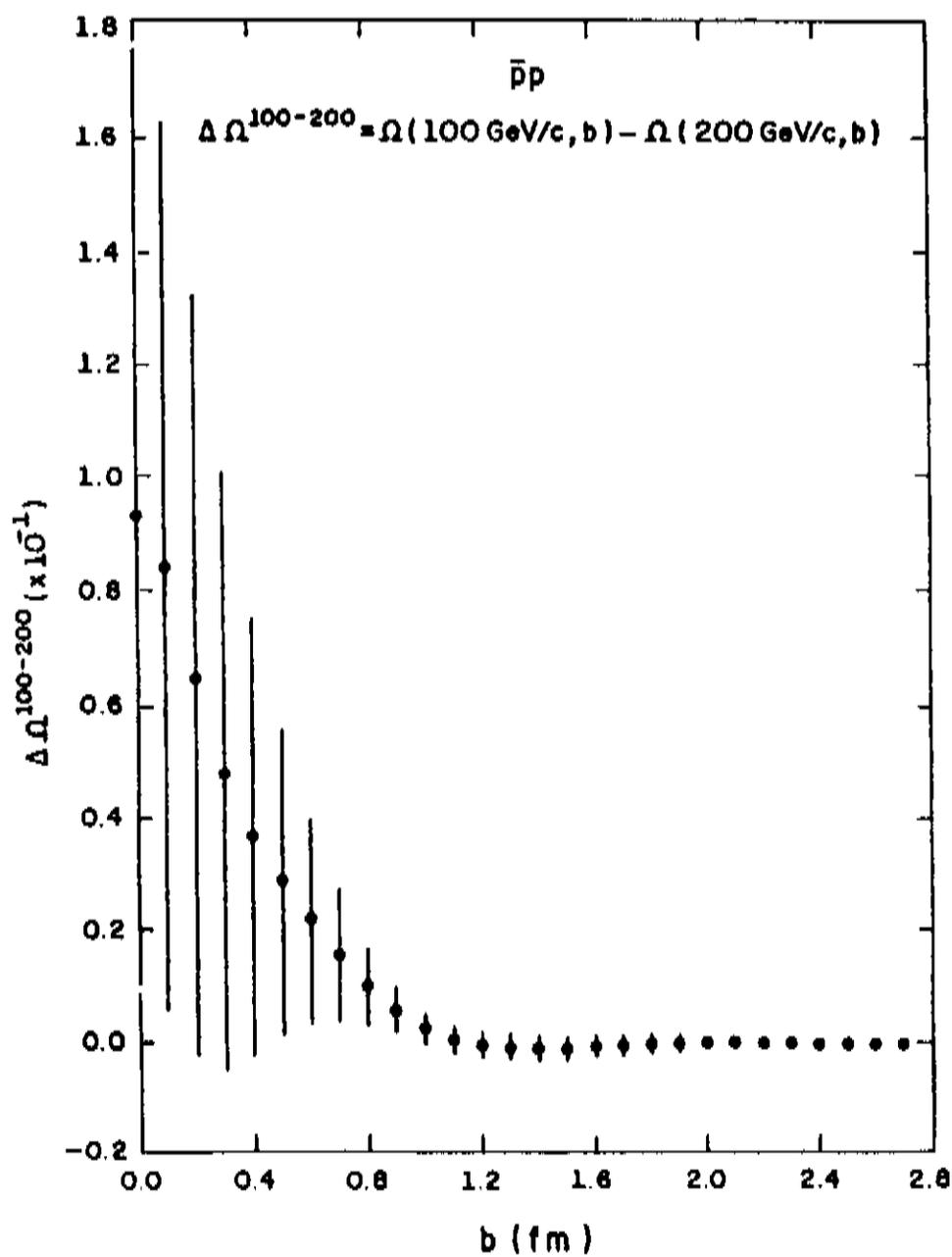


fig. 7.19- $[\Omega(100 \text{ GeV/c}, b) - \Omega(200 \text{ GeV/c}, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

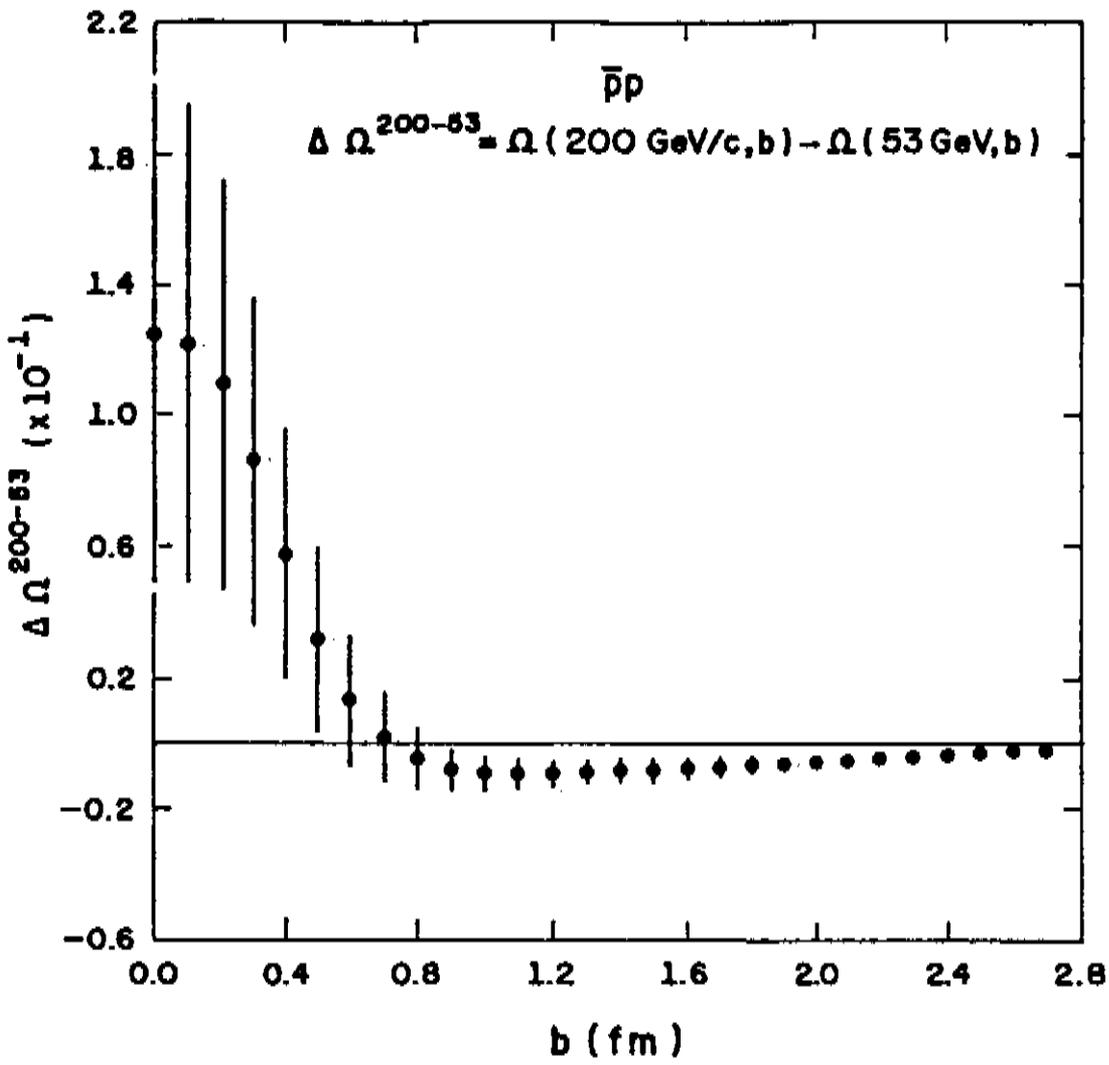


Fig. 7.20- $[\Omega(200 \text{ GeV}/c, b) - \Omega(53 \text{ GeV}, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

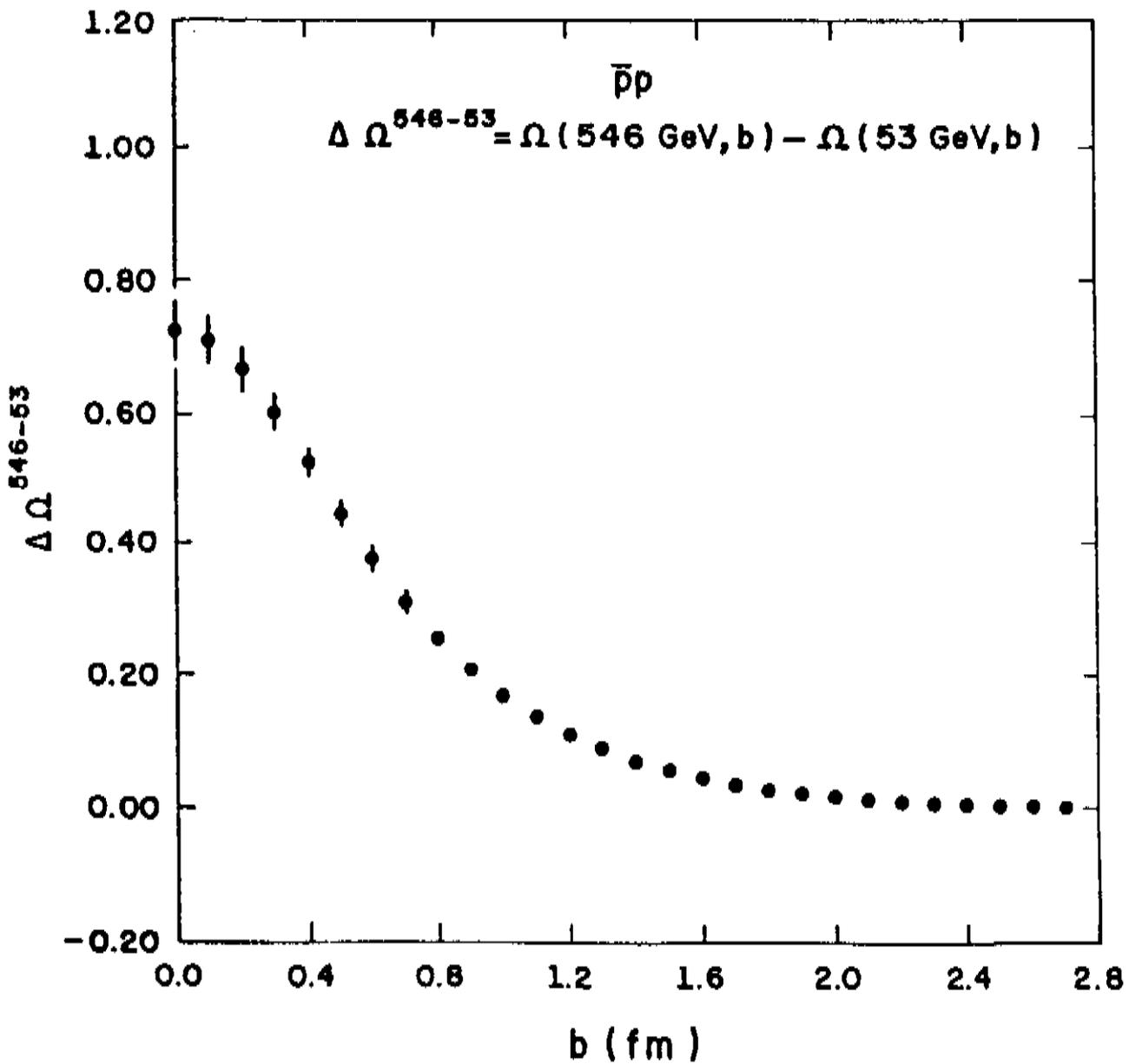


Fig. 7.21- $[\Omega(546 \text{ GeV}, b) - \Omega(53 \text{ GeV}, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

iv) A análise da figura 7.4 sugere, como já comentamos, a presença de uma eiconal fatorável no centro com um aumento de $K(s)$ e de um "geometrical scaling" periférico com um crescimento do raio $R(s)$. Nesta transição do ISR para COLLIDER nós identificamos^[21] estes dois componentes com a eiconal "semi-hard" [$\Omega_{SH}(s,b)$] e com a eiconal "soft" [$\Omega_S(s,b)$] respectivamente, como sugere (4.50)^[137,138,143].

A diferença entre as duas eiconais completas, $\Omega(546,b) - \Omega(53,b/r)$ com $r \cong 1.14$ (figura 7.10) nos dá a diferença correspondente entre as eiconais "semi-hard". Como as contribuições de "minijets" e da QCD perturbativa são presumidamente desprezíveis a $\sqrt{s} = 53$ GeV temos

$$\Omega_{SH}(546,b) \cong \Omega(546,b) - \Omega(53,b/r) . \quad (7.8)$$

Este resultado é mostrado na figura 7.22 (pontos).

Nós parametrizamos os dados de $\Omega_{SH}(546,b)$ (figura 7.22) na seguinte forma fatorada (4.50), com um fator de forma dipolo

$$\Omega_{SH}(s,b) = K_{SH}(s) \frac{\mu^2}{48} (\mu b)^3 K_3(\mu b) . \quad (7.9)$$

Os valores encontrados para os parâmetros $K_{SH}(s)$ e μ^2 foram, $K_{SH}(s) = 4.16 (\text{GeV}/c)^{-2}$ e $\mu^2 = 1.03 (\text{GeV}/c)^2$. A figura 7.22 mostra também a curva de ajuste (7.9).

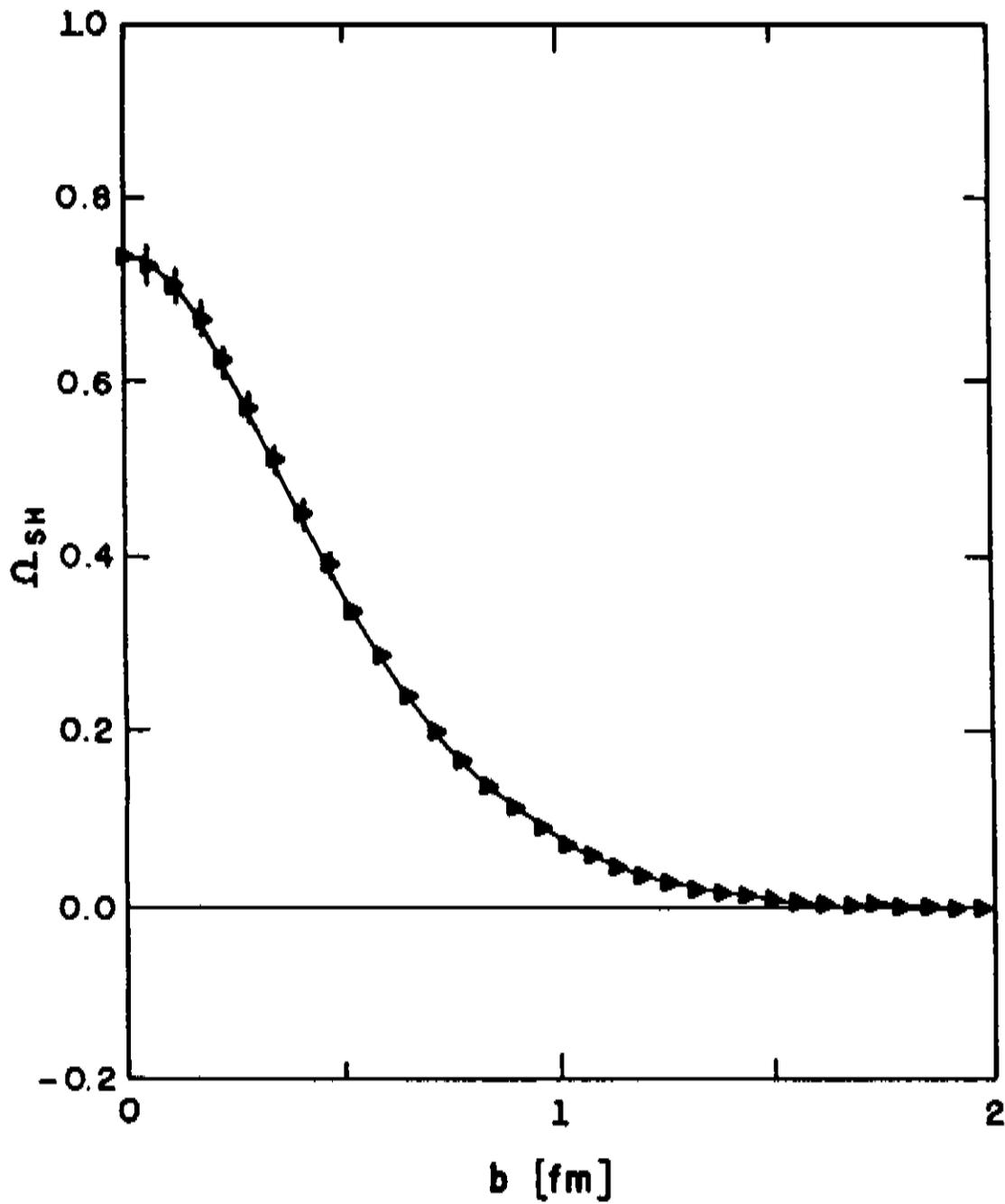


Fig. 7.22- Eiconal "semi-hard". Pontos (eq. 7.8) e linha contínua (eq. 7.9).

A se o de choque inelástica total "semi-hard" dada por

$$\sigma_{SH} = 2\pi \int_0^{\infty} [1 - e^{-2\Omega_{SH}}] b db \quad (7.10)$$

foi calculada usando-se (7.9). O resultado encontrado foi

$$\sigma_{SH} = 15.5 \text{mb.}$$

O valor de σ_{SH} é ligeiramente superior do que aquele determinado pelo grupo UAl^[142] ($\sim 13\text{mb}$) para seção de choque de "minijet". Esta diferença pode ser explicada pelas ambigüidades teórica e experimental existentes na definição da interação "semi-hard".

O valor $\mu^2 = 1.03 (\text{GeV}/c)^2$ corresponde a um raio de $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0.66\text{fm}$.

7.3. ANÁLISE DOS COMPORTAMENTOS CENTRAL E PERIFÉRICO DAS FUNÇÕES DE "OVERLAP"

No capítulo 6 os estudos das funções de "overlap" e dos raios de interação mostraram que a componente elástica do espalhamento hadrônico a altas energias é mais central que a componente inelástica.

Uma outra forma adequada de se analisar o comportamento dos espalhamentos elástico e inelástico com relação à energia, é calcular as diferenças de suas respectivas funções de "overlap".

Com o objetivo de comparar com resultados de outros autores calculamos primeiramente as diferenças entre as funções de "overlap" inelástica. As figuras 7.23, 7.25 e 7.27 mostram esses cálculos para os conjuntos de energia 50-100, 53-200 e 546-53.

Na transição de 100 GeV/c para 50 GeV/c (figura 7.23), $G_{in}(\bar{p}p)$ exhibe claramente um crescimento periférico. Esse crescimento é máximo em $b \sim 1.1\text{fm}$. A comparação mais próxima que se pode ter vem do trabalho de Fearnley (1985)^[16] que calcula $\Delta G_{in}(\bar{p}p)$ entre as energias 50 GeV/c e 30 GeV/c. Esses resultados estão na

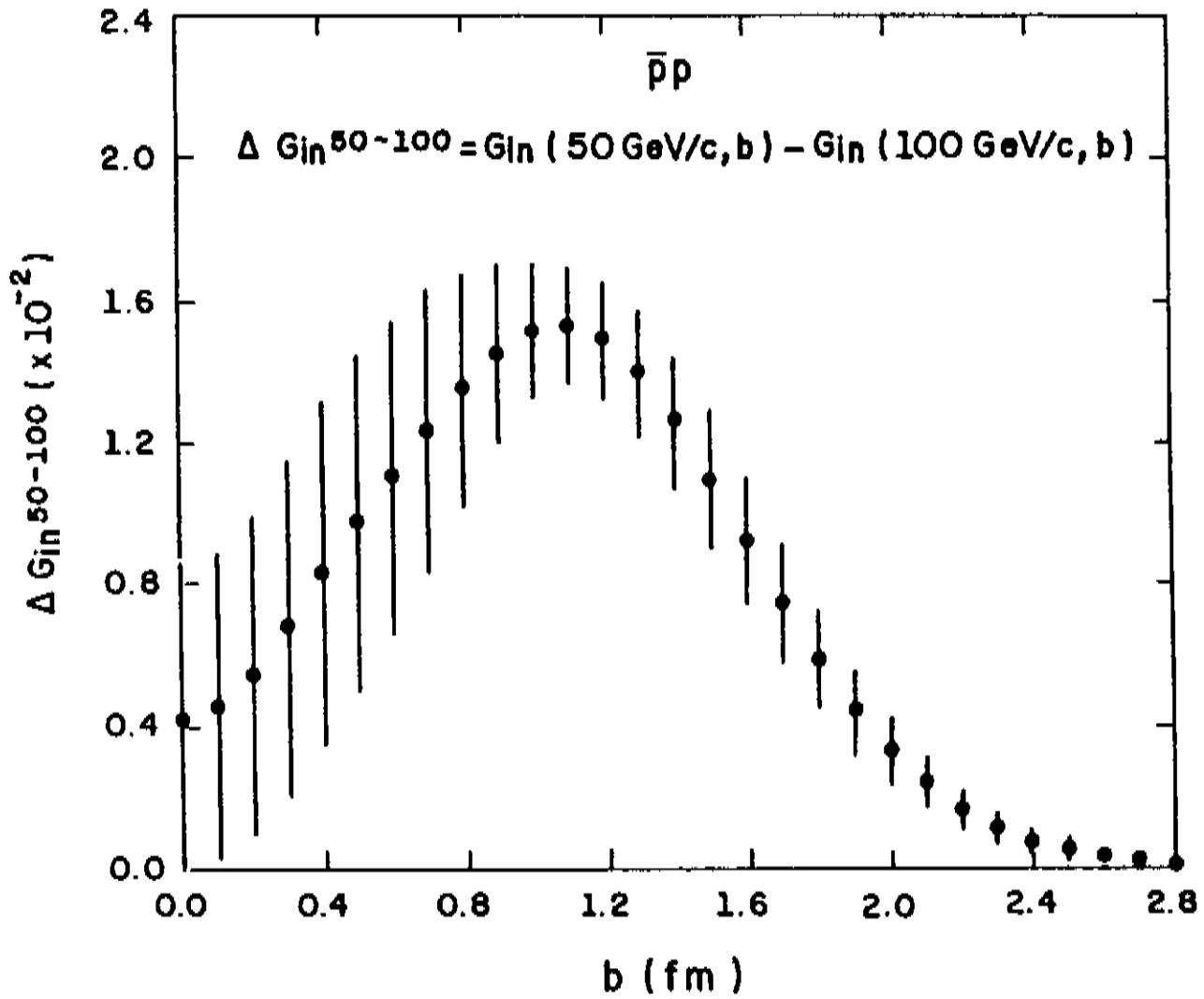


Fig. 7.23- $[G_{in}(50 \text{ GeV/c}) - G_{in}(100 \text{ GeV/c})]_{\bar{p}p}$ em função de b .

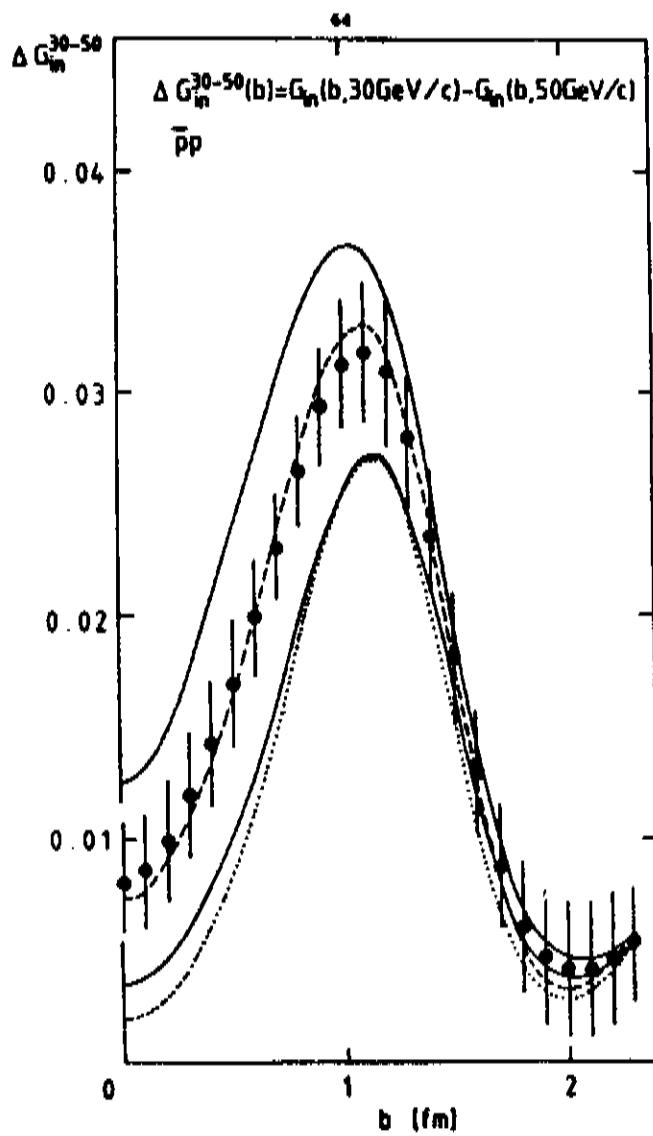


Fig. 7.24- Variação de $G_{in}(s, b)$ com b para $\bar{p}p$ entre 50 GeV/c e 30 GeV/c^[16].

figura 7.24.

Confrontando-se as figuras 7.23 e 7.24 observamos que elas tem um comportamento semelhante. Ambas apresentam um crescimento periférico máximo em $b \sim 1.1\text{fm}$. Há apenas duas diferenças que merecem atenção, $\Delta G_{in}^{\text{máx}}$ (Fearnley) $\sim 2\Delta G_{in}^{\text{máx}}$ (nosso) e em torno de $b \sim 2\text{fm}$ os dados de Fearnley apresentam grandes erros. A primeira é fácil de se entender, os cálculos de Fearnley são para duas energias abaixo das nossas. A segunda acreditamos que seja consequência de Fearnley ter utilizado dados de $d\sigma/dt$ na região de pequenos t vindos de uma energia diferente de 30 GeV/c, ou seja, de 25.2 GeV/c.

A figura 7.25 mostra que na transição de 200 GeV/c para 53 GeV há um crescimento de $\Delta G_{in}(\bar{p}p)$ a partir de $b \approx 0.7\text{fm}$, atingindo um máximo em $b \sim 1.4\text{fm}$, e uma diminuição na região central. Os resultados em faixas de energias mais ou menos compatíveis com as nossas são de $G_{in}(pp)$ obtidos, por Amaldi-Schubert (1980)^[15] para 23.5 GeV e 62.5 GeV (figura 7.26) e por Bailly (1987)^[22] para 26 GeV e 53 GeV.

A análise das figuras 7.25 e 7.26 e da referência [22] mostra que nossos resultados diferem dos de Amaldi-Schubert principalmente em $b = 0$ e no valor máximo de $\Delta G_{in}'$, e concordam qualitativamente com os de Bailly. Este faz referência em seu trabalho que seus resultados estão de acordo com os de Amaldi-Schubert. Não concordamos com esta afirmação, pois os dados de Bailly apresentam incertezas muito grandes (maiores que 100%). Próximo a $b = 0$ eles não são conclusivos.

Na transição de 53 GeV para 546 GeV (figura 7.27)

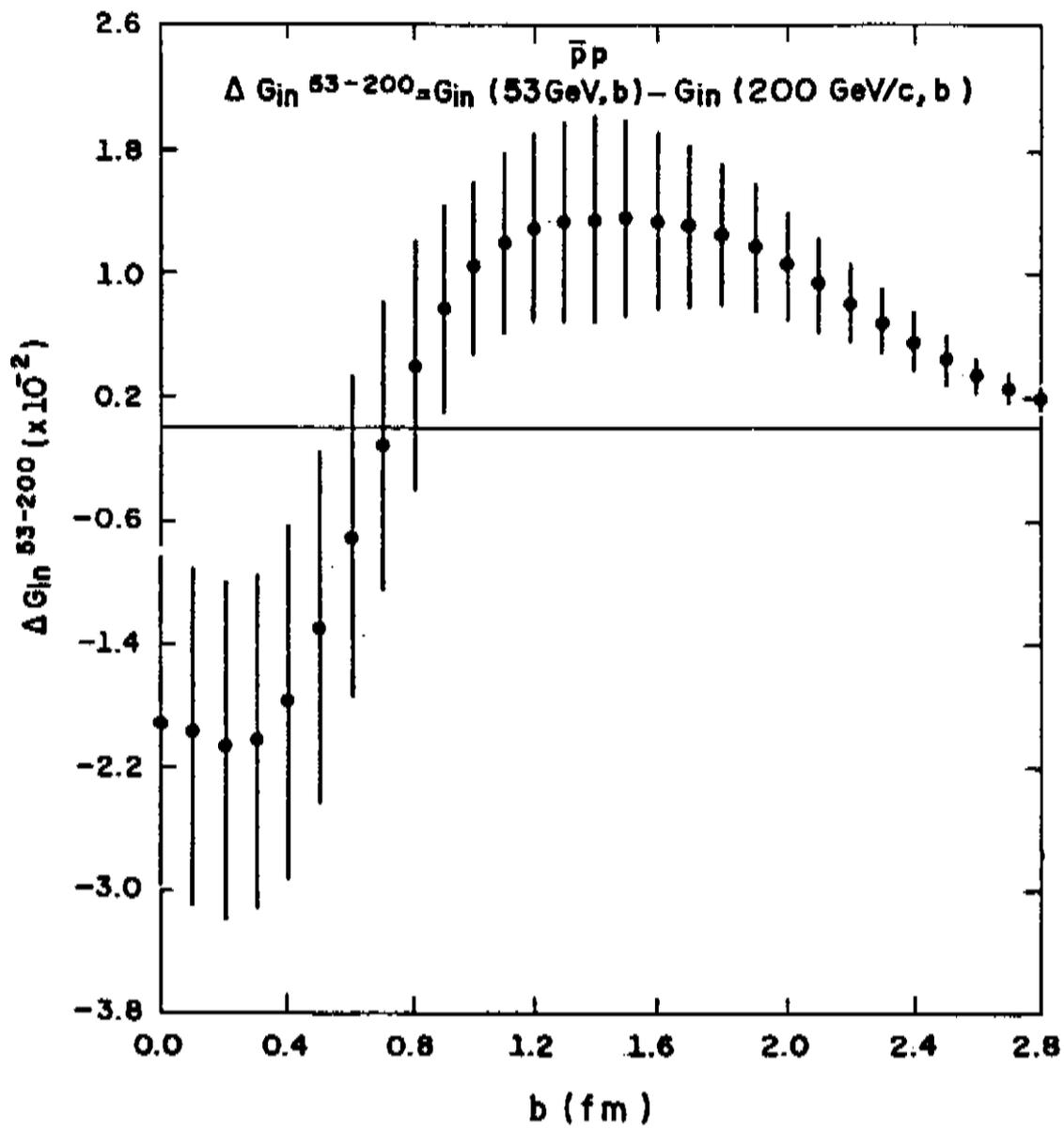


Fig. 7.25- $[G_{in}(53 \text{ GeV}, b) - G_{in}(200 \text{ GeV}/c, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

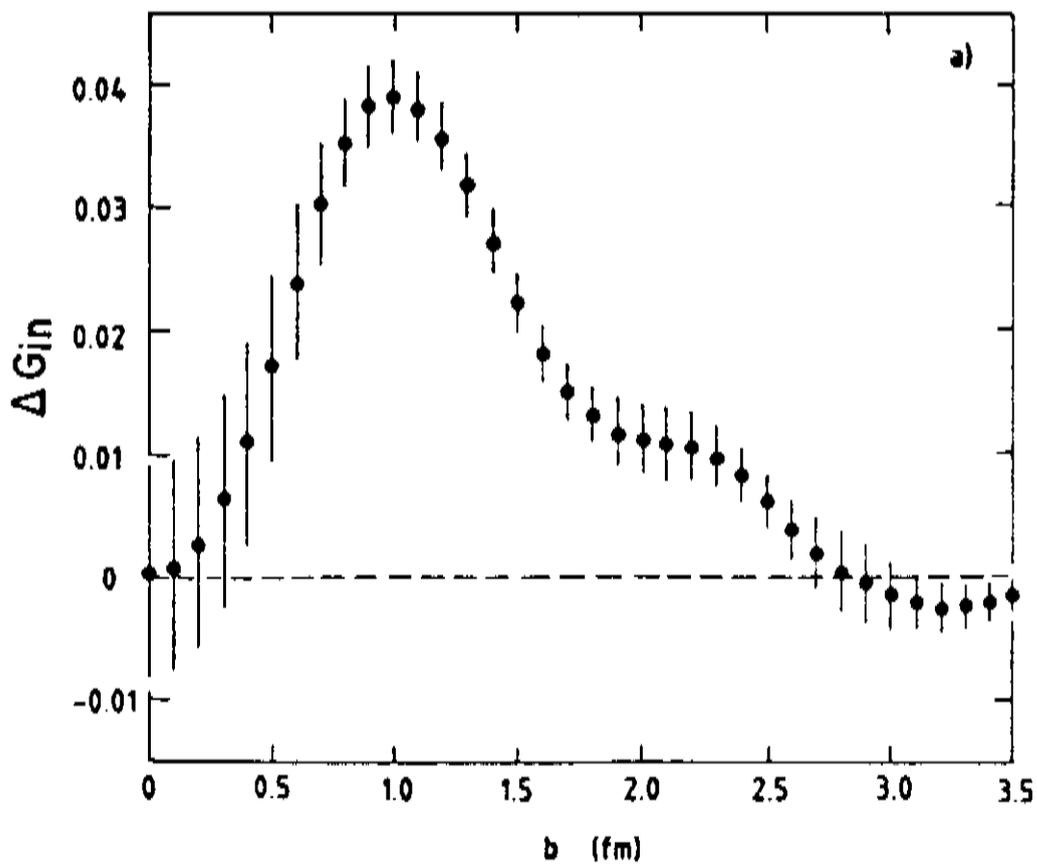


Fig. 7.26- Variação de $G_{in}(s, b)$ com b para pp entre 23.5 GeV e 62.5 GeV^[15].

nossos resultados mostram um crescimento periférico de $G_{in}(\bar{p}p)$ que atinge um máximo em $b \sim 0.9\text{fm}$. Esses resultados podem ser comparados diretamente com os de Fearnley (1985)^[16] obtidos para $\bar{p}p$ com as mesmas energias (figura 7.28).

As figuras 7.27 e 7.28 mostram resultados muito próximos, diferindo levemente em pequenos e em grandes valores de b . Acreditamos que estas diferenças sejam devidas às extrapolações feitas por Fearnley a grandes e pequenos t .

Para uma análise global da variação da função de "overlap" inelástica com a energia colocamos na figura 7.29 todos resultados mostrados nas figuras 7.23, 7.25 e 7.27, inclusive acrescentamos os cálculos de $\Delta G_{in}(\bar{p}p)$ para 100 e 200 GeV/c. Os erros não são mostrados nesta figura para facilitar a visualização dos resultados.

Os dados da figura 7.29 revelam uma alternância no comportamento de ΔG_{in} para o intervalo de energia 50 GeV/c a 546 GeV.

Vamos considerar a energia de 200 GeV/c como ponto de referência, pois ela tem a menor seção de choque total de todas que estamos analisando. A partir de 200 GeV/c $\sigma_T(\bar{p}p)$ cresce quando s aumenta e também quando diminui. Na transição de 200 GeV/c para 100 GeV/c, G_{in} tem um crescimento central. O crescimento de G_{in} muda na passagem de 100 GeV/c para 50 GeV/c, ou seja, torna-se mais periférico. De 200 GeV/c para 53 GeV (região mais ou menos compatível com o ISR), G_{in} decresce na região central e cresce na periférica. De 0 a $\sim 0.75\text{fm}$ G_{in} (53 GeV) é menor que G_{in} (200 GeV/c), mas cresce mais rapidamente até que $\Delta G_{in} = 0$. A partir de $b \sim 0.75\text{fm}$ G_{in} (53 GeV) torna-se maior que G_{in} (200 GeV/c). A diferença ΔG_{in}

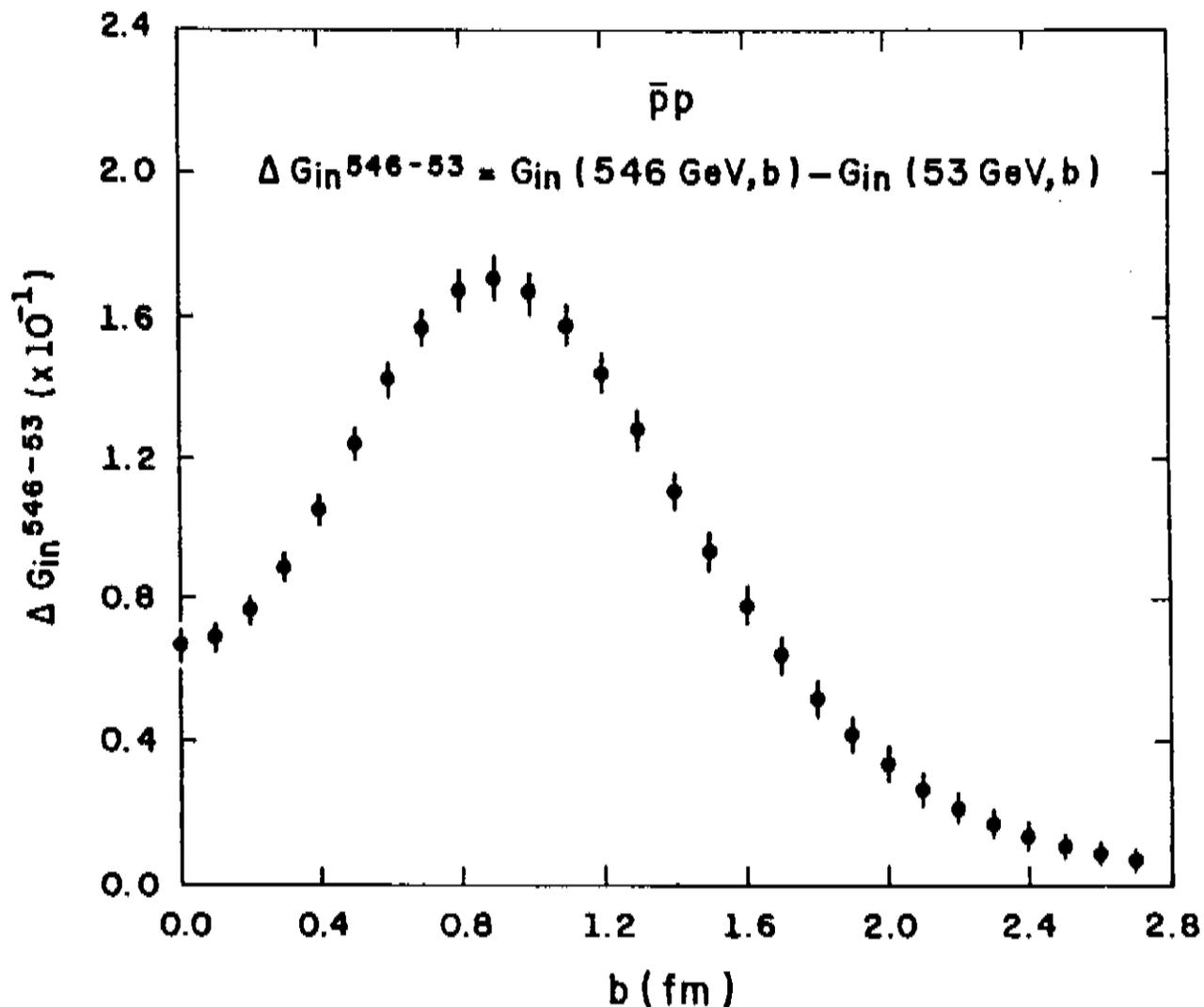


Fig. 7.27- $[G_{in}(546 \text{ GeV}, b) - G_{in}(53 \text{ GeV}, b)]_{\bar{p}p}$ em função de b .

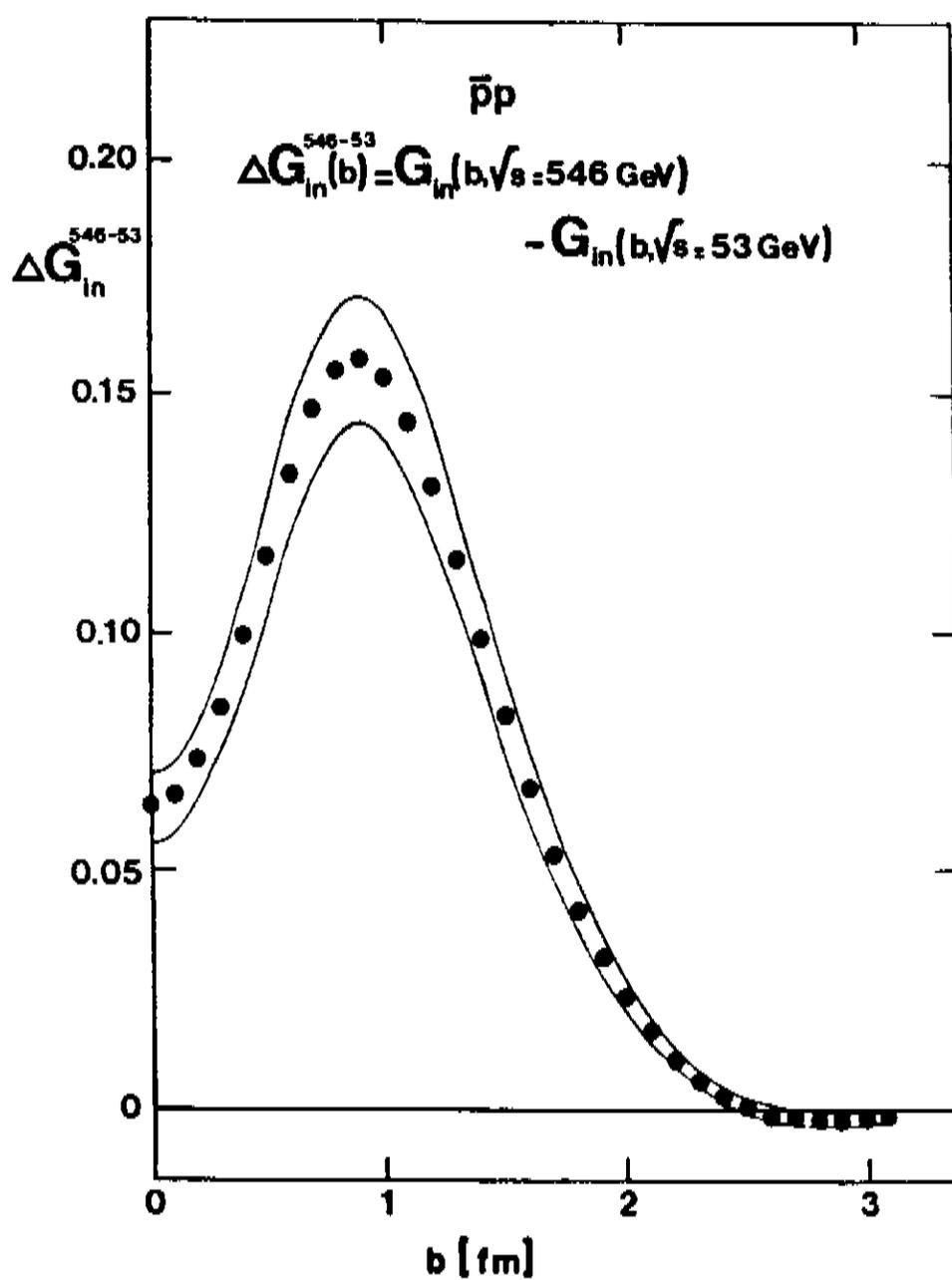


Fig. 7.28- Variação de $G_{in}(s, b)$ com b para $\bar{p}p$ entre 53 GeV e 546 GeV^[16].

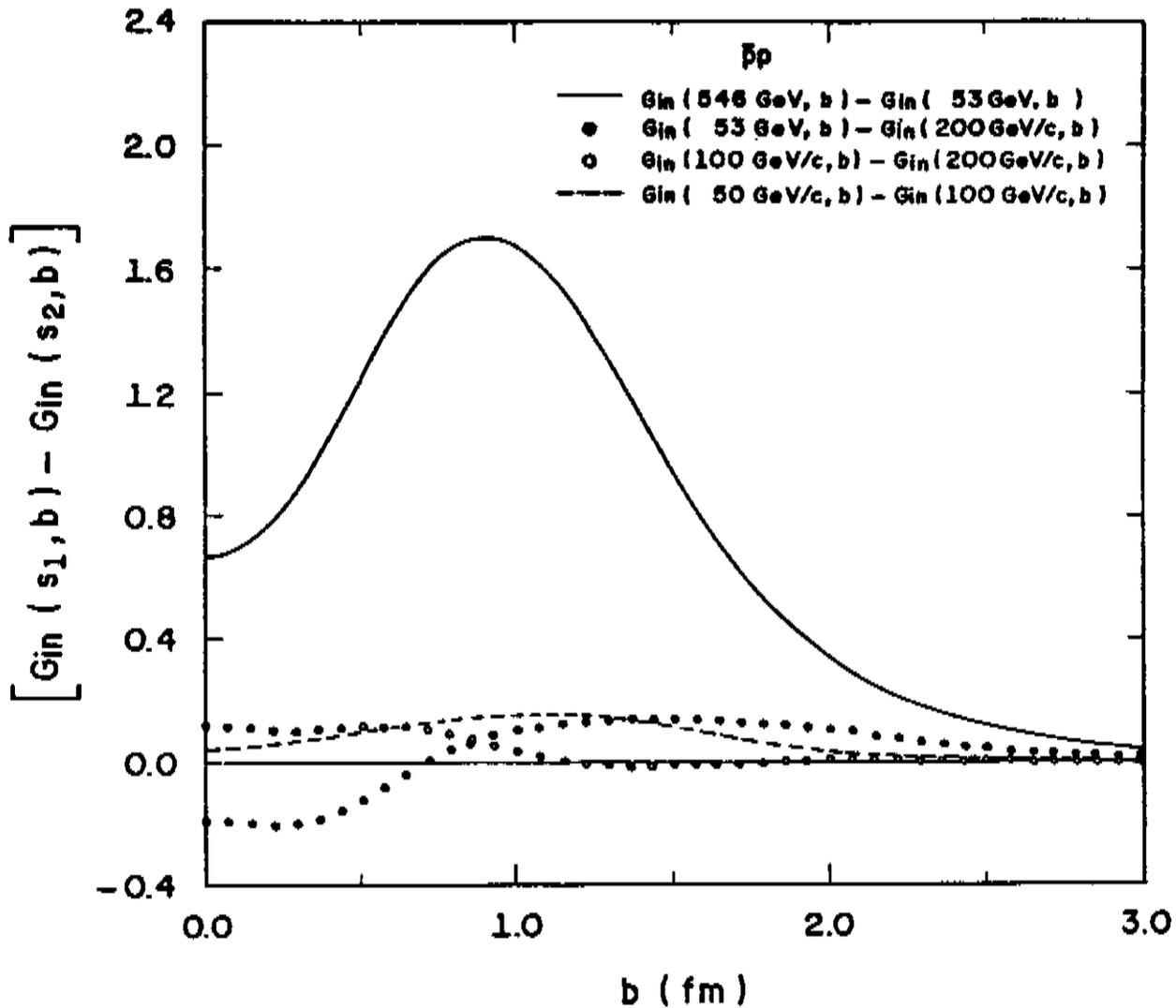


Fig. 7.29- $[\Delta G_{in} \times b]_{\bar{p}p}$ para os pares de energias 50-100, 100-200, 53-200 e 546-53.

atinge seu máximo em $b \sim 1.5 \text{ fm}$ e depois cai lentamente a zero. Finalmente, de 53 GeV a 546 GeV G_{in} apresenta um crescimento periférico relativamente grande, cerca de 10 vezes maior que aquele observado na transição de 100 GeV/c para 50 GeV/c. As transições 100 GeV/c - 50 GeV/c e 53 GeV - 546 GeV embora sejam predominantemente periféricas, mostram também um pequeno crescimento central, em ambos casos cerca de 3 vezes menor que ΔG_{in} máximo.

Para fazermos uma análise comparativa das componentes elástica e inelástica do espalhamento, calculamos também $\Delta G_{e\ell}(\bar{p}p)$ nos conjuntos de energia 50-100, 53-200 e 546-53. Estes resultados

juntamente com os calculados de ΔG_{in} estão nas figuras 7.30, 7.31 e 7.32.

Estas figuras revelam que ΔG_{el} tem um carácter fundamentalmente central, enquanto ΔG_{in} é basicamente periférico, exceto na transição pelo ISR onde ela assume também um comportamento central.

Estes resultados mostram que o crescimento da seção de choque inelástica vem principalmente de colisões inelásticas periféricas, exceto nas energias intermediárias que tem também uma forte contribuição das colisões centrais. Já o aumento da seção de choque elástica vem de uma região de colisão mais central.

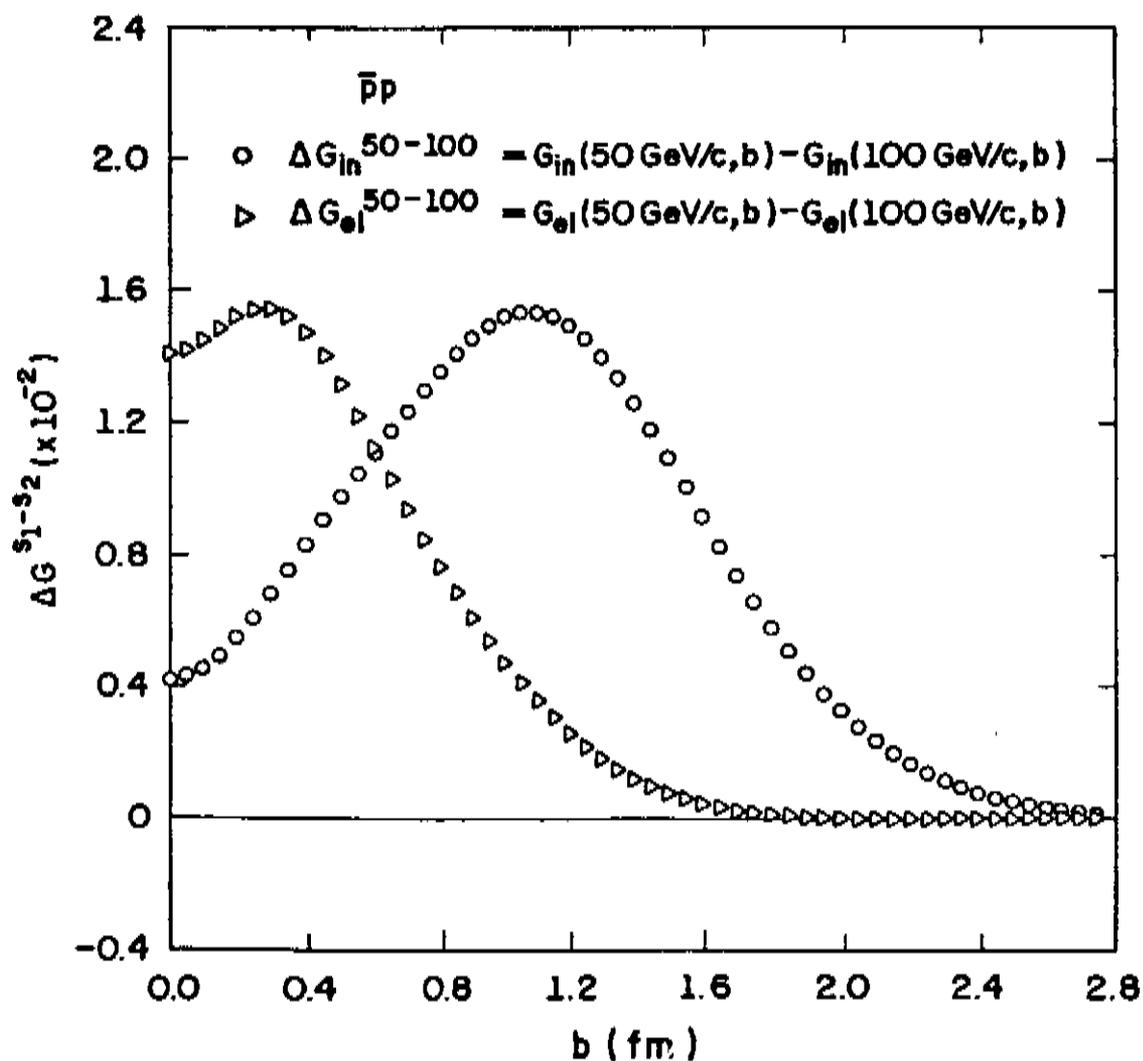


Fig. 7.30- $\Delta G_{in}^{\bar{p}p}$ e $\Delta G_{el}^{\bar{p}p}$ em função de b entre 50 GeV e 100 GeV/c.

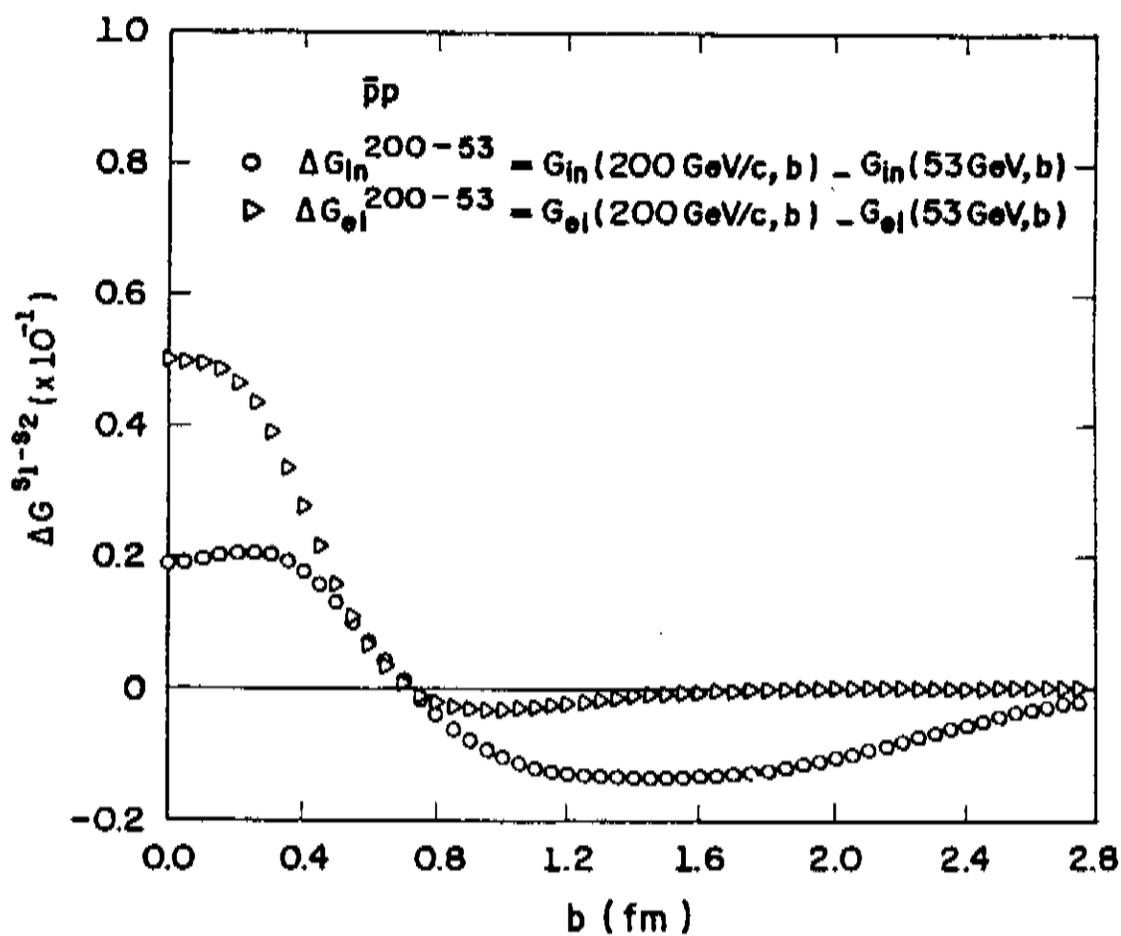


Fig. 7.31- $\Delta G_{in}^{\bar{p}p}$ e $\Delta G_{el}^{\bar{p}p}$ em função de b entre 53 GeV e 200 GeV/c.

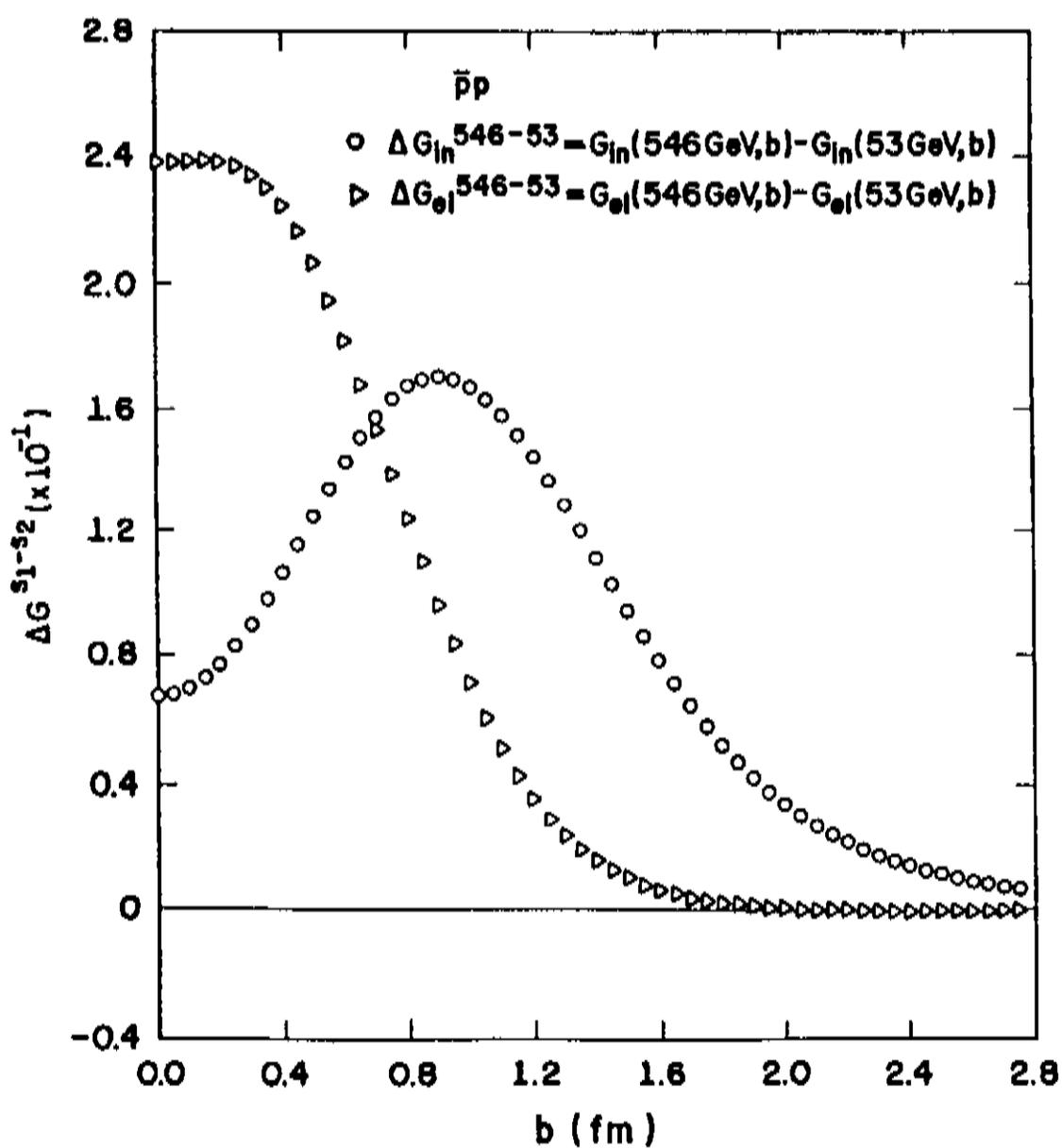


Fig. 7.32- $\Delta G_{in}^{\bar{p}p}$ e $\Delta G_{el}^{\bar{p}p}$ em função de b entre 53 GeV e 546 GeV.

7.4. COMPARAÇÃO DA EICONAL E DOS RAIOS DE INTERAÇÃO DAS REAÇÕES

$\bar{p}p$ e pp

Completamos os resultados deste trabalho comparando as eiconais e os raios de interação das reações $\bar{p}p$ e pp .

A comparação é feita nas energias de 50 GeV/c, 100 GeV/c, 200 GeV/c e 53 GeV.

As figuras 7.33, 7.34 e 7.35 mostram os resultados das diferenças entre as eiconais destas reações para as energias 50, 100 e 200 GeV/c. Estas figuras revelam maiores diferenças na região central, principalmente para as duas energias mais baixas. Um fato interessante é que $\Omega(\bar{p}p)$ é menor que $\Omega(pp)$ para 50 e 100 GeV/c na região central. Com o aumento da energia $\Omega(\bar{p}p)$ cresce mais rápido que $\Omega(pp)$, e a partir de $b \sim 0.6\text{fm}$ (para 50 GeV/c) e $b \sim 0.5\text{fm}$ (para 100 GeV/c) torna-se maior. Em 200 GeV/c $\Omega(\bar{p}p)$ é sempre maior que $\Omega(pp)$. As diferenças decrescem com a energia, e em 53 GeV as eiconais são praticamente iguais em todo intervalo de b , como mostra a figura 7.36. Optamos no caso da energia de 53 GeV mostrar apenas os resultados individuais das eiconais, porque a diferença entre elas é estatisticamente consistente com zero.

Nosso resultado a 53 GeV não concorda com a análise de Fearnley^[16] na mesma energia. A figura 7.37 apresenta os resultados de Fearnley de $\Delta G_{in}^{\bar{p}p-pp}$ (53 GeV). Eles mostram que $\bar{p}p$ e pp diferem apreciavelmente na região central e em $b \sim 1\text{fm}$. Contamos os resultados de Fearnley porque ele utiliza para $\bar{p}p$ os dados de Breakstone et al.^[70,80] e para pp os de Amaldi-Schubert^[15]. Estes dados tem origens e normalizações diferentes e suas compara-

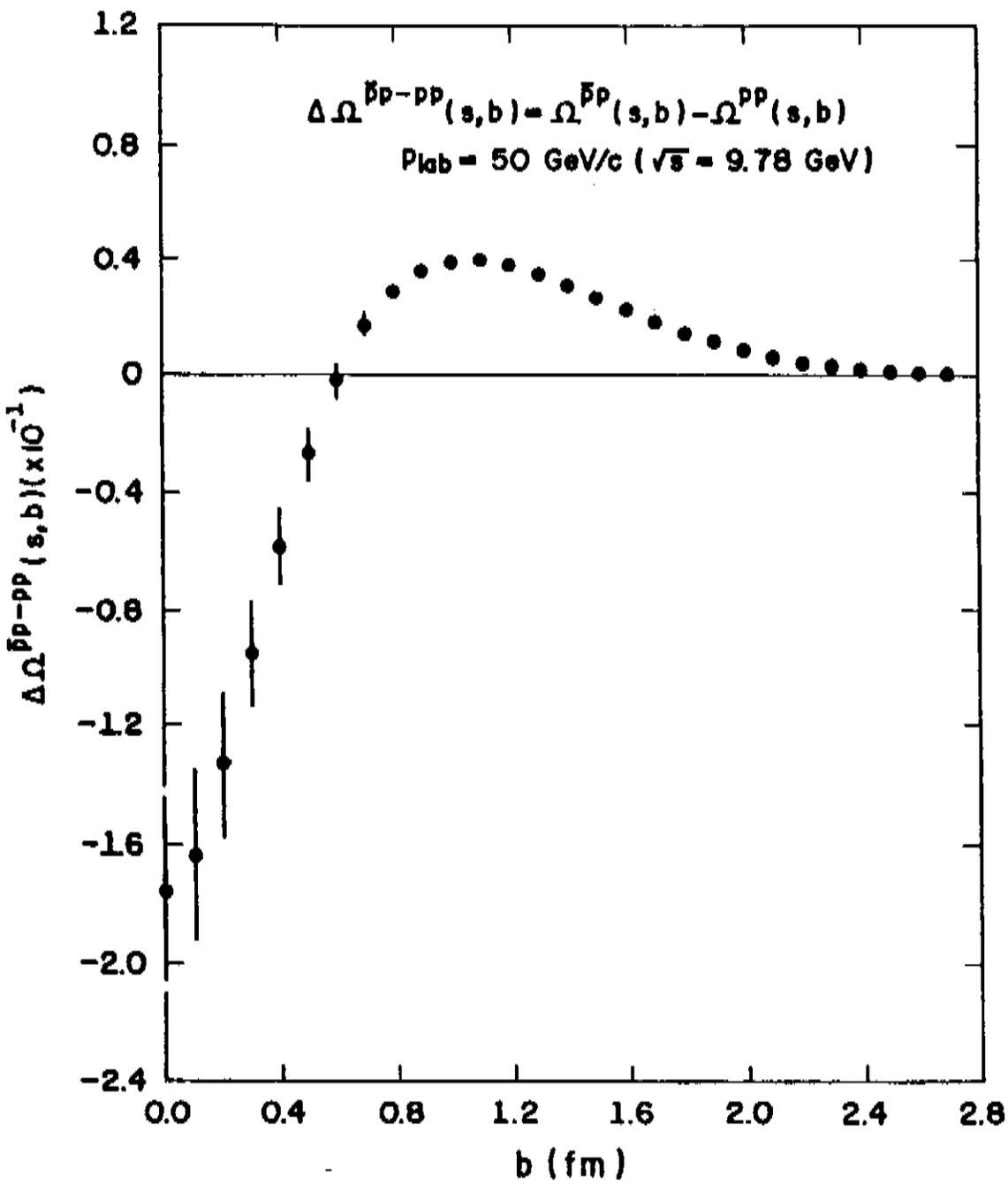


Fig. 7.33- $[\Omega^{\bar{p}p}(s,b) - \Omega^{pp}(s,b)]$ em função de b para 50 GeV/c.

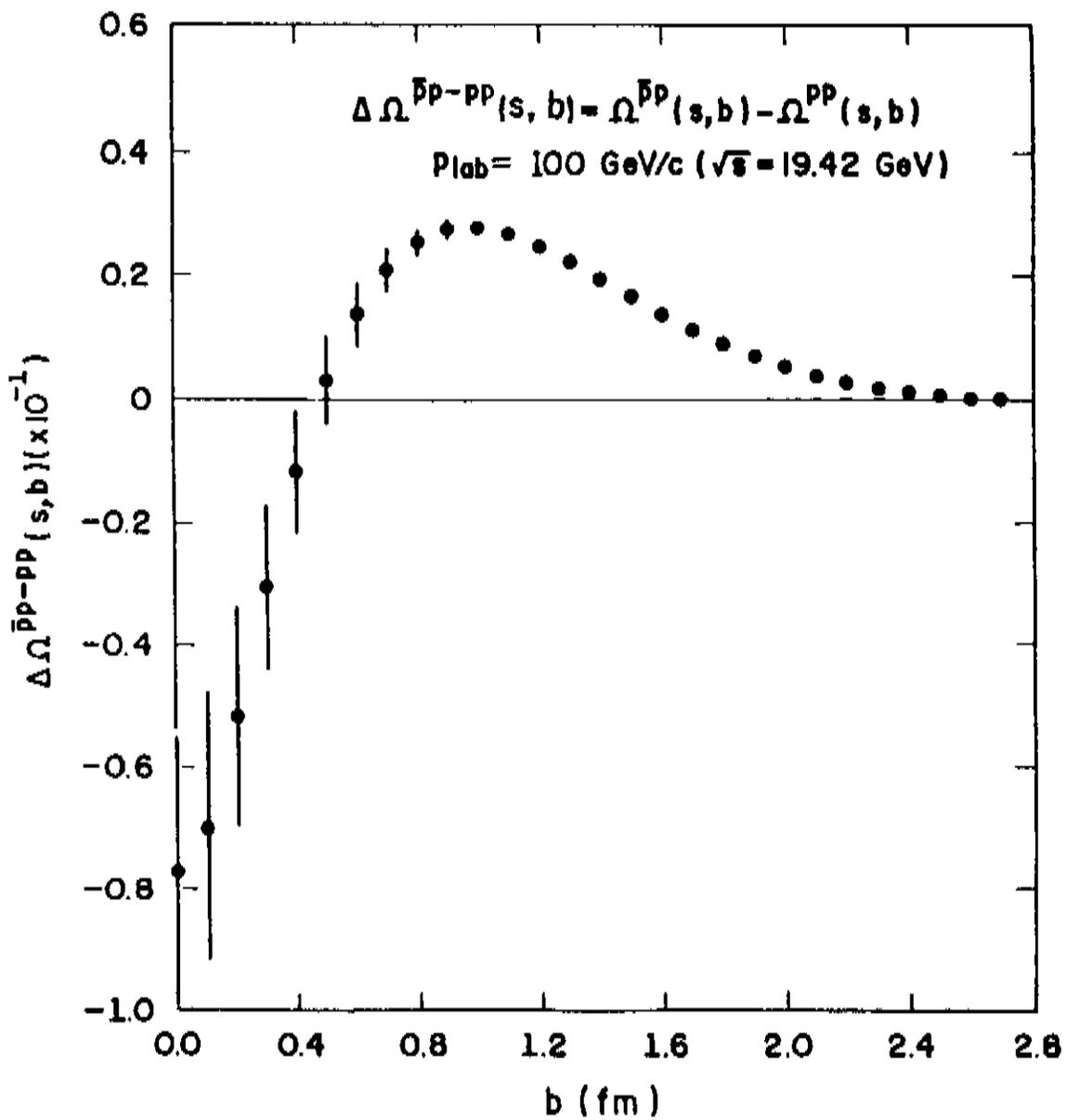


Fig. 7.34- $[\Omega^{\bar{p}p}(s,b) - \Omega^{pp}(s,b)]$ em função de b para 100 GeV/c.

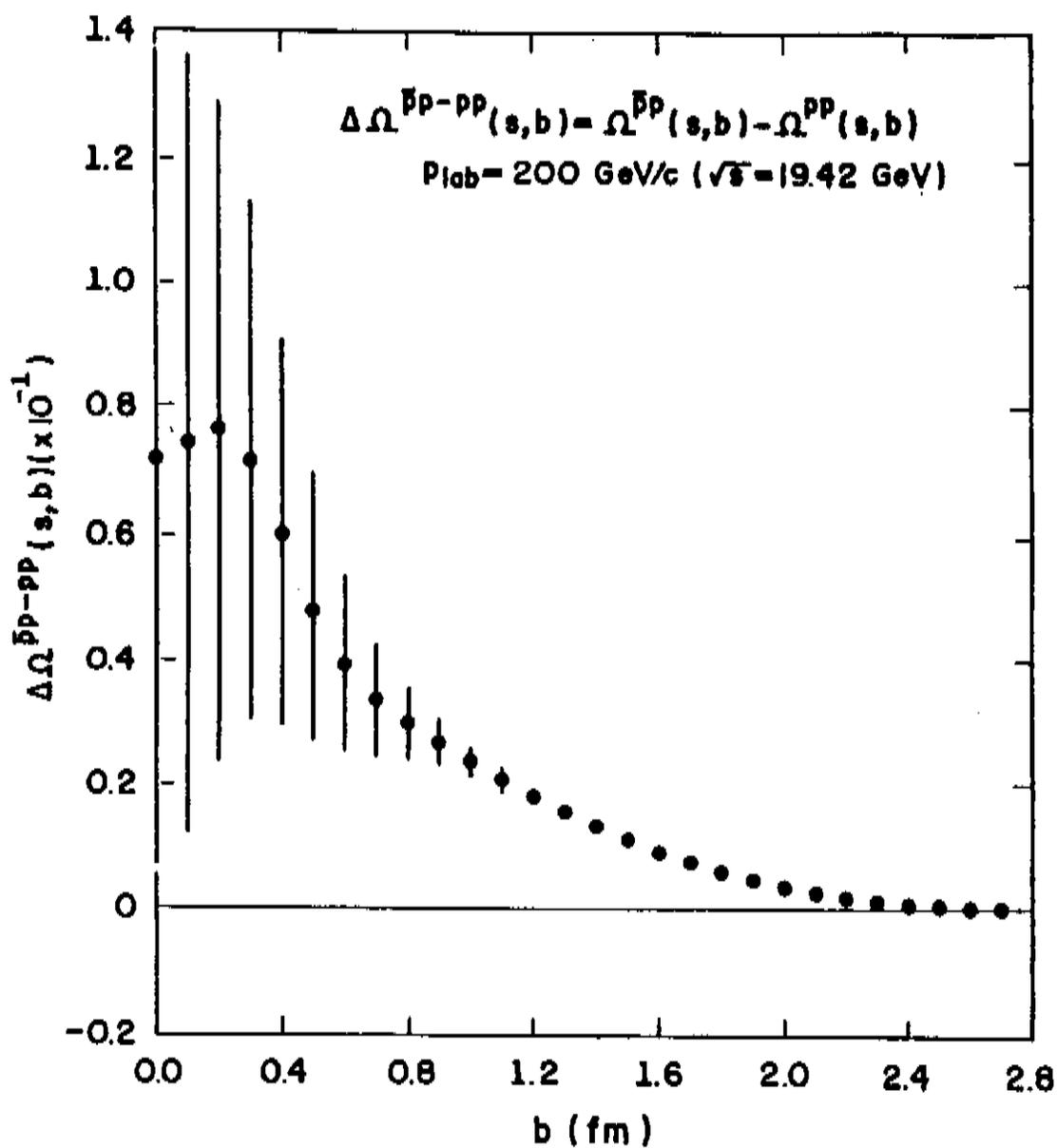


Fig. 7.35- $[\Omega^{\bar{p}p}(s,b) - \Omega^{pp}(s,b)]$ em função de b para 200 GeV/c.

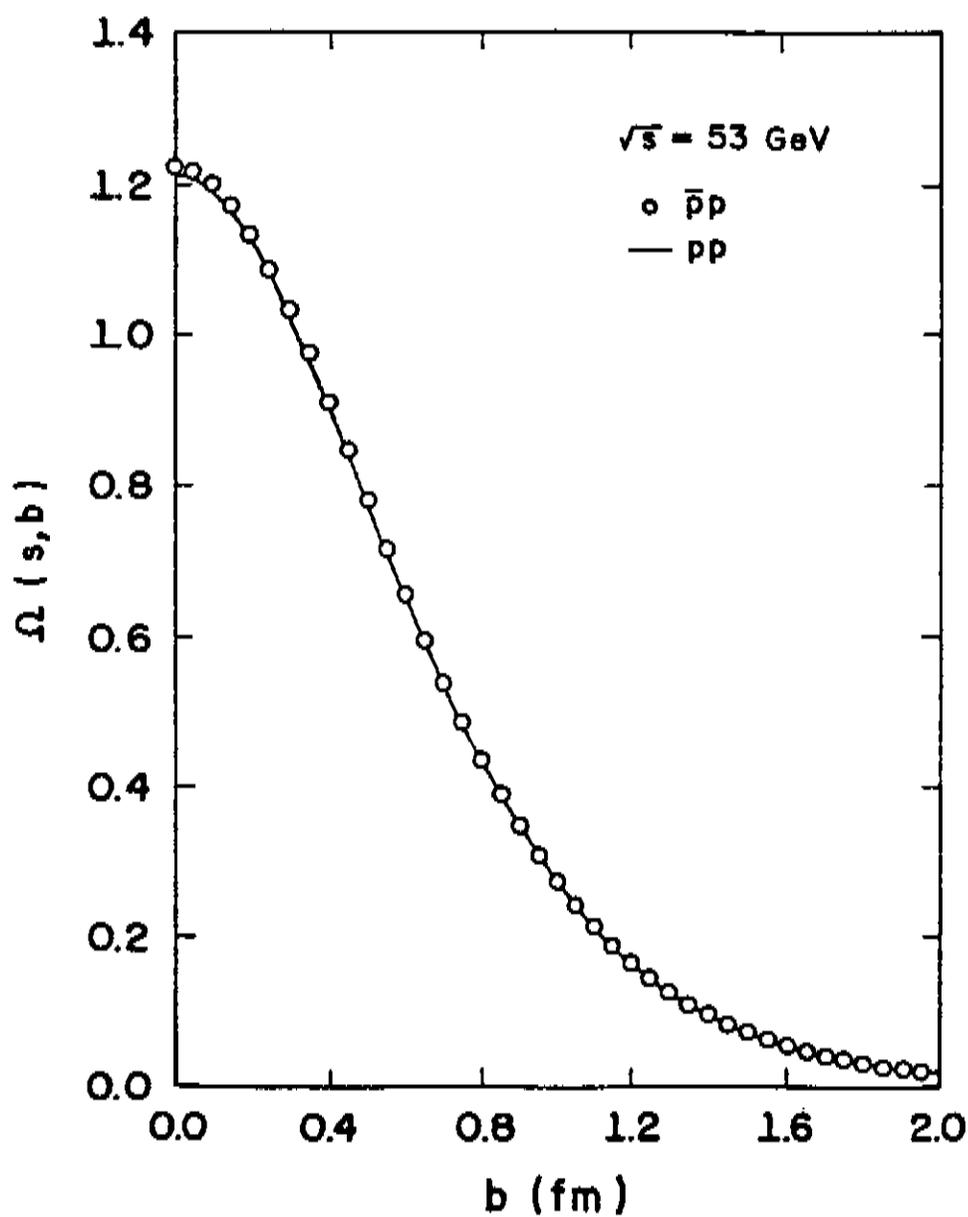


Fig. 7.36- $\Omega^{\bar{p}p}(s,b)$ e $\Omega^{pp}(s,b)$ em função de b para $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$.

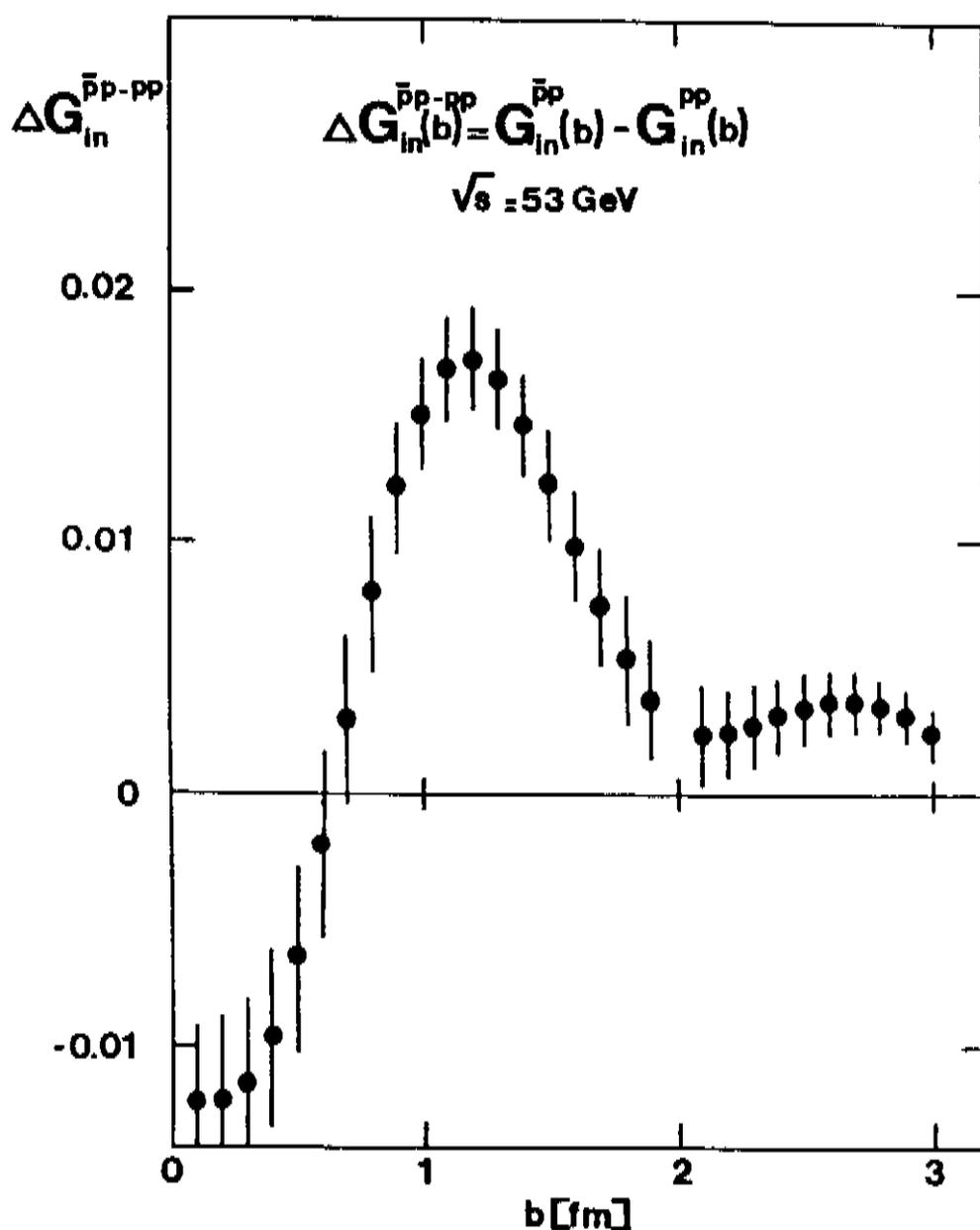


Fig. 7.37- Diferença entre G_{in} de $\bar{p}p$ e pp para $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ ^[16].

ções diretas podem simular comportamentos que não existem. Já nossos dados de pp e $\bar{p}p$ a 53 GeV , como dissemos no capítulo 5, são provenientes de uma mesma experiência e receberam o mesmo tratamento estatístico. Logo são perfeitos para uma comparação direta das reações pp e $\bar{p}p$.

Os raios de interação de pp com $b_{\text{máx}} = \infty$, são mostrados na tabela 7.2.

TABELA 7.2- R_T , R_{in} e R_{el} para pp obtidos através do método de ajuste I.

p_{lab} (GeV/c)	\sqrt{s} (GeV)	R_T (fm)	R_{in} (fm)	R_{el} (fm)
50	9.78	0.876 ± 0.001	0.930 ± 0.001	0.612 ± 0.001
100	13.76	0.897 ± 0.001	0.950 ± 0.001	0.622 ± 0.001
200	19.42	0.933 ± 0.001	0.983 ± 0.001	0.646 ± 0.001
1496	53	1.032 ± 0.005	1.087 ± 0.006	0.688 ± 0.002

Os dados da tabela 7.2 mostram que todos raios de interação para pp crescem com a energia. Comparando as tabelas 7.2 e 6.2, observamos que os raios de pp são sistematicamente menores que os de $\bar{p}p$, mas que se aproximam quando a energia aumenta. Em 53 GeV todos raios de interação de pp e $\bar{p}p$ são praticamente iguais dentro dos limites de erros. A figura 7.38 que mostra R_T , R_{in} e R_{el} para pp e $\bar{p}p$ a 53 GeV em função de b_{\max} , confirmam estas observações.

A figura 7.39 exhibe os resultados dos raios de interação de $\bar{p}p$ e pp a 50 GeV/c em função de b_{\max} . Esta figura permite visualizar melhor os resultados das tabelas 7.2 e 6.2, ou seja, para as energias mais baixas os raios de interação de pp são menores do que os de $\bar{p}p$.

A figura 7.40 apresenta nossos resultados da eiconal de pp nas energias de $\sqrt{s} = 19.42$ ($p_{lab} = 200$ GeV/c) e de $\sqrt{s} = 53$ GeV. Estes resultados mostram que na transição de 19.42 GeV para 53 GeV a eiconal aumenta para $b \gtrsim 0.6$ fm e decresce na região central. Este resultado concorda muito bem com os cálculos de Amaldi (1973)^[106] feitos para pp nas energias de 23.5 GeV e 53 GeV, como mostra a

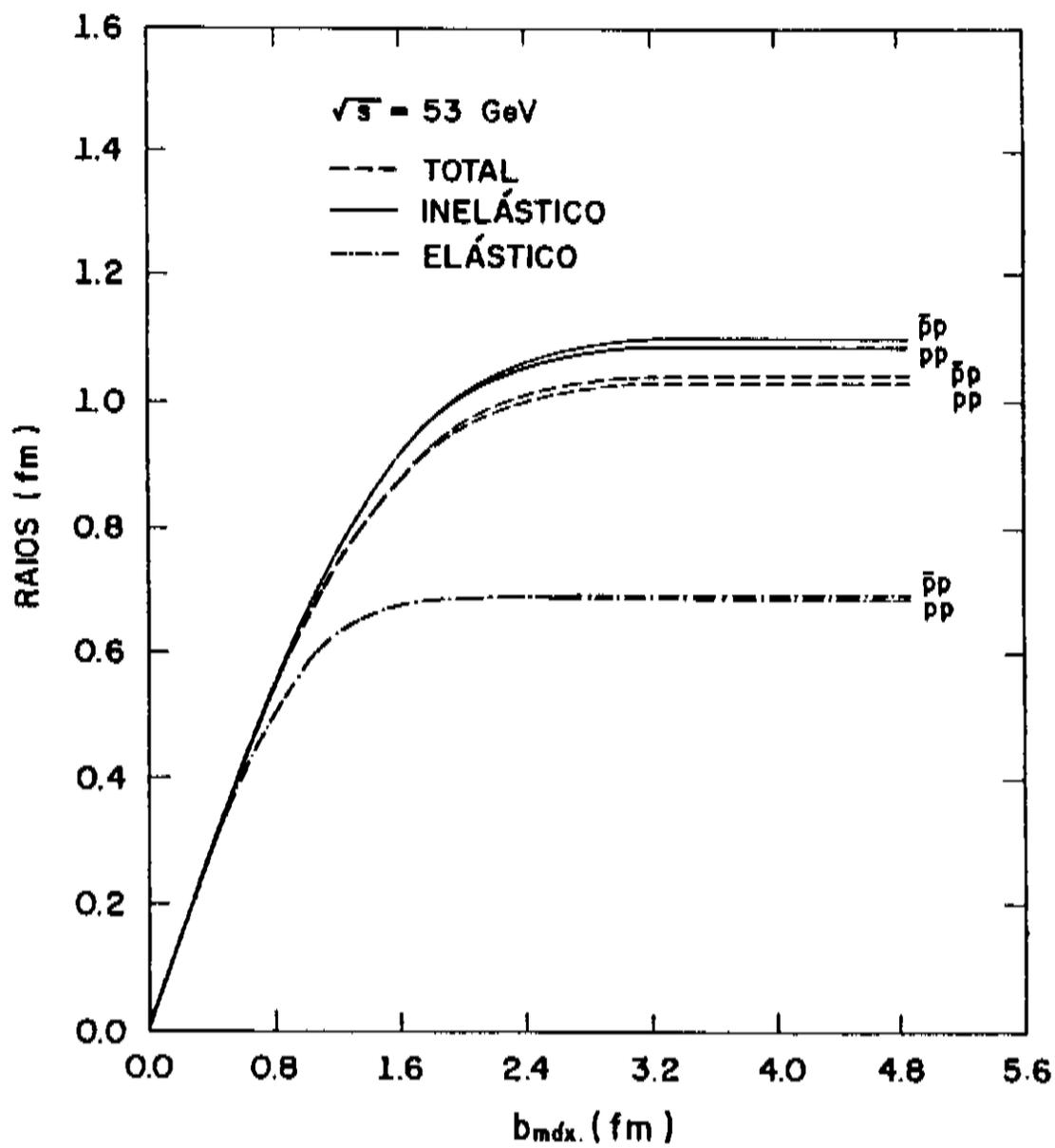


Fig. 7.38- R_T , R_{in} e R_{el} de $\bar{p}p$ e pp em função de $b_{\text{máx}}$ para $\sqrt{s} = 53$ GeV.

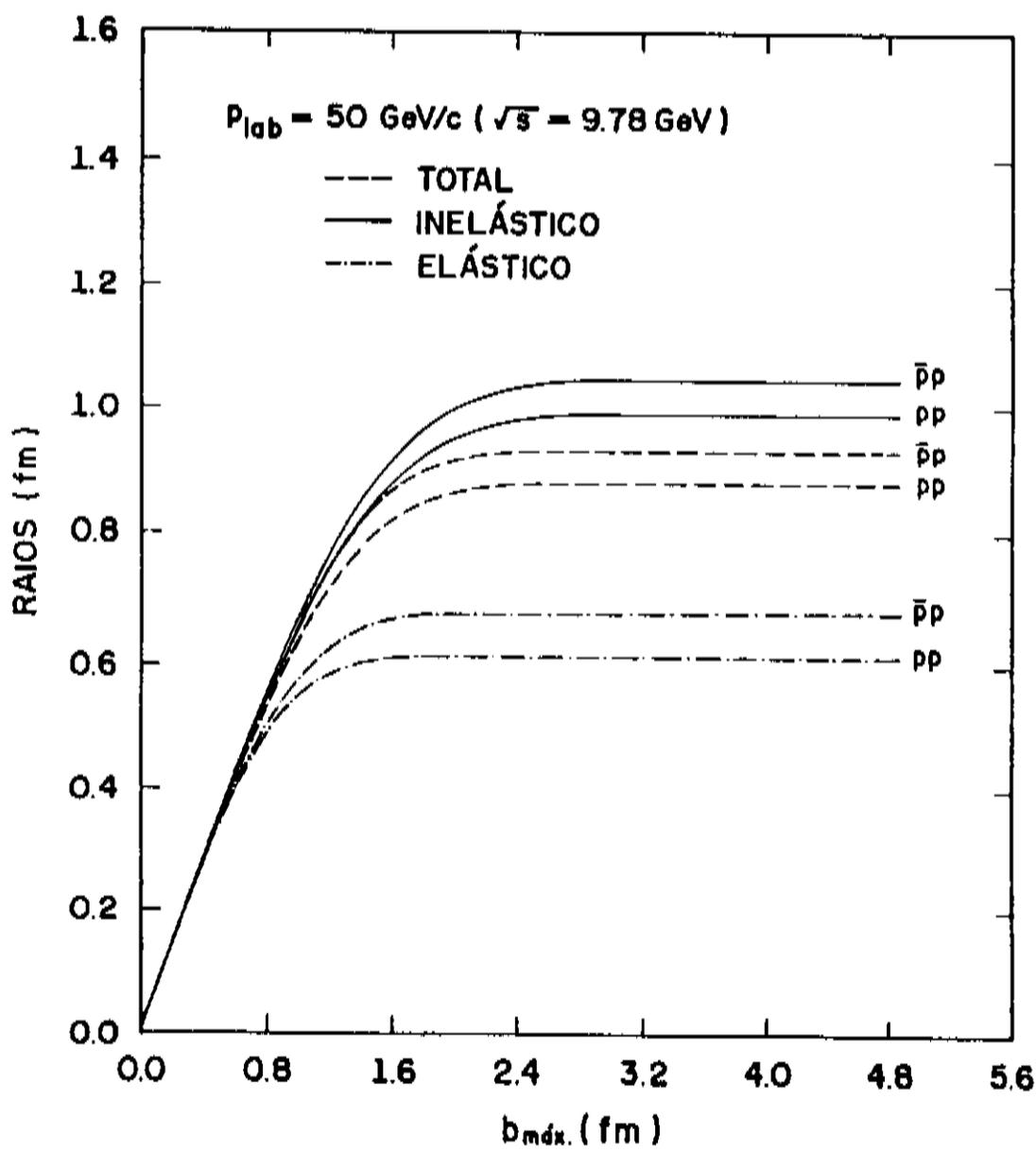


Fig. 7.39- R_T , R_{in} e R_{el} de $\bar{p}p$ e pp em função de $b_{\text{máx}}$ para $p_{\text{lab}} = 50$ GeV/c.

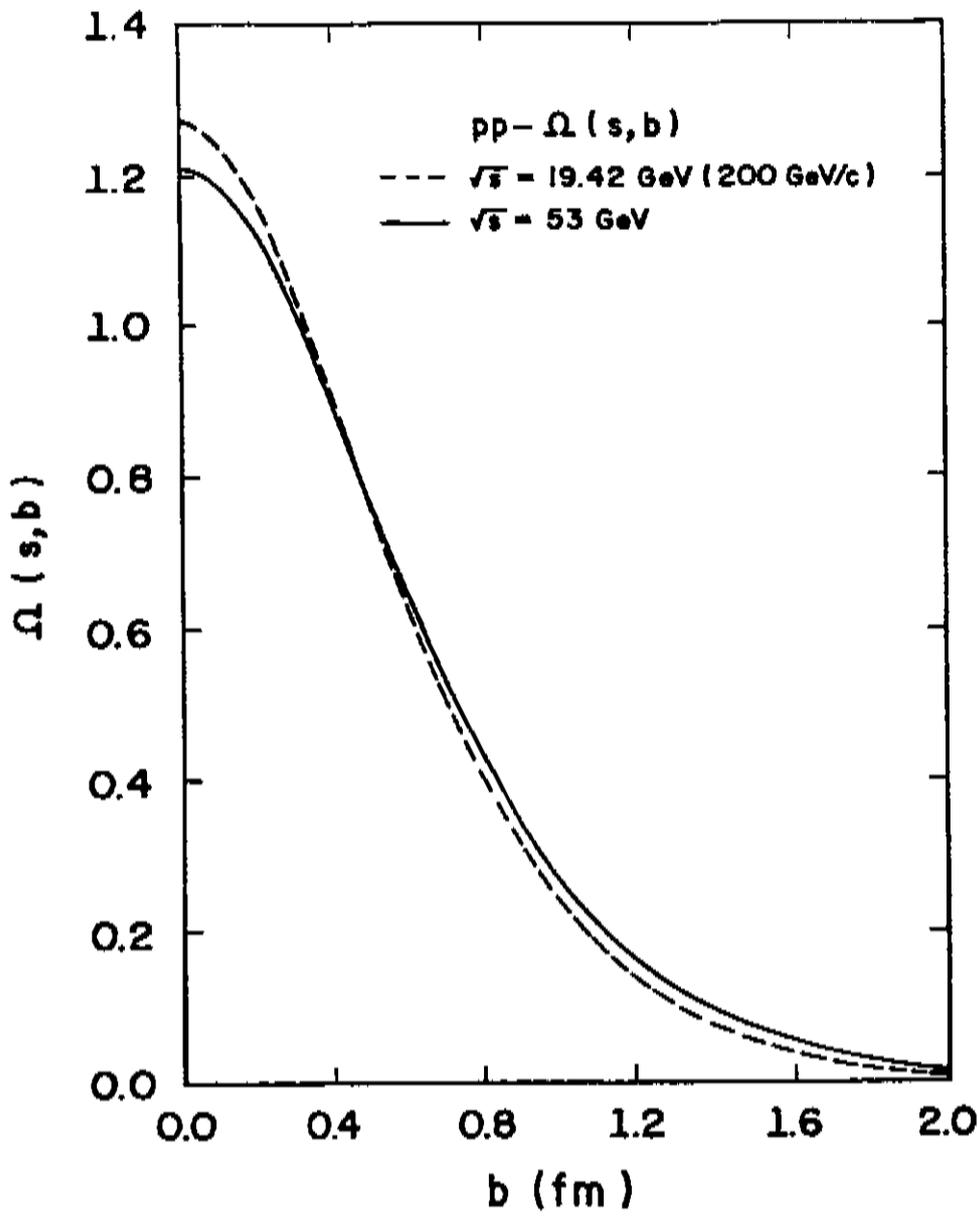


Fig. 7.40- $[\Omega(s, b) \times b]_{pp}$ para $\sqrt{s} = 19.42$ GeV e $\sqrt{s} = 53$ GeV.

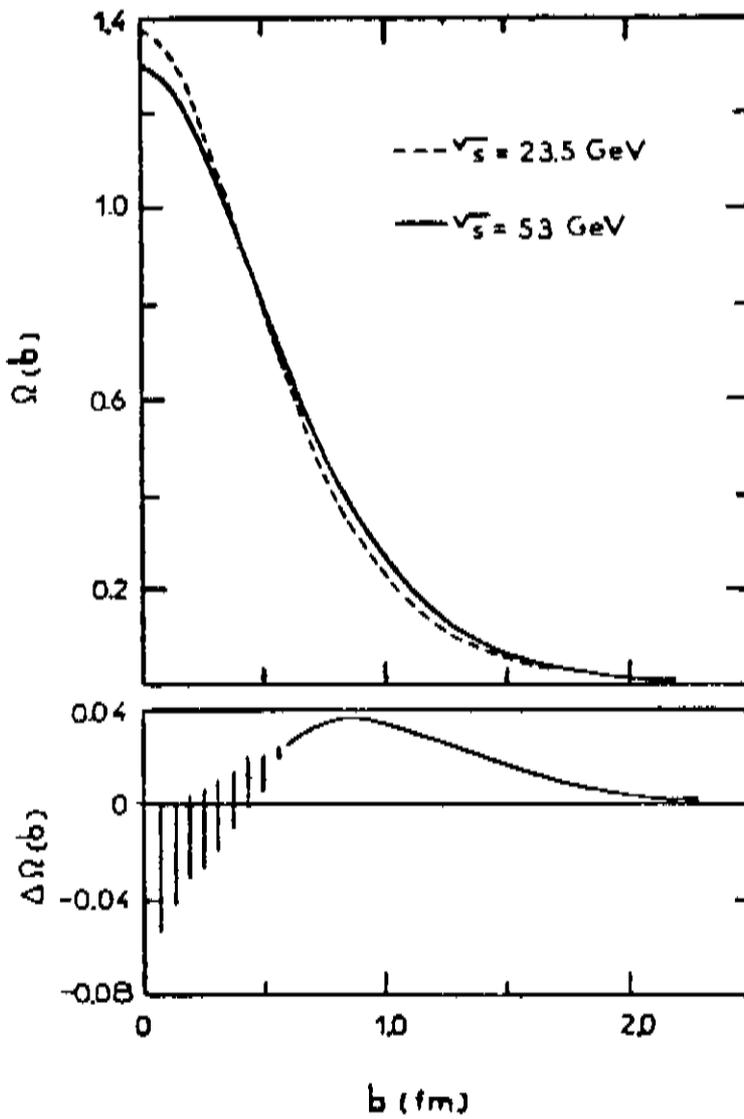


Fig. 7.41- $[\Omega(s, b) \times b]_{pp}$ para $\sqrt{s} = 23.5$ GeV e $\sqrt{s} = 53$ GeV^[106].

figura 7.41. Esses dados de Amaldi discordam dos cálculos de Chou^[10,11] e França-Hama^[14] feitos também com pp na região do ISR.

Comparando as figuras 6.10 e 7.40 notamos que em 53 GeV (extremo superior do ISR) as eiconais de pp e $\bar{p}p$ tem o mesmo comportamento. Esse fato associado ao resultado dos raios de interação da figura 7.38 confirmam a crença de que os espalhamentos pp e $\bar{p}p$ tem comportamentos semelhantes a altas energias. Constata-se apenas que pp é um pouco mais difrativa que $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV. Nesta energia, onde domina o Pomeron e temos $\rho > 0$ (o que implica $\alpha_p > 1$), provavelmente ainda exista pequenas contribuições dos termos de troca, agora em favor de $\bar{p}p$. Para energias acima do ISR, como já mencionamos não é possível fazer uma comparação direta entre pp e $\bar{p}p$, por falta de dados em pp.

Finalmente, devemos interpretar as diferenças entre pp e $\bar{p}p$ a baixas energias, por exemplo a 50 GeV/c figuras 7.34 e 7.39, com alguns cuidados. Nesta energia a contribuição do espalhamento elástico não difrativo é muito forte (ver figura 5.3) e pode afetar sensivelmente os resultados de Ω e, conseqüentemente dos raios de interação. A 50 GeV/c o espalhamento $\bar{p}p$ é bem mais difrativo que pp. Para confirmar este fato basta comparar a figura 5.10 deste trabalho com a figura 37.a da referência [92].

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES

Fizemos neste trabalho um estudo fenomenológico da reação $\bar{p}p$ para cinco energias entre $\sqrt{s} = 9.78$ GeV ($p_{lab} = 50$ GeV/c) e $\sqrt{s} = 546$ GeV ($p_{lab} = 158.910$ GeV/c) e no intervalo de quadri-momento transferido $0 \leq -t \leq 5.0$ (GeV/c)².

Tratou-se de uma análise independente de modelo e que se utilizou do formalismo da representação de parâmetro bidimensional para cálculo da amplitude de espalhamento elástico.

Basicamente, discutimos os dados experimentais e os principais modelos geométricos do canal-s para as colisões hádron-hádron a altas energias, ajustamos dados experimentais de $d\sigma/dt$ com base na hipótese de uma amplitude de espalhamento puramente imaginária e incorporamos a parte real desta amplitude através da fórmula de Martin, a partir dos resultados de ajuste calculamos $\rho(s,t)$, Ω , G_T , G_{in} , G_{el} , Γ , S e raios de interação, formulamos com base nos dados experimentais e em idéias de alguns modelos uma expressão fenomenológica para a eiconal puramente imaginária em função de s e b , discutimos a influência da parte real da eiconal, testamos através dos resultados de Ω e G_{in} as hipóteses da fatoração e do "geometrical scaling", examinamos os comportamentos central e periférico de G_{el} e G_{in} que indicam a forma de variação de σ_T com s e, no final

comparamos através de eiconais e raios de interação as reações $\bar{p}p$ e pp .

As principais conclusões que tiramos desta análise são:

(i) Mesmo que se utilize parametrizações iguais, a sistemática de realização de ajuste pode levar a resultados diferentes para um mesmo fenômeno. Por exemplo, os métodos de ajuste I e II que examinamos neste trabalho levam à conclusões contraditórias para $\Omega(s, b = 0)$ nas energias de 200 GeV/c e 53 GeV (figura 6.1). Segundo os resultados do método de ajuste I há uma violação de "geometrical scaling" entre estas energias, enquanto os do método II mostram o contrário.

Verificamos que o método de ajuste II (que não considera as incertezas nos parâmetros) utilizado em muitos trabalhos, pode simular comportamentos de grandezas que não existem quando os dados são tratados estatisticamente.

Optamos pelo método de ajuste I pelos motivos já expostos no capítulo 5.

(ii) A inclusão da parte real da amplitude de espalhamento elástico através da fórmula de Martin identificando-se a função $\phi(t)$ com a expressão de ajuste (5.4), descreve muito bem os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ para todas energias analisadas. No caso de $(d\sigma/dt)_{pp}$ a $\sqrt{s} = 53$ GeV a descrição é ainda melhor.

(iii) O cálculo de $\rho(s, t) = [\text{Re}f(s, t)/\text{Im}f(s, t)]_{\bar{p}p}$ mostra que a parte real da amplitude de espalhamento contribui fundamentalmente na região do "dip". No caso das energias mais altas

como 53 GeV e 546 GeV, $\rho(s,t)$ tem uma contribuição não desprezível para grandes t .

A comparação entre $\text{Re}f(s,t)_{pp}$ e $\text{Re}f(s,t)_{\bar{p}p}$ mostra que a 53 GeV pp é um pouco mais difrativa que $\bar{p}p$. A 50 GeV/c a componente elástica não-difrativa em pp é bem maior que em $\bar{p}p$. Nesta energia, os termos de troca em pp tem uma grande influência e geram um valor negativo muito alto para ρ .

(iv) Os estudos das funções relacionadas com a amplitude no espaço do parâmetro de impacto revelam que a componente elástica do espalhamento é mais central que a componente inelástica e que em $b = 0$ o núcleon não é inteiramente opaco. Sua transparência varia entre $\sim 15\%$ para 546 GeV e $\sim 30\%$ para 53 GeV. Para $b > 2\text{fm}$ a absorção cai praticamente a zero.

Os resultados das figuras 6.12 a 6.16 mostram que o limite superior da difração inelástica é mais periférico que a difração elástica.

Comparando-se $G_{\text{dif}}^{\text{máx}}$ a $p_{\text{lab}} = 200 \text{ GeV/c}$ de $\bar{p}p$ (figura 6.14) e de K^-p (figura 24 da ref. [92]) observamos que o limite de Pumplin é mais central na reação méson-p. O mesmo ocorre com G_{el} . Estes resultados mostram claramente que a região de interação de K^-p é menor que a de $\bar{p}p$. Podemos notar também que $G_{\text{dif}}^{\text{máx}}(\bar{p}p)$ é menor que $G_{\text{dif}}^{\text{máx}}(K^-p)$, e que G_{el} e $G_{\text{dif}}^{\text{máx}}$ são praticamente da mesma ordem de grandeza em K^-p , enquanto para $\bar{p}p$ $G_{\text{el}} \gg G_{\text{dif}}^{\text{máx}}$ principalmente na região central. Isto mostra que na colisão núcleon-núcleon os processos elásticos difrativos são dominantes em relação aos processos inelásticos difrativos e na colisão méson-núcleon eles são da mesma ordem de grandeza.

(v) A análise dos raios de interação confirma os comportamentos central de $G_{e\ell}$ e periférico de G_{in} e que, na transição de ISR para o COLLIDER há aumento desses raios, $\sim 11\%$ para R_T , $\sim 13\%$ para R_{in} e $\sim 10\%$ para $R_{e\ell}$.

(vi) Os cálculos da eiconal mostram que ela viola as hipóteses da fatoração e do "geometrical scaling", quando tratadas isoladamente. Eles revelam também que a eiconal não pode ser parametrizada pela expressão proposta por França-Hama (4.9) no intervalo de energia entre 9.78 GeV e 546 GeV. Parece-nos que a expressão (4.9) descreve bem os dados na região do ISR.

Os resultados e análises dos capítulos 6 e 7 indicam que a eiconal deve ser a soma de dois termos. Um termo fatorável que é dominante na região central e outro coerente com o "geometrical scaling" que se ajusta à região periférica. Esta proposta é coerente com o comportamento experimental de $\sigma_{e\ell}/\sigma_T$ e indica que o crescimento de σ_T com a energia não é uma consequência exclusiva da expansão do raio de interação, mas também de um aumento da opacidade na região central.

Com base nestas análises propusemos uma expressão fenomenológica (6.12) para a eiconal em termos de s e de b . Esta expressão descreve razoavelmente bem os dados de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$ em todas energias estudadas.

(vii) Usando-se a expressão fenomenológica para eiconal, estimamos os raios de interação para as energias de 900 a 2000 GeV. Esses resultados revelam que os raios crescem, e até $\sqrt{s} = 2000\text{GeV}$ (TEVATRON-FERMILAB) não há evidências de saturação dos mesmos. Inclusive $R_{e\ell}$ também cresce, embora com uma taxa de crescimento es-

tabilizada.

(viii) A incorporação da parte real na amplitude de espalhamento tem uma influência muito pequena no cálculo da parte imaginária da eiconal. A maior contribuição, que ocorre para $\sqrt{s} = 546$ GeV a $b \sim 0.3$ fm, é menor que 2.5%.

(ix) A comparação de $\bar{p}p$ e pp mostra que os raios de interação de pp são sistematicamente menores que os de $\bar{p}p$ para energias mais baixas. Mas a $\sqrt{s} = 53$ GeV eles já são da mesma ordem de grandezas. Com as eiconais verificamos grandes diferenças nas energias mais baixas. Em 53 GeV as eiconais são também praticamente iguais.

A aproximação dos raios de interação e das eiconais a medida que a energia cresce, confirmam as expectativas que assintoticamente pp e $\bar{p}p$ tem o mesmo comportamento.

Antes de encerrar, gostaríamos de fazer um breve comentário e colocar algumas propostas que darão continuidade natural a esse trabalho.

Observamos que existe uma série de artigos que fazem este tipo de estudo fenomenológico das colisões hadrônicas a altas energias, mas de modo geral, apresentam resultados fragmentados que dificultam comparações mais diretas e detalhadas. E o que nos parece mais grave, existem divergências e contradições em muitos desses resultados.

Assim, esperamos com o nosso trabalho fornecer informações mais completas sobre a reação $\bar{p}p$ numa larga faixa de energia, para que sirvam de referência para comparações com outros re-

sultados e até mesmo como subsídios para modelos teóricos baseados na dinâmica de constituintes.

Seguem como sugestões algumas propostas que dão continuação a este trabalho:

- a) Investigar com maior profundidade o processo de medida de $\rho(s,0)$. Os resultados do capítulo 5 mostram que os parâmetros de inclinação das componentes real e imaginária da amplitude de espalhamento elástico não são iguais próximo a $t = 0$, como se supõe normalmente para a determinação desta grandeza.
- b) Nosso trabalho e o da referência [92] analisam as reações $\bar{p}p$ e $K^{\pm}p$ respectivamente, adotando a mesma sistemática. Propomos completar os cálculos de pp iniciados aqui e, estudar também as reações $\pi^{\pm}p$. Deste modo poderemos fazer uma análise fenomenológica global das reações méson-núcleon e núcleon-núcleon.
- c) Usando a expressão fenomenológica para a eiconal, calcular $a(s,t) = \text{Im}f(s,t)$ e através da fórmula de Martin determinar $d\sigma/dt$. Esperamos com isto descrever completamente os dados experimentais de $(d\sigma/dt)_{\bar{p}p}$, inclusive na região do "dip" e a grandes t .
- d) Investigar os processos físicos responsáveis pelos comportamentos de nossos resultados com base nos modelos de constituintes e de Polos de Regge.

A origem dinâmica do crescimento de σ_T ainda conti-

nua uma questão em aberto. Existe uma sugestão que associa este crescimento com a proliferação do mar de quarks e gluons. Já os modelos de Polos de Regge sugerem $\sigma_T(s) \sim \beta_p(0) s^{\alpha_p(0)-1}$ onde β_p e α_p designam a função resíduo e a trajetória de Pomeron, respectivamente. Para haver crescimento, temos que admitir um Pomeron supercrítico, $\alpha_p(0) = 1 + \epsilon$ com ϵ pequeno e maior que zero. No entanto, o Pomeron continua sem uma definição precisa.

APÊNDICE I

SÍMBOLOS, UNIDADES E RELAÇÕES CINEMÁTICAS

I.1- SÍMBOLOS

Listamos abaixo os símbolos de algumas palavras chave e das principais grandezas físicas usadas neste trabalho:

p = próton

\bar{p} = antipróton

m = massa

\sqrt{s} = energia total no sistema do centro de massa

p_{lab} = momento no sistema de laboratório

t = quadrimomento transferido

$-t$ = quadrado do tri-momento transferido

σ_T = seção de choque total

σ_{el} = seção de choque elástica

σ_{in} = seção de choque inelástica

$d\sigma/dt$ = seção de choque diferencial elástica

$f(s,t)$ = amplitude de espalhamento elástico no espaço-t

$h(s,b)$ = amplitude de espalhamento elástico no espaço-b

$a(s,t)$ = parte imaginária de $f(s,t)$

b = parâmetro de impacto

B = parâmetro de inclinação ("slope")

- ρ = razão entre a parte real e a parte imaginária da amplitude de espalhamento para frente
- χ = eiconal completa, com partes real e imaginária
- χ^2 = chi-quadrado
- Ω = parte imaginária da eiconal, opacidade ou simplesmente eiconal quando $\text{Re}\chi = 0$
- Γ = função de perfil
- F = fator de forma da matéria hadrônica
- G_E = fator de forma eletromagnético
- G_T = função de "overlap" total
- G_{in} = função de "overlap" inelástica
- G_{el} = função de "overlap" elástica
- R = raio de interação
- r = variável de escala
- fm = Fermi
- mb = mili-bar

I. 2- UNIDADES

Adotamos em todo trabalho o sistema de unidade comumente usado na Física de Partículas Elementares, denominado Sistema Natural de Unidades.

Neste sistema temos:

$$\hbar = c = 1$$

energia e massa em MeV ou GeV

momento em MeV/c ou GeV/c

Para conversão de unidades usamos as seguintes relações

$$1\text{fm} = 10^{-13}\text{cm} = 5.068 (\text{GeV}/c)^{-1}$$

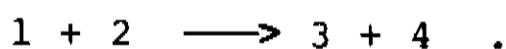
$$1\text{mb} = 10^{-27}\text{cm}^2 = 2.568 (\text{GeV}/c)^{-2} .$$

As unidades das principais grandezas envolvidas no trabalho são:

σ_T , σ_{el} e σ_{in}	-	mb
$-t$	-	$(\text{GeV}/c)^2$
$d\sigma/dt$	-	$\text{mb}/(\text{GeV}/c)^2$
b	-	fm
B	-	$(\text{GeV}/c)^{-2}$
P_{lab}	-	GeV/c
\sqrt{s}	-	GeV
R	-	fm

I.3- RELAÇÕES CINEMÁTICAS

Consideremos a seguinte reação de dois corpos



Sendo P_i o quadrimomento e m_i a massa de repouso de cada partícula, os invariantes de Lorentz representados pelas variáveis de

Mandelstam são

$$s \equiv (P_1 + P_2)^2 ,$$

$$t \equiv (P_1 - P_3)^2 \text{ e}$$

$$u \equiv (P_1 - P_4)^2 ,$$

onde

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2 .$$

Sejam os quadrimomentos definidos no sistema do centro de massa por $P_i = (E_i^* , \vec{k}_i)$ e no sistema de laboratório por $P_i = (E_i , \vec{p}_i)$.

Se a colisão for elástica tem-se $m_1 = m_3$ e $m_2 = m_4$. Neste caso no sistema do centro de massa $k_1 = k_2 = k_3 = k_4 = k$, $E_1^* = E_3^* = E^*$ e $E_2^* = E_4^* = E^*$ e, no sistema de laboratório $p_1 \neq 0$ (partícula 1 é do feixe incidente $p_1 = p_{lab}$), $p_2 = 0$ (partícula 2 é do alvo), $E_1^2 = m_1^2 + p_1^2$ e $E_2 = m_2$.

Para o espalhamento elástico podemos escrever:

$$i) \quad s = (E_1^* + E_2^*)^2 \quad \text{ou} \quad \sqrt{s} = E_1^* + E_2^*$$

Assim \sqrt{s} é a energia total no sistema do centro de massa.

$$ii) \quad s = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2 , \quad \text{como} \quad E_1^2 = m_1^2 + p_1^2 \quad \text{temos}$$

$$s = m_1^2 + m_2^2 + 2m_2 \sqrt{m_1^2 + p_1^2} .$$

Se as partículas colidentes são iguais, como no caso dos espalhamentos pp e $\bar{p}p$, $m_1 = m_2 = m$

$$\sqrt{s} = \sqrt{2m^2 \left(1 + \sqrt{\frac{p_{lab}^2 + m^2}{m^2}} \right)}.$$

Esta é a relação entre a energia total no sistema do centro de massa e o momento da partícula incidente no sistema de laboratório.

Para altas energias $p_{lab} \gg m$, logo

$$\sqrt{s} \cong \sqrt{2m p_{lab}}.$$

$$\begin{aligned} \text{iii) } t &= (P_1 - P_3)^2 = m_1^2 + m_3^2 - 2E_1^* E_3^* + 2k_1 k_3 \cos \theta_{13}^* \\ &= m_1^2 + m_3^2 - 2E^{*2} + 2k^2 \cos \theta \end{aligned}$$

onde $\theta_{13}^* \cong \theta$ é o ângulo de espalhamento no sistema do centro de massa. Se as duas partículas colidentes são iguais, temos

$$t = -2k^2(1 - \cos \theta) = -4k^2 \sin^2(\theta/2).$$

O tri-momento transferido no sistema do centro de massa, numa colisão é dado por $\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k}_3$. Se esta colisão for elástica, temos

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

Comparando-se as duas últimas expressões temos $-t = q^2$, ou seja, $-t$ é o quadrado do tri-momento (ou simplesmente momento) transferido.

Para pequenos ângulos de espalhamento no sistema do centro de massa podemos escrever $\sqrt{-t} \cong k\theta$.

APÊNDICE II

MÉTODO DE AJUSTE-I E CÁLCULO DE ERROS

II.1- MÉTODO DE AJUSTE-I

Os parâmetros α_i e β_i mostrados na tabela 5.3 foram obtidos utilizando o método de minimização de χ^2 para funções arbitrárias chamado GRIDLS^[119].

Apresentamos a seguir uma síntese deste método.

O valor de χ^2 é definido como

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{Y_i - Y(x_i)}{\sigma_i} \right]^2$$

onde σ_i são as incertezas dos dados Y_i e $Y(x_i)$ é o valor da função de ajuste na abcissa x_i , correspondente a Y_i . A função Y é dada em termos de um conjunto de parâmetros de ajuste $\{a_j\}$.

De acordo com o método dos mínimos quadrados, os valores otimizados dos parâmetros a_j são aqueles obtidos pela minimização de χ^2 com respeito a cada um dos parâmetros simultaneamente.

O procedimento utilizado para se chegar a esta otimização consta dos seguintes passos:

- 1) Um parâmetro a_j é incrementado pela quantidade Δa_j , onde a

magnitude e o sinal desta devem ser tais que χ^2 decresce.

- 2) O parâmetro a_j é repetidamente aumentado pela mesma quantidade Δa_j até χ^2 comece a aumentar.
- 3) Supondo-se que a variação de χ^2 próximo ao mínimo pode ser descrita em termos de uma função parabólica (figura II-1) do parâmetro a_j , podemos usar os valores de χ^2 correspondentes aos três últimos valores de a_j para determinar o mínimo desta parábola

$$a_j(3) = a_j(2) + \Delta a_j = a_j(1) + \Delta a_j$$

$$\chi^2(3) > \chi^2(2) \leq \chi^2(1) .$$

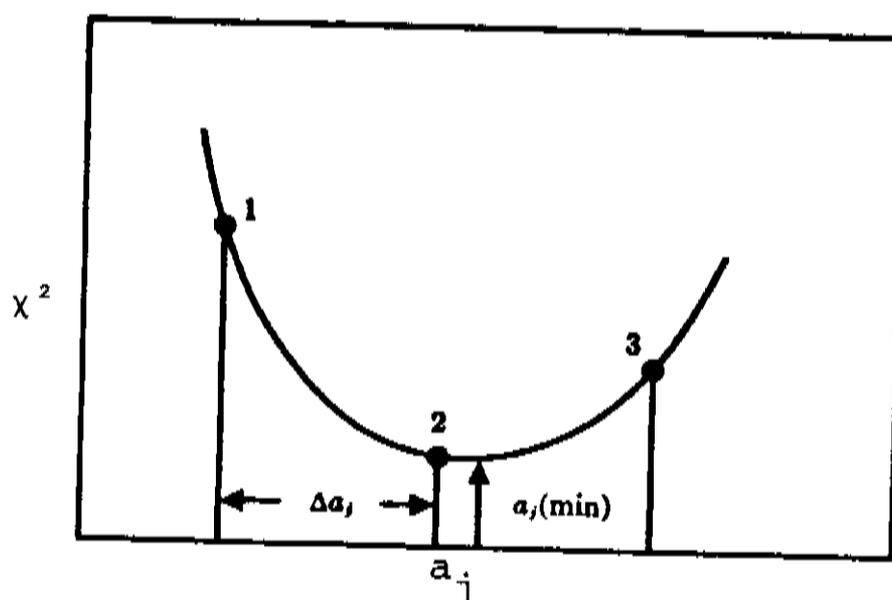


Fig. II.1- Interpolação parabólica para encontrar a posição $a_j(\text{mín})$ do mínimo do χ^2 .

- 4) O mínimo da parábola é dado por

$$a_j(\text{mín}) = a_j(3) - \Delta a_j \left[\frac{\chi^2(3) - \chi^2(2)}{\chi^2(3) - 2\chi^2(2) + \chi^2(1)} + \frac{1}{2} \right]$$

- 5) χ^2 é minimizado para cada parâmetro por vez.
- 6) O procedimento acima é repetido até que a última iteração resulte em um decréscimo desprezível em χ^2 .

A incerteza nos parâmetros σ_{a_j} é calculada através da matriz de erro ϵ , definida como

$$\epsilon \equiv \alpha^{-1}, \quad \alpha_{jk} \equiv \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_j \partial a_k}$$

$$\alpha_{jk} \approx \sum_i \left[\frac{1}{\sigma_i^2} \cdot \frac{\partial y(x_i)}{\partial a_j} \cdot \frac{\partial y(x_i)}{\partial a_k} \right].$$

A incerteza é dada pelos elementos diagonais de ϵ , $\sigma_{a_j}^2 = \epsilon_{jj}$. Os elementos fora da diagonal determinam a covariância entre dois parâmetros, $\epsilon_{jk} = \text{cov}(a_j, a_k)$, uma vez que estes parâmetros não são independentes.

II.2- CÁLCULO DE ERROS

Para obtermos os desvios das grandezas calculadas (Ω , Γ , G_T , G_{el} , G_{in} , etc.) em termos dos parâmetros de ajuste, usamos uma analogia que considera estes parâmetros, \bar{a}_j , como correspondentes à valores médios de medidas experimentais, e as variâncias e covariâncias dadas pela matriz de erro foram utilizadas para fazer a propagação das incertezas como é feito no caso das medidas experimentais.

Deste modo, se uma grandeza g depende da variável x e dos parâmetros a_j , sua variância no ponto x_i é dada por

$$\sigma_g^2(x_i) \approx \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \left. \frac{\partial g(x_i)}{\partial a_j} \right|_{a_j = \bar{a}_j} \cdot \left. \frac{\partial g(x_i)}{\partial a_k} \right|_{a_k = \bar{a}_k} \cdot \text{cov}(\bar{a}_j, \bar{a}_k) .$$

Para maiores detalhes veja referência [119].

REFERÊNCIAS

- [1] H. SCHOPPER, CERN 82-08-12 August 1982.
- [2] M.C. CROWLEY-MILLING, Rep. Prog. Phys. Vol. 46 (1983) 51-95.
- [3] The Staff of the CERN $\bar{p}p$ Project, Phys. Rev. Lett. 107B (1981) 306.
- [4] M. BERTANI et al., FERMILAB - Conf. 87/109-E 11 May 1987.
- [5] R. CASTALDI and G. SANGUINETTI, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 351-395.
- [6] G. ALBERI and G. GOGGI, Phys. Rep. 74, 1(1981) 1-207.
- [7] S.Y. LO, "Geometrical Pictures in Hadronic Collisions", World Scientific Publishing Co-Singapore - 1987.
- [8] T.T. CHOU and C.N. YANG, Phys Rev. 170, 5(1968) 1591.
- [9] T.T. CHOU and C.N. YANG, Phys. Lett. 128B, 6(1983) 457.
- [10] T.T. CHOU, Nucl. Phys. B139 (1978) 260-268.
- [11] T.T. CHOU, Found. Phys. Vol. 8, Nos 5/6 (1978) 319.
- [12] J. DIAS DE DEUS, Nucl. Phys. B59 (1973) 231-236.
- [13] A.J. BURAS and J. DIAS DE DEUS, Nucl. Phys. B71 (1974) 481-492.
- [14] H.M. FRANÇA and Y. HAMA, Phys. Rev. D14, 11(1979) 3261.
- [15] U. AMALDI and K.R. SCHUBERT, Nucl. Phys. B166 (1980) 301-320.
- [16] T. FEARNLEY, CERN-EP/85-137, 9 september 1985.
- [17] J. BELLANDI F^º et al., Preprint TH 01/86 - DRCCAEL-IFGW-UNICAMP.
- [18] J. BELLANDI F^º et al., Hadronic J. 9,6(1986) 311.
- [19] J. BELLANDI F^º et al., Hadronic J. 10(1987) 95.
- [20] J. BELLANDI F^º et al., Hadronic J. 10(1987) 149.

- [21] J. BELLANDI F^o et al., Z. Phys. C., 43 (1989) 651-654.
- [22] J.L. BAILLY et al., Z. Phys. C., 37 (1987) 7-16.
- [23] R. HENZI and P. VALIN, Phys. Lett. 48B, 2 (1974) 119.
- [24] R. HENZI and P. VALIN, Nucl. Phys. B148 (1979) 513-537.
- [25] R. HENZI and P. VALIN, Phys. Lett. 132B, 4,5,6(1983) 443.
- [26] R. HENZI and P. VALIN, Phys. Lett. 149B, 1,2,3(1984) 239.
- [27] R. HENZI and P. VALIN, Phys. Lett. 160B, 1,2,3(1985) 167.
- [28] R.R. WILSON, Scientific American 242, 1, January 1980.
- [29] M. KAMRAN, Phys. Rep. 108, 5/6(1984) 275-399.
- [30] G. MATTHIAE, CERN/EP, 1984 - 119.
- [31] M.L. PERL, "High Energy Hadron Physics", J. Wiley and Sons.,
N.Y., 1974.
- [32] G. GIACOMELLI, Phys. Rep. 23, 2(1976) 123-235.
- [33] A.S. CARROLL et al., Phys. Lett. 61B, 3(1976) 303.
- [34] A.S. CARROLL et al., Phys. Lett. 80B, 4,5(1979) 423.
- [35] S.P. DENISOV et al., Phys. Lett. 36B (1971) 415.
- [36] A.S. CARROLL et al., Phys. Rev. Lett. 33(1974) 928.
- [37] S.P. DENISOV et al., Nucl. Phys. B65 (1973) 1.
- [38] J.V. ALLABY et al., Phys. Lett., 30B, 7 (1969) 500.
- [39] W. GALBRAITH et al., Phys. Rev. 138, 4B (1965) 913.
- [40] M.M. BLOCK and R.N. CAHN, LBL - 17522 (1984).
- [41] S. VAN der MEER, CERN-ISR-PO/68-31.
- [42] S.R. AMENDOLIA et al., Phys. Lett. 44B, 1 (1973) 119.
- [43] CERN - Pisa - Rome - Stony Brook Col., Phys. Lett. 62B (1976)
460.
- [44] L. BAKSAY et al., Nucl. Phys. B141 (1978) 1.
- [45] K. EGGERT et al., Nucl. Phys. B98 (1975) 93.

- [46] U. AMALDI et al., Nucl. Phys. B145 (1978) 367-401.
- [47] U. AMALDI et al., Phys. Lett. 44B, 1 (1973) 112.
- [48] G. ARNISON et al., Phys. Lett. 128B, 5 (1983) 336.
- [49] U. AMALDI et al., Phys. Lett. 43 (1973) 231.
- [50] V.D. BARTENEV et al., Sov. J. Nucl. Phys. 16 (1973) 50.
- [51] R. BATTISTON et al., Phys. Lett. 117B, 1,2 (1982) 126.
- [52] M. BOZZO et al., Phys. Lett. 147B, 4,5 (1984) 392.
- [53] U. AMALDI, Scientific American - nov. (1973) 36.
- [54] M. GIFFON and PREDAZZI, LYCEN/8402 - Janvier 1984.
- [55] Colab. Brasil-Japão, Progr. Theor. Suppl. 47 (1971) 1.
- [56] G.B. YODH, T. PAL and S.J. TREFIL, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1005.
- [57] G. CARBONI et al., CERN/EP, 1984 - 163.
- [58] T.K. GAISSAR et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. 30 (1980) 475.
- [59] G.B. YODH et al., Phys. Rev. D27 (1983) 1183.
- [60] H.J. LIPKIN, Phys. Rev. D11 (1975) 1827.
- [61] A.O. BARUT and S. BOUKRAA, IC/87/83 - April 1987, Miramare-Trieste.
- [62] P.M. KLUIT and J. TIMMERMANS, Phys. Lett. B, 202, 3 (1988) 458.
- [63] U. AMALDI et al., Phys. Lett. 66B, 4 (1977) 390.
- [64] K.J. FOLEY et al., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 857.
- [65] S.P. DENISOV et al., Phys. Lett. 36B (1971) 528.
- [66] G.G. BEZNOGIKH et al., Phys. Lett. 39B (1972) 411.
- [67] L.L. JENKOVSKY, Riv. N. Am. 10, 12 (1987) 1-108.
- [68] M. BOZZO et al., Phys. Lett. 147B, 4,5 (1984) 385.
- [69] N.A. AMOS et al., FERMILAB-Pub-88/38-E, march 1988.
- [70] A. BREAKSTONE et al., CERN/EP, 84-105, 17 August 1984.

- [71] J.V. ALLABY et al., Phys. Lett. 34B, 5 (1971) 431.
- [72] Z. ASA'D et al., Phys. Lett. 128B, 1,2 (1983) 124.
- [73] E. NAGY et al., Nucl. Phys. B150 (1979) 221-267.
- [74] W. FAISLER et al., Phys. Rev. D23, 1 (1981) 33.
- [75] R. RUBINSTEIN et al., FERMILAB-Pub-84/54-E, June 1984.
- [76] T.T. CHOU and C.N. YANG, Proc. 2^a Int. Cont. on HEP and Nuclear Structure, Rehovoth, Israel - 1967 (348-359).
- [77] L. DURAND and R. LIPES, Phys. Rev. Lett. 20,12 (1968) 637.
- [78] Z. ASA'D et al., Phys. Lett. 130B, 5 (1983) 335.
- [79] Z. ASA'D et al., Phys. Lett. 108B, 1 (1982) 51.
- [80] A. BREAKSTONE et al., CERN/EP, 85-9, 24 January 1985.
- [81] S. ERHAN et al., CERN/EP, 84-147, 5 November 1984.
- [82] M. BOZZO et al., Phys. Lett. 155B, 3 (1985) 197.
- [83] D. BERNARD et al., CERN/EP, 86-21, 6 February 1986.
- [84] Z. ASA'D et al., Nucl. Phys. B255 (1985) 273-327.
- [85] H. De KERRET et al., Phys. Lett. 68B, 4 (1977) 374.
- [86] L.A. FAJARDO et al., Phys. Rev. D24, 1 (1981) 46.
- [87] N. AMOS et al., Phys. Lett. 128B, 5 (1983) 343.
- [88] D. BERNARD et al., CERN/EP, 87-147, 19 August 1987.
- [89] J.B. BRONZAN, G.L. KANE and U.P. SUKHATME, Phys. Lett. 49B, 3 (1974) 272.
- [90] G. SANGUINETTI, Proc. Had. Sess. 20th Rencontre de Moriond, vol.1, Les Ares-Savoie France 10-17 march 1985 (377-394).
- [91] A.B. PÁDUA, Tese de Mestrado - IFGW-UNICAMP (1986).
- [92] R.J.M. COVOLAN, Tese de Doutorado - IFGW-UNICAMP (1989).
- [93] R.J. GLAUBER, "High Energy Collision Theory", in "Lectures in Theoretical Physics", ed. W.E., BRITIN et al., (1959) 315-414.
- [94] M.M. ISLAM, Nucl. Phys. B104 (1976) 511-532.

- [95] W. GREIN, R. GUIGAS and P. KROLL, Nucl. Phys. B89 (1975) 93-108.
- [96] A. MARTIN, Lett. N. Cim. 7, (1973) 811-812.
- [97] F. HAYOT and U.P. SUKHATME, Phys. Rev. D10, 7 (1974) 2183.
- [98] A. BÖHM et al., Phys. Lett. 49B, 5 (1974) 491.
- [99] H. CHENG and T.T. WU, Phys. Rev. Lett 24,25 (1970) 1456.
- [100] M. KAC, Nucl. Phys. B62 (1973) 402-412.
- [101] R.J. GLAUBER and J. VELASCO, Phys. Lett. 147B, 4,5 (1984) 380.
- [102] M. SALEEM, FAZAL-e-ALEEM and I.A. AZHAR, Europhys. Lett. 6, 3 (1988) 201.
- [103] H.M. FRANÇA, G.C. MARQUES and A.J. da SILVA, Il. N. Cim. 59, 1 (1980) 53.
- [104] J.N.J. WHITE, Nucl. Phys. B51 (1973) 23-28.
- [105] J. BELLANDI F^o et al., Hadronic J. 11 (1988) 17.
- [106] U. AMALDI, J. de Phys. 10, 34, octobre 1973, C1-241.
- [107] V. BARGER, J. LUTHE and R.J.N. PHILLIPS, Nucl. Phys. B88 (1975) 237-256.
- [108] J. DIAS DE DEUS and P. KROLL, Ac. Phys. Pol. B9, 2 (1978) 157.
- [109] L. VAN HOVE, Rev. Mod. Phys., April 1964 (655-665).
- [110] J. PUMPLIN, Phys. Rev. D8, 9 (1973) 2899.
- [111] R. HENZI, Nucl. Phys. B104 (1976) 52-60.
- [112] D.S. AYRES et al., Phys. Rev. D15, 11 (1977) 3105.
- [113] C.W. AKERLOF et al., Phys Rev. D14, 11 (1976) 2864.
- [114] R. BATTISTON et al., Phys. Lett. 127B, 6 (1983) 472.
- [115] Y.M. ANTIPOV et al., Nucl. Phys. B57 (1973) 333.
- [116] F.S. HENYEY et al., Nucl. Phys. B70 (1974) 445.
- [117] H.I. MIETTINEN, CERN-TH-1864 (1974).
- [118] V. FRANCO, Phys. Rev. D11, 7 (1975) 1837.

- [119] P.R. BEVINGTON, "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences", McGraw-Hill Book Company-NY (1969).
- [120] A.B. ISRAEL, J. Math. Anal. 15 (1966) 243.
- [121] A.B. PÁDUA et al., Rev. Semina-UEL, Vol.9, 4 (1988).
- [122] D.S. AYRES et al., Phys. Rev. D14, 11 (1976) 3092.
- [123] FRANCE-USSR, CERN-USSR Collaboration, Sov. J. Nucl. Phys. 33(1), Jan. 1981.
- [124] M. FROISSART, Phys. Rev. 123 (1961) 1053.
- [125] A. MARTIN, Phys. Rev. 129 (1963) 1432.
- [126] A. MARTIN, N. Cim. 42 (1966) 930.
- [127] Y. Ya. POMERANCHUK, Sov. Phys. JETP 7 (1958) 499.
- [128] R.J. EDEN, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 39.
- [129] T. KINOSHITA, "Perspectives in Modern Physics", R.E. Marshak Ed. Wiley and Sons, N.Y., (1966) 211.
- [130] T. KINOSHITA, Phys. Rev. D2 (1970) 2346.
- [131] H. CORNILLE and A. MARTIN, Phys. Lett. 40B (1972) 671.
- [132] H. CORNILLE and A. MARTIN, Nucl. Phys. B48 (1972) 104.
- [133] H. CORNILLE and A. MARTIN, Nucl. Phys. B49 (1972) 413.
- [134] H. CORNILLE and A. MARTIN, Nucl. Phys. B77 (1974) 141.
- [135] G. AUBERSON, T. KINOSHITA and A. MARTIN, Phys. Rev. D3 (1971) 3185.
- [136] J. DIAS DE DEUS and P. KROLL, J. Phys. G9 (1983) 81.
- [137] J. DIAS DE DEUS and J. KWIECINSKI, Phys. Lett. 196B (1987) 537.
- [138] J. KWIECINSKI, Phys. Lett. 184B (1987) 386.
- [139] J. KWIECINSKI, Z. Phys. C 29 (1985) 147.
- [140] N. AMOS et al., Phys. Lett. 120B, 4,5,6 (1983) 460.

- [141] M. AMBROSIO et al., Phys. Lett. 115B, 6 (1982) 495.
- [142] C.E. WULZ, CERN/EP, 87-84 (1987).
- [143] L. DURAND and H. PI, Phys. Rev. Lett. 58, 4 (1987) 303.
- [144] J. BELLANDI F² et al., Hadronic J. Vol. 12 (1989).