

Tese de
Doutorado

Estudo do espalhamento elástico em
colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ com o
Detector de Prótons Frontais FPD

Jorge Molina

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro, Setembro de 2003.

Resumo

Foram medidos espalhamentos elásticos de prótons e antiprótons com os Detectores de Prótons Frontais FPD, instalados no túnel do Tevatron perto do Detector DØ. As medições foram feitas no intervalo de momento transferido de $0.96 < |t| < 1.3 \text{ GeV}^2$ a uma energia do centro de masa de $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. Os dados foram bem descritos por uma função exponencial do tipo e^{bt} , com o valor da inclinação dada por $b = -4.015 \pm 0.193 \text{ GeV}^{-2}$.

Abstract

Proton-antiproton elastic scattering was measured with the Forward Proton Detectors installed in the Tevatron tunnel near the DØ detector. Measurements were made at c.m.s. energies of $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ in the range of four momentum transfer $0.96 < |t| < 1.3 \text{ GeV}^2$. Data are well described by the exponential form of e^{bt} with the slope given by $b = -4.015 \pm 0.193 \text{ GeV}^{-2}$.

A meus pais e irmãos

Agradecimentos

Quero expressar minha gratidão a Gilvan Alves, orientador e amigo. Com ele aprendi as idéias, básicas e não tão básicas, sobre todo o sistema do DØ e do FPD. Sua orientação foi fundamental para a análise e interpretação dos dados.

Também quero agradecer a meu co-orientador Alberto Santoro pela ajuda e predisposição, sempre amigável e sincera, para vencer todas as dificuldades apresentadas no caminho, principalmente na parte acadêmica. Foi uma honra para mim pertencer ao grupo Dzeriano de Física de Altas Energias liderado por ele.

Um agradecimento especial a Jorge Barreto. Certamente sem sua contribuição, a análise, compreensão e interpretação física dos dados teria sido muito mais difícil e trabalhosa. Foi um grande prazer trabalhar com ele tanto no Fermilab quanto no Rio de Janeiro.

Quero agradecer a Mario Vaz, com quem trabalhei muito tempo nas equações do L1 e no processamento dos sinais. Foi, para mim, um exemplo de dedicação e paciência.

Com Helio da Motta e Newton de Oliveira, além de passar bons momentos, aprendi bastante sobre o *hardware* do FPD. Obrigado aos dois.

Também um grande agradecimento a Wagner Carvalho pela ajuda em diversas tarefas, sobretudo nas equações do L1, procedimento de *unsmearing* e também na parte burocrática.

Vitor Oguri foi a pessoa com quem aprendi o programa do Monte Carlo. Obrigado Vitor.

Ao pessoal do Fermilab, quero agradecer em especial a Andrew Brandt, Mike Strang, Victor Bodyagin, Mike Martens, Johnny Gerald, e, certamente, Ricardo Ramirez.

Quero agradecer a Carlos Avila pela orientação do trabalho e pela atenção que mostrou sempre, gracias Carlitos.

Um agradecimento ao CLAF e CNPq pelo apoio financeiro.

Agradecimentos pessoais

Primeiramente, quero agradecer a minha família pelo apoio incondicional que sempre me deram. Sem a ajuda de todos, com certeza nada disto tivesse sido possível.

Um forte abraço a meu grande amigo Juan Estrada e sua esposa Daniela, com os quais compartilhei tantos momentos inesquecíveis, seja discutindo Física, seja curtindo outras banalidades mundanas. Un gusto maestro!

Também quero agradecer as pessoas com quem aproveitei tantas coisas bonitas, são eles Ada, Raphael, André e Martín.

Um sincero agradecimento a meus amigos do CBPF com quem compartilhei muitos momentos agradáveis: Danays, Gil, Tião, Fernando, Gabriel, Robson, Amélia, Alexandre, Germano, Anderson, Javier, Maurício, Zelia, Simone, Erika, Carla, Patricia, Leida.

À turma da pelada das quartas: Flávio, Santiago, Jorge Luis, Paulo, Boldo, Julio, Ailton, Ivanildo, Cambraia, Fulvio.

À duas pessoas que fizeram a vida muito mais fácil e tranquila; Myriam Coutinho

e Graça Freire. Obrigado pelo bom e eficiente trabalho.

Finalmente, um agradecimento muito especial a minha tia Rangis. Sem seus sábios e úteis conselhos, com certeza as coisas teriam sido muito mais difíceis. Obrigado de coração.

*When you know that your time is close at hand,
may be then you'll begin to understand,
life down here is just a strange illusion*

S. Harris

Sumário

1	Motivação	1
2	Introdução Teórica	6
3	Estudo fenomenológico da seção de choque	16
3.1	Seção de choque total	16
3.2	Parte real da amplitude elástica frontal	19
3.3	Teoria de Regge	22
3.4	Espalhamento Elástico	25
3.4.1	O pico de difração	27
3.4.2	“Dips”	29
3.4.3	A região a grandes $ t $	32
4	O síncrotron e o Tevatron	34
4.1	Síncrotron	34
4.1.1	Movimento longitudinal	35
4.1.2	Movimento transversal	36
4.1.3	Equações de movimento	38

4.1.4	Descrição matricial	39
4.1.5	Emitância	41
4.2	O Acelerador do Fermilab	45
4.2.1	Descrição dos aceleradores	45
4.2.2	O Tevatron	48
4.2.3	Timing	48
4.2.4	A rede magnética perto do DØ	49
5	O detector DØ e os detectores de prótons frontais FPD	52
5.1	O detector DØ	52
5.1.1	Sistema de coordenadas	52
5.1.2	O Monitor de Luminosidade	61
5.1.3	Os contadores de Veto	63
5.2	Os detectores do FPD	64
5.2.1	Detectores de posição	65
5.2.2	Os castelos do FPD	66
6	Sistema de aquisição de dados	70
6.1	Eventos elásticos e a temporização do Tevatron	70
6.2	Aquisição dos dados	74
6.3	O filtro de dados	76
7	Reconstrução das trajetórias	78
7.1	O processo de reconstrução	78
7.2	Propagação através da rede	79

7.3	Reconstrução das trajetórias	83
7.3.1	O método iterativo	85
7.4	Gerador de eventos Monte Carlo	87
8	Resultados	89
8.1	Aquisição de dados	89
8.2	Seleção de eventos	91
8.3	Reconstrução dos eventos	94
8.3.1	Resolução espacial	94
8.3.2	Eventos reconstruídos	96
8.3.3	Cortes de ruído	98
8.4	Aceitação geométrica	99
8.5	Cortes totais	101
8.6	Fator de correção f_{res}	103
8.6.1	Variação da resolução no programa da reconstrução	104
8.7	Resultados finais	105
8.8	Erros	106
8.8.1	Erro sistemático devido à posição dos detectores	106
8.8.2	Erro sistemático referente ao fator de correção f_{res}	108
8.8.3	Erro final	108
8.9	Estudo do feixe	109
8.9.1	A região $1.3 < t < 1.7 GeV^2$	111
8.10	Comparação com outras experiências feitas no Fermilab	112
9	Conclusões	118

Lista de Figuras

2.1	Cortes no eixo real positivo no plano s complexo.	11
2.2	Cortes no eixo real positivo no plano s complexo.	13
3.1	Seções de choque totais para reações pp e $p\bar{p}$	18
3.2	Valores do parâmetro ρ em função da energia para reações $p\bar{p}$ (círculos abertos) e pp (círculos pretos).	21
3.3	Trajectoria de Regge das partículas da família do ω	23
3.4	Trajectoria do Pomeron junto a um candidato a <i>Glueball</i> encontrado pela colaboração WA91.	24
3.5	Dados de espalhamento elástico para pp a $\sqrt{s} = 53 GeV$ com o ajuste que determina o valor de α'_{IP} na equação (3.12).	26
3.6	Dados da figura 3.5 medidos a $\sqrt{s} = 53 GeV$ traçados juntamente com os dados medidos a $\sqrt{s} = 1800 GeV$. Os dois ajustes são feitos usando o mesmo valor de α'_{IP} na equação (3.12).	26
3.7	Valores da inclinação B como função de \sqrt{s} A linha continua representa a trajetória do Pomeron no modelo de Regge.	27
3.8	Forma do pico de difração medido pelo experimento UA4 para espalhamento elástico $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 546 GeV$ [17].	28

3.9	Forma do pico de difração medido pelo experimento E710 a $\sqrt{s} = 1.8 TeV$ [7].	29
3.10	Seção de choque diferencial medida a diferentes energias no centro de massa [10].	30
3.11	Seção de choque para as reações pp e $p\bar{p}$ medidas a $\sqrt{s} = 53 GeV$. . .	31
3.12	Seção de choque para as reações pp e $p\bar{p}$ medidas a $\sqrt{s} = 53 GeV$. . .	32
4.1	Elipses no espaço de fase ao longo de uma trajetória determinada. Cada vez que a partícula atravessa uma posição específico do anel, ela ocupa a mesma posição na elipse na volta seguinte.	43
4.2	Conjunto de aceleradores do laboratório Fermilab.	46
4.3	Esquema da distribuição temporal do feixe de prótons e antiprótons. . .	49
4.4	Variação do tamanho vertical e horizontal do feixe para uma distância de 8σ nas proximidades do detector DØ.	51
5.1	Vista do detector DØ juntamente com o sistema de coordenadas usado para descrevê-lo. O valor máximo de η coberto é de 4.5.	53
5.2	Vista tridimensional do detector de silício.	55
5.3	Vista dos calorímetros central e frontal com seus subsistemas.	58
5.4	Vista do sistema de detecção de muons.	60
5.5	Disposição dos detectores que compõem o monitor de luminosidade. Os círculos escuros representam os tubos fotomultiplicadores inseridos nos cintiladores.	62
5.6	Desenho dos contadores de veto instalados na sala de colisão do DØ, a cada lado do detector.	63

5.7	Nomes dos castelos que formam o sistema do FPD. Os Q_F e Q_D representam aos quadrupólos <i>Low Beta Quads</i> focalizadores e desfocalizadores respectivamente.	65
5.8	Esquema da leitura das quatro fibras cintilantes correspondente a um canal.	67
5.9	Vista do castelo do FPD.	68
5.10	Conjunto responsável pela movimentação dos <i>Roman Pots</i>	69
5.11	Suporte dos castelos usados pelo FPD.	69
6.1	Janelas de tempo determinadas com respeito ao relógio do DØ para separar as partículas <i>Early</i> das <i>in time</i> . O segundo cruzamento do <i>superbunch</i> é o primeiro a ser analisado pelo FPD.	72
6.2	Evento elástico e halo do próton associado ao feixe.	73
6.3	Esquema da eletrônica de aquisição de dados.	74
6.4	Circuito lógico usado para a seleção de eventos elásticos.	77
7.1	Caminho percorrido pelo próton depois da colisão em DØ até alcançar os <i>Roman Pots</i>	80
8.1	Comparação das fibras atingidas no detector P1D antes (esquerda) e depois (direita) dos cortes aplicados.	93
8.2	Comparação das fibras atingidas no detector P2D antes (esquerda) e depois (direita) dos cortes aplicados.	93

8.3	Distribuições das diferenças entre as posições determinadas pelas intersecções dos segmentos uv das determinadas pela inteseccção dos segmentos ux para cada detector.	95
8.4	Distribuição dos eventos reconstruídos onde se observa uma contaminação devida a eventos difrativos com $\xi > \approx 0.04$	97
8.5	Comparação das correlações em x e y entre os dados reconstruídos e os simulados com Monte Carlo.	97
8.6	Correlação entre os eventos que passaram pelo corte de ruído juntamente com a correlação dos eventos de Monte Carlo.	99
8.7	Distribuições em ξ e $ t $ dos eventos removidos com os cortes de ruído.	100
8.8	Aceitação geométrica do espectrômetro PD obtida para a posição de operação.	101
8.9	Distribuição em ξ dos eventos que passaram todos os cortes.	102
8.10	Espectro dN/dt dos eventos que passaram todos os cortes. O ajuste se refere ao intervalo do espectro considerado para se fazer a análise final.	103
8.11	Deconvolução do espectro em $ t $. A linha contínua representa o ajuste ao espectro observado experimentalmente, e a linha tracejada representa o espectro em $ t $ corrigido pela resolução em $ t $	106
8.12	Fator de correção entre o espectro dN/dt medido e o espectro real. A banda de incerteza representa o erro sistemático total.	109
8.13	Distribuições das camadas de fibras na posição x atingidas antes do corte em multiplicidade (lado esquerdo), e depois do corte (lado direito), para os detectores P1D e P2D.	111

8.14	Perfis das partículas capturadas pelos detectores P1D e P2D. Os pontos mais escuros representam os eventos correspondentes ao intervalo em $ t $ considerado, e os pontos no fundo representam o total de eventos que passaram por todos os cortes.	113
8.15	Perfis das partículas capturadas pelos detectores P1D e P2D na região de $ t > 1.4 GeV^2$ onde pode-se notar a dispersão cada vez maior do feixe, especialmente em P2D.	114
8.16	Dados obtidos pela colaboração E710 juntamente com a predição do comportamento da seção de choque a valores maiores de $ t $, proposto pelo modelo fenomenológico de Bloch [39]. Também aparecem os pontos obtidos neste trabalho após serem normalizados com os pontos $d\sigma/dt$ medidos. As barras de erro não levam em consideração as contribuições devidas as incertezas inerentes ao procedimento do <i>unsmearing</i>	115

Lista de Tabelas

8.1	Posições dos detectores usados em relação ao centro do feixe.	90
8.2	<i>Runs</i> do FPD a serem analisados. Também se mostra a luminosidade instantânea medida no início do <i>run</i> , e o número de eventos coletados em cada <i>run</i> (valores iguais de luminosidade indicam que os <i>runs</i> foram obtidos no mesmo <i>run</i> do Tevatron).	116
8.3	Tabela onde se mostra o efeito dos cortes sobre os eventos processados.	117
8.4	Contribuições individuais de cada erro à incerteza total.	117

Capítulo 1

Motivação

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é atualmente a teoria que melhor descreve as interações fortes. A QCD, baseada no modelo a quarks, fornece uma base sólida para o entendimento da estrutura da matéria. A descrição das interações dos quarks através das teorias de calibre têm sido aplicada com sucesso em uma grande variedade de problemas. Porém, seu sucesso está limitado somente à descrição dos processos no regime perturbativo, onde a constante de acoplamento forte é pequena.

Nas interações hadron-hadron a energias muito altas, uma grande parte da seção de choque consiste em processos moles (*soft*), onde a transferência de momento entre as partículas participantes da colisão é pequena. No Tevatron, cerca de 40% da seção de choque total $p\bar{p}$ é devida a colisões elásticas e difrativas, que não podem ser descritas por teorias perturbativas, e, portanto, não podem ser calculadas pela QCD.

Neste contexto, é difícil descrever os processos a partir de uma teoria fundamental, e, portanto, a maioria dos resultados provêm de modelos fenomenológicos. O modelo de Regge foi uma das primeiras tentativas para descrever as interações fortes baseado na invariança de Lorentz, na unitariedade e na analiticidade da matriz S .

No modelo de Regge, a troca de partículas no processo de espalhamento é descrita pelas singularidades que apresentam as amplitudes de espalhamento no plano do momento angular complexo, os chamados *pólos de Regge*. Esses pólos são relacionados com as massas e spins dos hádrons conhecidos através da simetria de cruzamento *crossing*, sendo cada hadron uma partícula na trajetória de Regge, ou *Reggeon*. O Pomeron é definido teóricamente como a trajetória de Regge, que tem o mais alto intercepto ($\alpha_{IP}(0)$), responsável pelo crescimento da seção de choque hadrônica a altas energias, e que possui os números quânticos do vácuo.

As propriedades do espalhamento elástico e difrativo, são bem descritas fenomenologicamente através da troca de Pomerons, portanto ele continua sendo usado na descrição dos processos *soft*.

Em um colisor -como no experimento DØ no Tevatron do Fermilab- as medições das amplitudes de espalhamento elástico e difrativo são feitas a través de sistemas de detecção especiais, dedicados exclusivamente para a detecção de partículas espalhadas a ângulos bem baixos (na ordem do *mrad*), quase na linha do feixe. Esses

detectores são chamados de *Roman Pots* e estão localizados bem longe do ponto de colisão das partículas, normalmente a um quarto do período de oscilação de *Betatron* (conceito descrito no capítulo 4).

Para o Run II do Tevatron, foram instalados nas proximidades do detector DØ, 18 *Roman Pots* que formam parte do sistema de detecção FPD (*Forward Proton Detector*). O grupo do FPD, no qual o Brasil têm ativa participação através das instituições do CBPF, UERJ, UFRJ, UFBA, UNESP e o LNLs, está comprometido no estudo da Física difrativa através da pesquisa sobre a estrutura do Pomeron, a sua dependência com o momento transferido, a determinação do seu conteúdo de quark e glúons, entre outras [1].

Nesta tese se descreve a análise da amostra de dados elásticos, que foram os primeiros eventos registrados pelo FPD. Estes dados foram obtidos pelo sistema individual do FPD (*Stand alone*) no ano de 2002, época em que o sistema de leitura de dados ainda não estava integrado ao detector central DØ.

A medição do espectro dN/dt no intervalo de $0.9 < |t| < 1.3 \text{ GeV}^2$ compreendido neste trabalho, nunca foi feita em colisões elásticas a altas energias, e, portanto os dados aqui analisados servirão para testar as previsões fenomenológicas sobre o tipo de decrescimento esperado nesta região do espectro à energia do centro de massa de $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$.

Do ponto de vista operacional, as medições serviram para testar o funcionamento do novo sistema de detecção, que inclui a movimentação dos *Pots*, o entendimento do funcionamento dos detectores, a operação deles nas distintas condições do feixe, e o efeito que os detectores poderiam causar sobre o detector central DØ. Foram também neste período, testados os diversos programas de reconstrução de eventos até chegar a uma estrutura estável com resultados compreensíveis.

No capítulo 2 apresentamos uma introdução básica à teoria da matriz S , sobre a qual está baseada a teoria de Regge. No capítulo 3 mostramos os estudos fenomenológicos conhecidos até o presente sobre as seções de choque pp e $p\bar{p}$. No capítulo 4 descrevemos brevemente a teoria de aceleradores tipo sincrotron, assim como a cadeia de aceleradores do Fermilab. Também apresentamos as características principais do Tevatron, nas proximidades do detector DØ, onde estão instalados os *Roman Pots*. No capítulo 5 apresentamos o detector DØ com seus novos subdetectores, e também detalhamos os detectores que compõem o sistema do FPD. No capítulo 6 apresentamos alguns detalhes de como foram adquiridos os dados com o sistema de aquisição *Stand alone*, assim como a lógica usada na seleção de eventos. No capítulo 7 mostra-se como foram reconstruídas as trajetórias a serem analisadas, e no capítulo 8 apresentamos os resultados obtidos para os dados que sobreviveram as distintas exigências (ou cortes), impostas pela física do acelerador. Finalmente

no capítulo 9 se relatam as conclusões obtidas no trabalho.

Capítulo 2

Introdução Teórica

A descrição microscópica completa do processo de espalhamento, poderia proporcionar a probabilidade de se obter qualquer estado final a partir de um dado estado inicial. O operador de espalhamento S está definido tal que seus elementos de matriz entre o estado inicial e final $\langle f|S|i \rangle$, dão a probabilidade P_{fi} que o estado inicial $|i \rangle$ evolua para o estado final $|f \rangle$, ou seja

$$P_{fi} = | \langle f|S|i \rangle |^2 = \langle i|S^\dagger|f \rangle \langle f|S|i \rangle \quad (2.1)$$

onde S^\dagger é o adjunto hermitiano de S . A teoria da matriz de espalhamento S está baseada nos seguintes postulados básicos:

i) Estados de partículas livres satisfazem o principio de superposição da mecânica quântica, tal que se $|\Psi_\alpha \rangle$ e $|\Psi_\beta \rangle$ são estados físicos, então $|\Psi_\gamma \rangle \equiv a|\Psi_\alpha \rangle + b|\Psi_\beta \rangle$ também são, sendo a e b números complexos arbitrários.

ii) As interações fortes são de alcance curto, o que permite considerar as partículas livres a não ser quando estão bem perto uma da outra. Portanto, os estados assintóticos -antes e depois do experimento- estão compostos somente por partículas livres.

Para definir completamente um estado de partícula livre deve-se especificar todos seus números quânticos, como a carga Q , o número bariônico B , isospin I , estranheza S , paridade P e o spin σ . Esses números vão ser denotados por T , definindo assim o tipo de partícula; a componente dos spins com respeito a um eixo quantizado, previamente escolhido. A massa m , a energia E e o momentum \mathbf{p} serão denotados separadamente.

iii) A matriz S é invariante diante de transformações de Lorentz, portanto a energia total para as partículas livres está dada por:

$$E^2 = \mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (2.2)$$

onde m é a massa da partícula em repouso. Em unidades de $c \equiv 1$ os quadrimomentos satisfazem a condição da camada de massa:

$$\sum p_\mu p^\mu \equiv p^2 = p_0^2 - \mathbf{p}^2 = \mathbf{E}^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 \quad (2.3)$$

portanto só três das quatro componentes são independentes uma vez conhecida a massa.

Estados com diferentes momentos, diferentes números quânticos intrínsecos, ou diferentes helicidades devem ser ortogonais entre sí, tal que seus produtos escalares sejam da forma:

$$\langle P'|P \rangle \equiv \langle T', \lambda', p'_\mu | T, \lambda, p_\mu \rangle = N \delta^3(\mathbf{p}' - \mathbf{p}) \delta_{\mathbf{T}'\mathbf{T}} \delta_{\lambda'\lambda} \quad (2.4)$$

onde N é o fator da normalização que deve ser invariante de Lorentz. Por isso é conveniente escolhe-los tal que

$$\langle P'|P \rangle = (2\pi)^3 2p_0 \delta^3(\mathbf{p}' - \mathbf{p}) \delta_{\mathbf{T}'\mathbf{T}} \delta_{\lambda'\lambda} \quad (2.5)$$

o fator $(2\pi)^3$ é definido por convenção, mas a presença de p_0 assegura que a normalização seja invariante ante transformações de Lorentz [4].

Em geral para n partículas livres se tem:

$$\langle P'_1, \dots, P'_{n'} | P_1, \dots, P_{n'} \rangle = \prod_1^n (2\pi)^3 2p_{0i} \delta^3(\mathbf{p}'_i - \mathbf{p}_i) \delta_{\mathbf{T}'\mathbf{T}} \delta_{\lambda'\lambda} \delta_{\mathbf{n}',\mathbf{n}} \quad (2.6)$$

iv) A matriz de espalhamento é unitária, portanto se os estados de partículas livres $|m \rangle$ formam um conjunto de bases ortonormais, que satisfazem a relação de completeza

$$\sum_m |m \rangle \langle m| = 1$$

A probabilidade de existir algum estado final $|m \rangle$ dado um estado inicial $|i \rangle$, deve

ser a unidade, portanto

$$\sum_m P_{mi} = \sum_m |\langle m|S|i \rangle|^2 = \sum_m |\langle i|S^\dagger|m \rangle \langle m|S|i \rangle| = \langle i|S^\dagger S|i \rangle = 1$$

isto deve ser válido para qualquer estado $|i \rangle$, portanto se tem que a matriz S é unitária

$$S^\dagger S = 1 = S S^\dagger \quad (2.7)$$

Para estados de muitas partículas com a normalização como em [2.6] se tem

$$\begin{aligned} \langle P'_1, \dots, P'_{n'} | P'_1, \dots, P'_{n'} \rangle = & \sum_m \prod_1^\pi \sum_{\lambda_i} \sum_{T_i} (2\pi)^{-3} \int \frac{d^3 \mathbf{q}_i}{2q_{0i}} \langle P'_1, \dots, P'_{n'} | S | Q_1, \dots, Q_m \rangle \\ & \times \langle Q_1, \dots, Q_m | S^\dagger | P_1, \dots, P_n \rangle \end{aligned}$$

onde $Q_i \equiv [T_i, \lambda_i, q_{\mu_i}]$ é usada para rotular os estados das partículas intermediárias com quadri-momentos q_{μ_i} .

A amplitude de espalhamento A_{ab} para estados iniciais $|a \rangle$, indo a estados finais $|b \rangle$ está relacionada com os elementos da matriz S através de

$$S_{ab} = \delta_{ab} + i (2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_a p_a - \sum_b p_b \right) A_{ab} \quad (2.8)$$

A unitaridade da matriz S conduz a relação

$$2 \text{Im} A_{ab} = (2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_a p_a - \sum_b p_b \right) \sum_c A_{ac} A_{cb}^\dagger \quad (2.9)$$

Isto determina as regras de Cutkosky, que vão permitir calcular a parte imaginária da amplitude.

Um caso especial das regras de Cutkosky é o chamado **Teorema óptico**, que estabelece a relação entre a parte imaginária da amplitude elástica frontal (A_{aa}), com a seção de choque total para duas partículas no estado inicial $|a\rangle$

$$2 \operatorname{Im} A_{aa}(s, o) = (2\pi)^4 \sum_n \delta^4 \left(\sum_f p_f - \sum_a p_a \right) |A_{a \rightarrow n}|^2 = F \sigma_{tot} \quad (2.10)$$

onde F é o fator de fluxo.

v) A amplitude de espalhamento representa o limite real das funções analíticas dos invariantes $s_{i,j,k\dots}$ consideradas como variáveis complexas, embora só valores reais tenham sentido físico. Supõe-se que as amplitudes sejam funções analíticas de $s_{i,j,k\dots}$ a fim de se obter as amplitudes de espalhamento físicas ao tomar o limite $s \rightarrow \text{real}$. Pode-se demonstrar que esta propriedade de analiticidade é uma consequência da causalidade, ou seja que duas regiões separadas tipo-espaço não tem influência mútua [4].

A analiticidade tem importantes consequências na prática:

a) combinada com a unitaridade é capaz de estabelecer a existência de uma singularidade no plano s da amplitude $A(s, t)$, uma vez que os estados de n partículas devem contribuir na parte imaginária da amplitude se s é maior que o limite de n partículas como se mostra na figura 2.1. A parte imaginária da amplitude é

$$\operatorname{Im} A(s, t) = \frac{A(s, t) - A(s, t)^*}{2i} \quad (2.11)$$

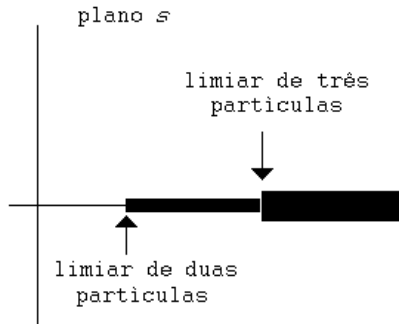


Figura 2.1: Cortes no eixo real positivo no plano s complexo.

Abaixo do limiar não existem contribuições para a parte imaginária e portanto existe uma região sobre o eixo real s perto da origem onde a amplitude é puramente real. Usando o principio de Schwarz [3] se obtém que a parte imaginária da amplitude de espalhamento físico acima do limiar é :

$$Im A(s, t) = \frac{1}{2i} \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} [A(s + i\epsilon, t) - A(s - i\epsilon, t)] \quad (2.12)$$

O lado direito da equação denomina-se como a **descontinuidade do canal s** , e é denotado por $\Delta_s A(s, t)$.

b) a simetria de cruzamento. No processo

$$a + b \rightarrow c + d \quad (2.13)$$

a amplitude é escrita como $A_{a+b \rightarrow c+d}(s, t, u)$, onde as regiões cinemáticas físicas para o processo estão definidas para $s > 0$ e $t, u < 0$. Como a amplitude é uma função

analítica, então esta deve ser analiticamente contínua até a região $t > 0$ e $s, u < 0$.

Isto dá a amplitude do processo no canal t como

$$a + \bar{c} \rightarrow \bar{b} + d \quad (2.14)$$

onde \bar{b} e \bar{c} são as antipartículas das partículas b e c respectivamente. Portanto temos que a relação entre as amplitudes para os procesos nos canais t e s é :

$$A_{a+\bar{c} \rightarrow \bar{b}+d}(s, t, u) = A_{a+b \rightarrow c+d}(t, s, u) \quad (2.15)$$

similarmente para o processo no canal u :

$$a + \bar{d} \rightarrow \bar{b} + c \quad (2.16)$$

se tem:

$$A_{a+\bar{d} \rightarrow \bar{b}+c}(s, t, u) = A_{a+b \rightarrow c+d}(u, t, s) \quad (2.17)$$

Como a amplitude para os processos nos canais t e u também possuem partes imaginárias (e conseqüentemente limiares físicos), então devem existir cortes ao longo dos eixos positivos reais de t e u com pontos de bifurcação nesses limiares.

Por exemplo, no canal u para um pólo em $u = \sum_i m_i^2 - s - t$ (com um limiar em $u = u_{th}$ para u positivo - e t fixo), implica que também existirá um ponto de bifurcação no eixo de s positivo $s = s_{th}^2$ correspondente ao processo físico no canal s . A amplitude $A(s, t)$ deverá ter um corte ao longo do eixo negativo real de s com o

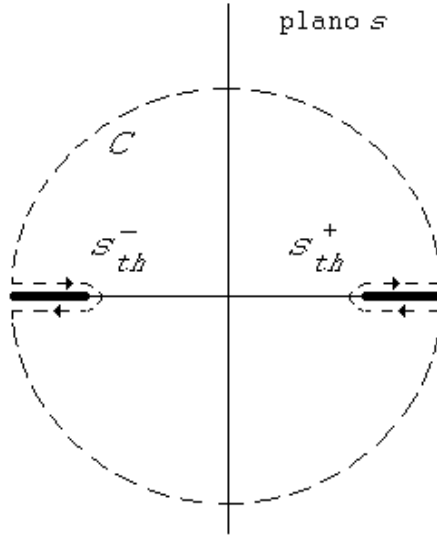


Figura 2.2: Cortes no eixo real positivo no plano s complexo.

ponto de bifurcação em $s = s_{th}^- = \sum_i m_i^2 - t - u_{th}$. Portanto, devido a analiticidade, também existem cortes ao longo do eixo negativo real.

c) Outra consequência da analiticidade é que ela permite a reconstrução da parte real da amplitude a partir da parte imaginária usando as relações de dispersão .

A fórmula integral de Cauchy pode ser escrita como

$$A(s, t) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{A(s', t)}{(s' - s)} ds' \quad (2.18)$$

onde C é o contorno que não encerra nenhuma das singularidades de A , como se mostra na figura 2.2.

As contribuições das partes que circundam os cortes com a integral de contorno

são:

$$\int_{s_{th}^+}^{\infty} ds' \frac{A(s' + i\epsilon, t)}{(s - s')} + \int_{\infty}^{s_{th}^+} ds' \frac{A(s' - i\epsilon, t)}{(s - s')} + \int_{-\infty}^{s_{th}^-} ds' \frac{A(s' + i\epsilon, t)}{(s - s')} + \int_{s_{th}^+}^{-\infty} ds' \frac{A(s' + i\epsilon, t)}{(s - s')}$$

como $A(s, t)$ cai a zero quando $|s| \rightarrow \infty$, as contribuições para a integral de contorno dos semicírculos no infinito podem ser desprezados. Usando a equação 2.12 se chega a chamada relação de dispersão:

$$A(s, t) = \int_{s_{th}^+}^{\infty} \frac{Im A(s', t)}{(s - s')} ds' + \int_{-\infty}^{s_{th}^-} ds' \frac{Im A(s', t)}{(s - s')} \quad (2.19)$$

Levando-se em conta as contribuições dos pólos dos estados ligados nos pontos de bifurcação s e u (como se mostra na figura 2.2), tal que o contorno da integral os encerre, obtém-se

$$A(s, t, u) = \frac{g_s(t)}{m^2 - s} + \frac{g_u(t)}{m^2 - s} + \frac{1}{\pi} \int_{s_{th}^+}^{\infty} \frac{Im A(s', t)}{(s - s')} ds' + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{s_{th}^-} ds' \frac{Im A(s', t)}{(s - s')}$$

As relações de dispersão são importantes porque uma vez conhecidas as contribuições dos pólos das partículas, então todas as outras singularidades da amplitude e suas descontinuidades podem ser encontradas a partir das relações de unitariedade. Portanto as relações de unitariedade fornecem $Im[A]$, mas não $Re[A]$. Assim, uma vez conhecidas todas as descontinuidades da amplitude pode-se calcular a parte real da amplitude através das relações de dispersão. A aplicação deste processo, denominado de **bootstrap**, não faz nenhuma suposição sobre qualquer teoria quântica de campos que possa descrever a dinâmica das interações fortes.

A outra condição necessária para o **bootstrap** é o comportamento assintótico das amplitudes. Uma vez conhecido esse comportamento e sua estrutura analítica então é possível utilizar a analiticidade para reconstruir as amplitudes.

Capítulo 3

Estudo fenomenológico da seção de choque

Nesta seção mostraremos os resultados experimentais obtidos na determinação da seção de choque elástica. Também apresentaremos algumas teorias desenvolvidas na tentativa de explicar os dados obtidos nos diferentes experimentos.

3.1 Seção de choque total

Os dados mostram que a seção de choque total cresce com a energia, ao contrário de previsões baseadas no modelo de Regge, de que esta deveria se tornar assintoticamente constante.

Este crescimento da seção de choque com o aumento da energia é devido ao fato do próton ficar maior e mais opaco desde o ponto de vista do outro hadron participante na colisão.

A medida da seção de choque total em colisores pode ser feita através da observação do número de eventos elásticos (N_{el}) e inelásticos (N_{inel}) através de:

$$\mathcal{L} \sigma_{tot} = N_{el} + N_{inel} \quad (3.1)$$

onde \mathcal{L} é a luminosidade do acelerador. Esta última grandeza é difícil de se determinar com precisão e portanto é mais adequado usar-se um método que seja independente da luminosidade.

Usando a definição de ρ , razão das partes real e imaginária da amplitude de espalhamento:

$$\rho = \frac{\text{Re}f_{cm}(0)}{\text{Im}f_{cm}(0)} \quad (3.2)$$

e o teorema óptico (eq. 2.10) se obtém a relação:

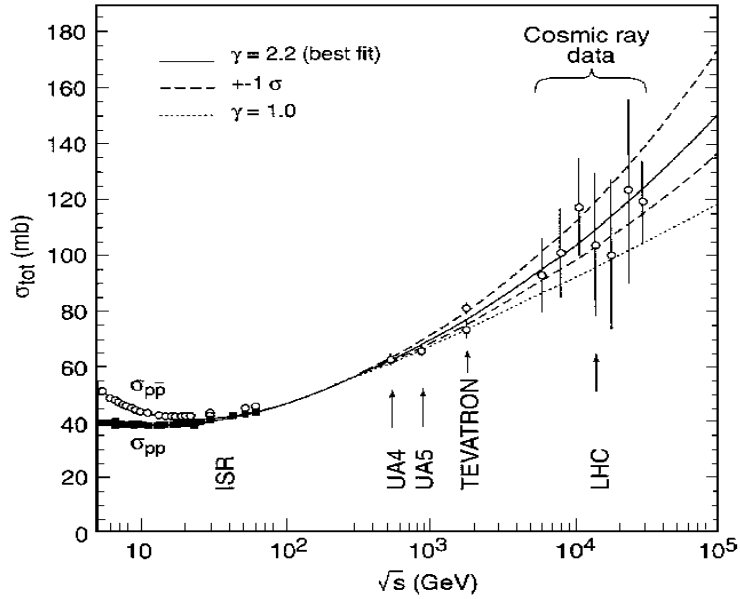
$$\left. \frac{dN_{el}}{d|t|} \right|_{t=0} = \left. \frac{d\sigma_{el}}{d|t|} \right|_{t=0} = \mathcal{L} \frac{(1 + \rho^2)}{16\pi} \sigma_{tot}^2 \quad (3.3)$$

onde σ_{el} é a seção de choque elástica e σ_{tot} a seção de choque total. Eliminando-se \mathcal{L} entre (3.1) e (3.3) se obtém a expressão para σ_{tot} independente da luminosidade

$$\sigma_{tot} = \frac{16\pi}{(1 + \rho^2)} \frac{1}{(N_{el} + N_{inel})} \left. \frac{dN_{el}}{d|t|} \right|_{t=0} \quad (3.4)$$

Os dados para as reações $p\bar{p}$ e pp são mostrados na figura 3.1, onde pode-se observar o ajuste dado por uma função do tipo $(\ln s)^\gamma$ com $\gamma = 2.2 \pm 0.3$ [5].

O crescimento da seção de choque total com a energia é dado por uma expressão complexa, sendo sua forma exata um assunto ainda em aberto. Devido as incertezas


 Figura 3.1: Seções de choque totais para reações pp e $p\bar{p}$.

nos dados ainda é possível considerar um crescimento de σ_{tot} do tipo $\ln(s)$ previsto por alguns autores [6].

No Tevatron, o resultado do experimento E710 [7] tende a favorecer o comportamento $\ln(s)$, enquanto o resultado do CDF [8] favorece o comportamento tipo $(\ln s)^2$.

Os dados também podem ser ajustados através de uma série de potências em s como fizeram Donnachie e Landshoff [9]. Eles se basearam na teoria de Regge a qual prediz o comportamento da seção de choque como:

$$\sigma_{tot} \propto \sum_i A_i s^{\alpha_i(0)-1} \quad (3.5)$$

e ajustando os dados para as seções de choque dos processos pp , $p\bar{p}$, $K^\pm p$, $\pi^\pm p$ e γp chegaram a expressão:

$$\sigma_{tot} = Xs^{0.0808} + Ys^{-0.4525} \quad (3.6)$$

com X e Y como parâmetros livres que dependem do tipo de reação. O primeiro termo pode ser considerado como a troca do Pomeron com $\alpha_{IP}(0) = 1.0808$ e o segundo termo como a troca de um Reggeon com $\alpha_{IR}(0) = 0.5475$.

Do ponto de vista puramente matemático o crescimento da seção de choque em potências de s a la Donnachie e Landshoff não é distingüível do crescimento logarítmico (somente à energias extremamente altas torna-se distingüível).

Do ponto de vista físico qualquer comportamento do tipo s^λ (com λ positivo) violaria a unitariedade, enquanto não existe nenhum argumento contra o comportamento $(\ln s)^\gamma$ a menos que γ exceda o valor 2 dado pelo limite de Froissart.

3.2 Parte real da amplitude elástica frontal

O teorema óptico relaciona a parte imaginária da amplitude a baixos ângulos (ou *frontal*) com a seção de choque total, mas não faz nenhuma ressalva sobre a parte real da amplitude.

Não obstante, a analiticidade e o cruzamento relacionam a parte real com a parte imaginária através das relações de dispersão, as quais permitem escrever a parte real

(a $t = 0$) como uma integral da energia que envolve a seção de choque total.

Na prática, a parte real da amplitude é obtida através da observação da interferência com a amplitude Coulombiana, que é conhecida. Entretanto esta técnica só permite medir os valores da amplitude real na região onde as duas amplitudes são comparáveis em magnitude, ou seja a valores muito baixos de $|t|$. Isto é porque a parte Coulombiana domina a região $|t| \approx |t_0| \approx 10^{-3} GeV^2$ para a energia do Tevatron, e, portanto, a parte real da amplitude é conhecida só na direção frontal (chamada de *forward*).

A seção de choque diferencial para o espalhamento hadrônico e Coulombiano a baixos ângulos é escrita como:

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{16\pi}{s^2} |F_C e^{\mp i\alpha\phi} + F_h|^2 \quad (3.7)$$

onde a amplitude Coulombiana F_C é dada por:

$$F_c(s, t) = \pm \frac{1}{2} \alpha s \frac{G^2(t)}{|t|}$$

O fator de forma eletromagnético do próton $G^2(t)$ apresenta sinais diferentes para as reações $p\bar{p}$ e pp respectivamente. Para a amplitude hadrônica a baixos valores de $|t|$, é usada a seguinte parametrização [10]:

$$F_h = F_h(s, 0) e^{-B|t|/2} = \frac{s}{16\pi} (\rho + i)\sigma_{tot} e^{-B|t|/2}$$

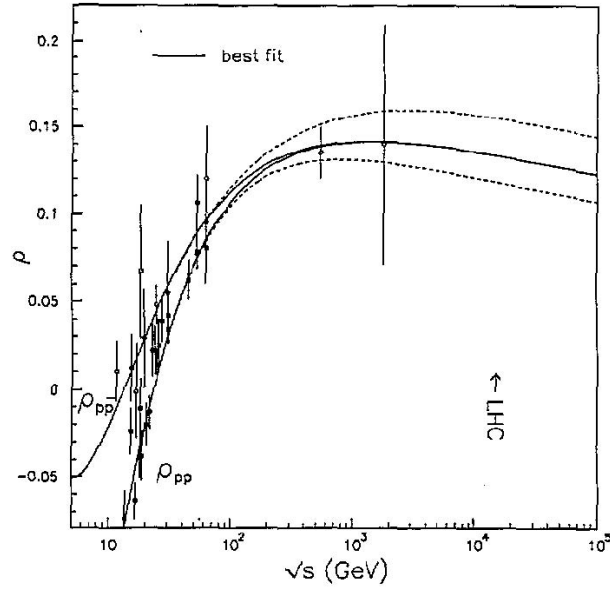


Figura 3.2: Valores do parâmetro ρ em função da energia para reações $p\bar{p}$ (círculos abertos) e pp (círculos pretos).

O termo de interferência na equação (3.7) é proporcional a quantidade $(\rho \pm \alpha \phi)$. A fase relativa hadrônica-Coulombiana $\alpha \phi$ foi calculada por Bethe, chegando-se ao valor numérico de $\alpha \phi \approx 0.027$ a $|t| \approx |t_0|$ com $B = 15 \text{ GeV}^2$ [10].

Isto permite determinar experimentalmente o valor de ρ através do ajuste dos dados experimentais da seção de choque a baixos valores de $|t|$, ou seja na região Coulombiana. As medições do parâmetro ρ a distintas energias são mostradas na figura 3.2 [11].

3.3 Teoria de Regge

O Pomeron surge da necessidade de descrever a seção de choque total completamente, e, como possui os números quânticos do vácuo, contribui igualmente para as seções de choque $p\bar{p}$ e pp . Portanto as duas seções de choque podem ser descritas com cinco parâmetros: duas potências de s , e três coeficientes.

As diferenças entre as seções de choque $p\bar{p}$ e pp são obtidas levando-se em consideração aos pólos de Regge que contribuem para a reação, isto é, por uma potência próxima a $s^{-\frac{1}{2}}$. Isto é causado principalmente pela troca de partículas da família do ω , cuja trajetória de Regge é descrita por:

$$\alpha(t) = 0.55 + 0.86 t \quad (3.8)$$

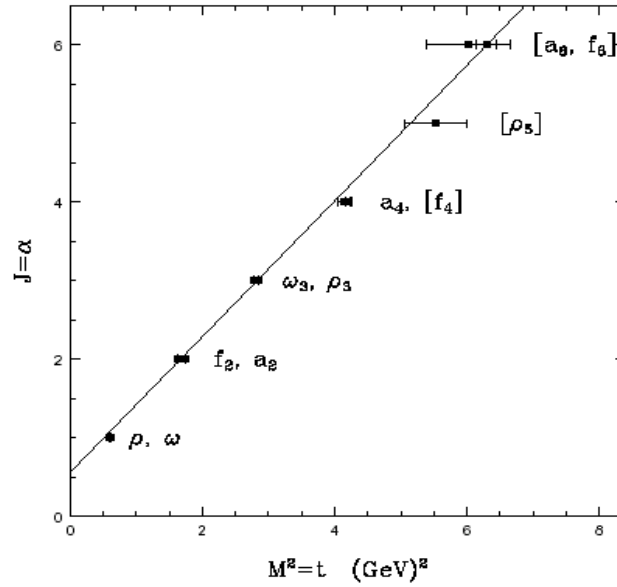
valor obtido a partir da figura 3.3 [12].

A reta da figura 3.3 pode ser extrapolada até valores negativos de t , sendo então considerada como a variável da transferência de momento. O intercâmbio de todas as partículas com o mesmo $\alpha(t)$ fazem com que qualquer amplitude elástica se comporte como:

$$T(s, t) \propto \beta(t) s^{\alpha(t)} \xi_{\alpha(t)} \quad (3.9)$$

onde $\beta(t)$ é uma função real desconhecida e $\xi_{\alpha(t)}$ depende da paridade C das partículas

$$\xi_{\alpha(t)} = e^{-\frac{1}{2}i\pi\alpha(t)} \quad C = +1$$


 Figura 3.3: Trajetória de Regge das partículas da família do ω .

$$\xi_{\alpha(t)} = i e^{-\frac{1}{2}i\pi\alpha(t)} \quad C = -1 \quad (3.10)$$

Portanto $\alpha(t)$ determina tanto a potência de s quanto a fase da trajetória.

Agora resta saber se na equação (3.6) o comportamento de potência simples do Pomeron é devido ao intercâmbio de um conjunto de partículas (assim como a potência associada a troca das partículas ρ, ω, f e a). Se esse for o caso, então as partículas deveriam ser *Glueballs*.

Os dados medidos em experimentos de espalhamento elástico são bem ajustados se se assume uma trajetória reta para a troca de Pomerons (da mesma maneira que

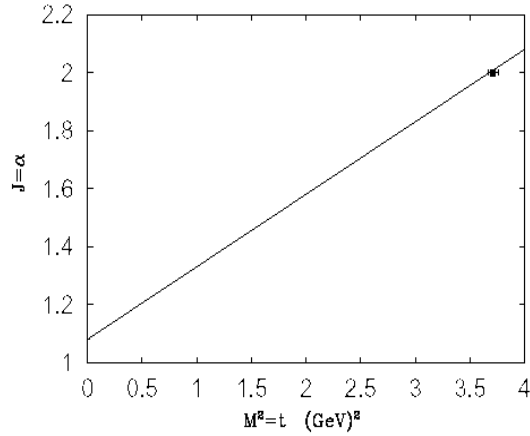


Figura 3.4: Trajetória do Pomeron junto a um candidato a *Glueball* encontrado pela colaboração WA91.

para os Reggeons ρ, ω, f e a), descrita por:

$$\alpha(t)_{IP} = 1 + \varepsilon_0 + \alpha'_{IP} t \quad (3.11)$$

com $\varepsilon_0 = 0.086$.

Na seção 3.4 se mostra que a inclinação para a troca de Pomerons é dada por $\alpha'_{IP} = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$, enquanto que para a família da partícula w a inclinação é de $\alpha' \approx 1 \text{ GeV}^{-2}$.

A trajetoria (3.11) pode ser vista na figura 3.4 onde aparece uma partícula candidata 2^{++} encontrada pela colaboração WA91 no CERN [13]. Este é o primeiro indício de que o Pomeron pode se comportar como uma trajetória de troca como na figura 3.3, mas com *Glueballs* em lugar de estados ligados de quarks.

Finalmente, o valor de $\varepsilon_0 = 0.086$ em (3.11) é maior do que 0.0808 da equação (3.6). Isto pode-se explicar pelo fato de que a potência deve decair com o crescimento de s .

Portanto na troca de apenas um Pomeron (ou *bare Pomeron*) se obtém o valor de 0.086, enquanto que o valor de 0.080 é obtido ao adicionar um segundo Pomeron fazendo a troca de um Duplo Pomeron (ou *screening*), que contribui negativamente para a seção de choque. Até agora o verdadeiro valor da contribuição do *screening* ainda é motivo de controvérsia [12].

3.4 Espalhamento Elástico

A contribuição da troca simples do Pomeron (*single Pomeron exchange*) para o espalhamento elástico $p\bar{p}$ ou pp é [12]:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = C [F_1(t)]^4 (\alpha'_{IP} s)^{2\alpha(t)-2} \quad (3.12)$$

onde C é uma constante que descreve a magnitude da contribuição na troca de Pomerons para seção de choque total, e $F_1(t)$ o fator de forma elástica do próton.

O valor de $\alpha'_{IP} = 0.25 \text{ GeV}^{-2}$ é obtido do ajuste dos dados experimentais mostrados na figura 3.5 para uma determinada energia e valores de $|t|$ bem baixo [14].

Uma vez fixado o valor de α'_{IP} , a equação (3.12) produz um bom ajuste para todas as energias disponíveis como se vê na figura 3.6 [15]. Também se observa o

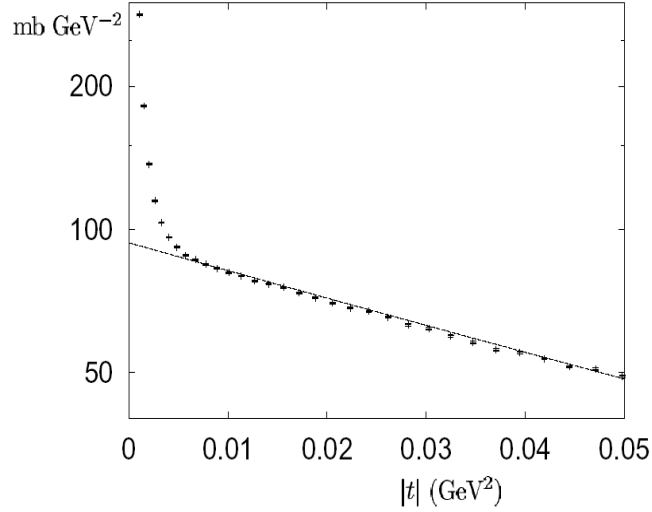


Figura 3.5: Dados de espalhamento elástico para pp a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ com o ajuste que determina o valor de α'_{IP} na equação (3.12).

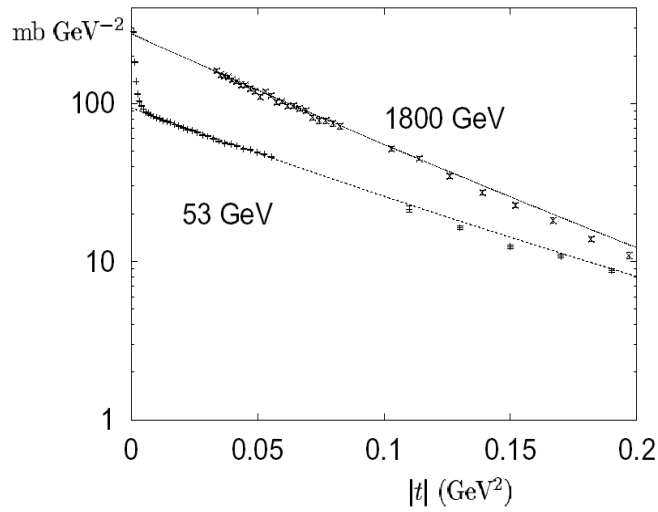


Figura 3.6: Dados da figura 3.5 medidos a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ traçados juntamente com os dados medidos a $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$. Os dois ajustes são feitos usando o mesmo valor de α'_{IP} na equação (3.12).

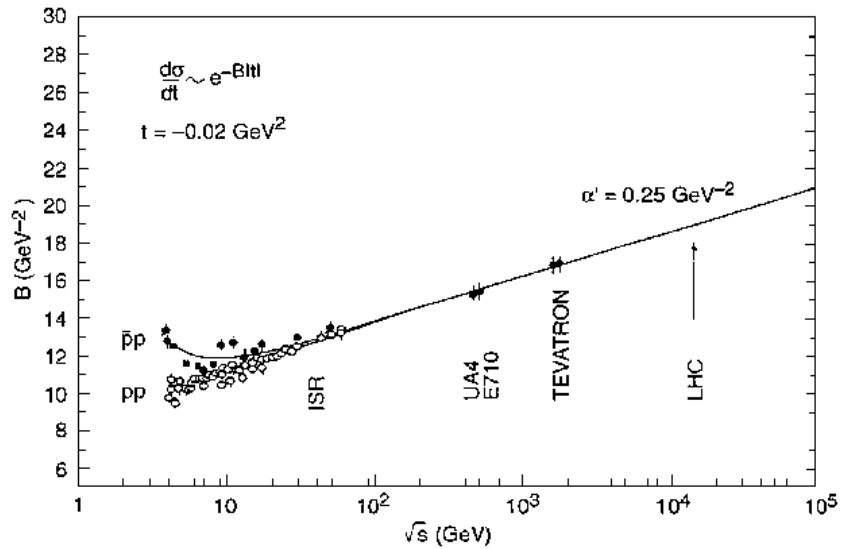


Figura 3.7: Valores da inclinação B como função de \sqrt{s} . A linha contínua representa a trajetória do Pomeron no modelo de Regge.

desaparecimento do pico de difração a energias maiores como prediz a equação.

3.4.1 O pico de difração

Como se ve nas figuras 3.5 e 3.6 existe, a baixos valores de $|t|$, o pico de difração (ou *forward peak*). Inicialmente ele pode ser representado por uma exponencial do tipo $e^{B(s)t}$, embora existam argumentos teóricos e fenomenológicos que sugerem outra forma de descrição mais complexa.

Segundo o modelo de Regge, espera-se que $B(s)$ cresça com a energia com um comportamento do tipo $\ln(s)$.

A figura 3.7 mostra os dados obtidos para B a distintas energias, juntamente

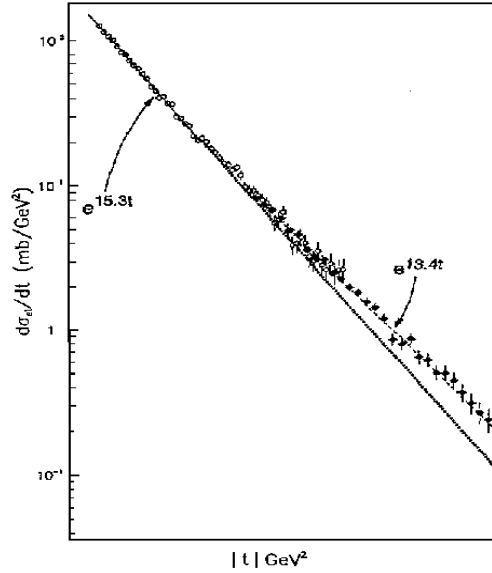


Figura 3.8: Forma do pico de difração medido pelo experimento UA4 para espalhamento elástico $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ [17].

com a previsão do modelo de Regge para o crescimento de B . A grandes valores de s observa-se a linha reta cuja inclinação é a do Pomeron $B(s) = B_0 + 2\alpha_{IP} \ln(s)$. Dai se obtém o valor de $\alpha_{IP} \approx 0.25$, em acordo com outras previsões [16].

Fenomenologicamente o pico de difração para $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ não é descrito por uma exponencial simples. A inclinação $B(s)$ cai quando o valor de $|t|$ supera 0.2 GeV^2 como mostra a figura 3.8.

Contrariamente, no Tevatron não existem evidências de uma mudança na inclinação com o crescimento de $|t|$, e os dados podem ser ajustados por uma exponencial simples $e^{16.99t}$ até $|t| \approx 0.5 \text{ GeV}^2$ como se mostra na figura 3.9.

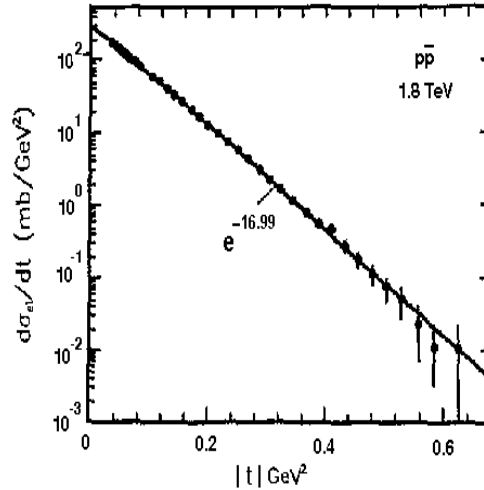


Figura 3.9: Forma do pico de difração medido pelo experimento E710 a $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ [7].

3.4.2 “Dips”

A figura 3.10 mostra dados obtidos experimentalmente a distintas energias entre 62 GeV^2 e 23 GeV^2 para espalhamento elástico pp . Os mínimos (ou *dips*) aparecem em valores menores de $|t|$ a medida que a energia cresce. Esperava-se que surgissem mais *dips* a valores maiores de $|t|$ (por analogia com a difração óptica), porém eles nunca foram observados.

Formalmente o mínimo na figura de difração corresponde a um zero na parte imaginária da amplitude elástica de espalhamento, portanto o valor da seção de choque no *dip* vai estar determinada somente pela parte real da amplitude, a qual

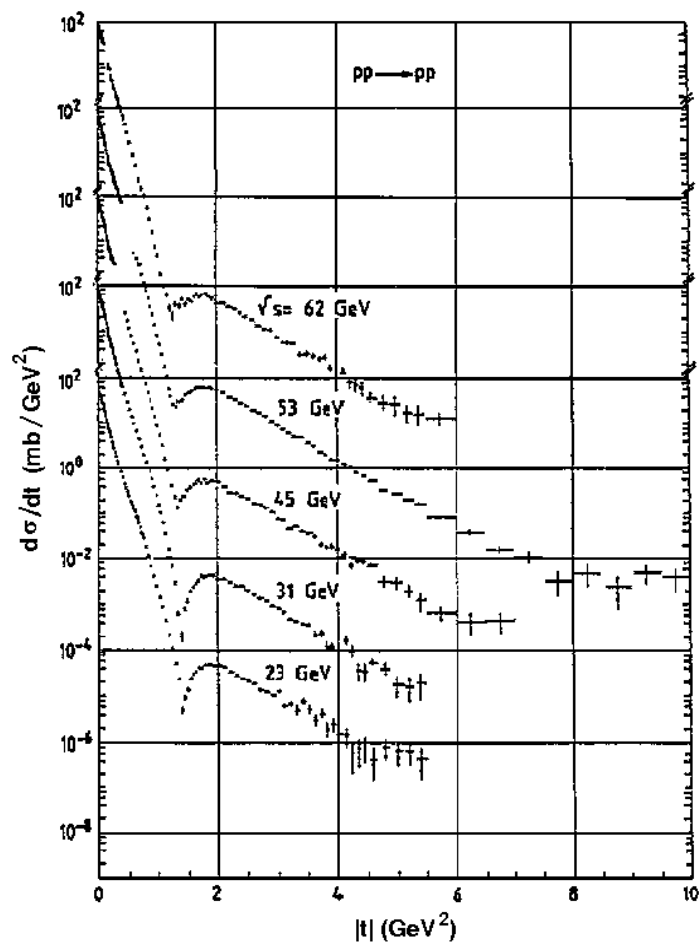


Figura 3.10: Seção de choque diferencial medida a diferentes energias no centro de massa [10].

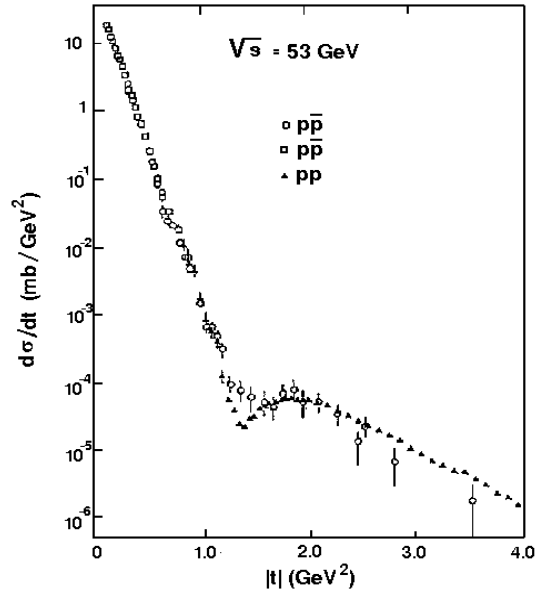


Figura 3.11: Seção de choque para as reações pp e $p\bar{p}$ medidas a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$.

varia com a energia.

Entretanto, quando foram realizadas experiências com $p\bar{p}$, encontraram-se diferenças entre os espectros de pp e $p\bar{p}$ na região do *dip* como mostra a figura 3.11 [18]. Este efeito pode ser explicado pela existência de dois sinais na amplitude real dos processos elásticos, sendo sua interferência destrutiva para o caso pp (com o aparecimento do *dip*), e construtiva para o caso $p\bar{p}$ (o que dá lugar ao *break* e não ao *dip*).

Segundo o modelo de Donnachie e Landshoff pode-se demonstrar que no caso do espalhamento pp a interferência entre a troca de um e dois Pomerons não é suficiente

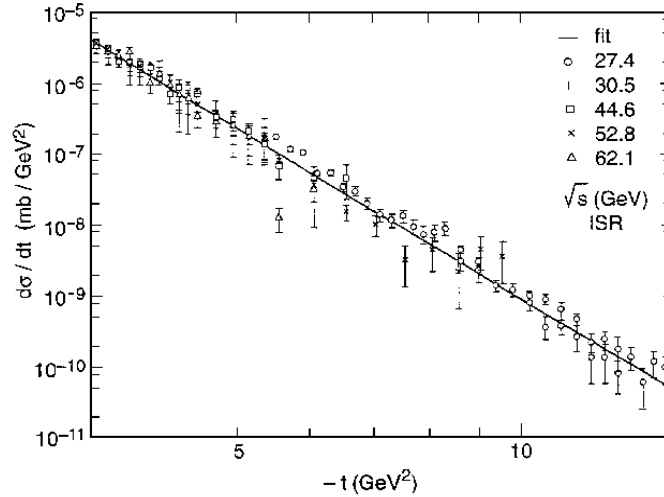


Figura 3.12: Seção de choque para as reações pp e $p\bar{p}$ medidas a $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$.

para se ter uma interferência destrutiva na parte imaginária das amplitudes. Portanto eles propuseram a existência de um terceiro termo que anule essas contribuições, isto é chamado de mecanismo de troca de três glúons (*three gluon exchange*) [19].

3.4.3 A região a grandes $|t|$

Na região $|t| > 3 \text{ GeV}^2$ a seção de choque elástica não decai exponencialmente e sim como uma potência de t . Na figura 3.12 se tem um ajuste do tipo $d\sigma_{el}/dt \approx t^{-8}$ [20].

Este comportamento pode ser explicado pela troca de três glúons, cada um dos quais estão acoplados com os quarks de valência do próton ou do antipróton. A amplitude deste processo apresenta sinais opostos para as reações pp e $p\bar{p}$, e isso explicaria a diferença no comportamento das duas reações na região do *dip*.

Este modelo afirma que o *dip* secundario não vai aparecer a valores altos de $|t|$, portanto a investigação da região $|t| \approx 10 - 15 \text{ GeV}^2$ no LHC vai permitir confirmar (ou não) as predições.

Capítulo 4

O síncrotron e o Tevatron

Neste capítulo se descrevemos os princípios fundamentais dos aceleradores, assim como as principais características que possui o acelerador Tevatron localizado no laboratório do Fermilab.

4.1 Síncrotron

O *síncrotron* é um tipo de acelerador de partículas onde os campos magnéticos variam em sincronia com a variação da energia das partículas. Este método de aceleração é o único que permite alcançar energias de até 1 TeV .

Num síncrotron, as partículas são aceleradas pelos campos magnéticos dentro da cavidade ressonante cilíndrica (chamada de *cavidade rf*), as quais são excitadas por uma fonte de radiofrequência. O campo magnético do síncrotron deve variar em sincronia com o aumento da velocidade e do momento das partículas para mantê-las

na órbita, ao mesmo tempo a frequência do campo elétrico também deve variar para que esteja sempre em fase com as partículas nos diferentes estágios de aceleração.

A vantagem desse tipo de acelerador está no fato que as partículas estão restringidas a movimentar-se em um círculo de raio constante, permitindo assim o uso de uma configuração de magnetos em forma de anel. Os campos são criados por magnetos individuais na região da órbita circular em que as partículas são aceleradas, em contraste com outros tipos de aceleradores que precisam de pólos massivos para fornecer o campo magnético dentro da órbita circular do feixe (cyclotron).

4.1.1 Movimento longitudinal

A aceleração das partículas é feita nas cavidades *rf*, onde elas recebem uma diferença de potencial diferente a cada volta. Em cada revolução, a ddp na cavidade deve ser incrementada por uma quantidade

$$V = V_0 \sin \theta_s \quad (4.1)$$

onde V_0 é a amplitude inicial e θ_s é a *fase síncrona*, a qual é controlada por um servo mecanismo que compara a fase da voltagem na cavidade *rf* com a passagem das partículas por dentro dela.

Dentro da máquina, uma partícula circula ao redor do anel a uma frequência

$$f = \frac{\beta c}{2\pi R} \quad (4.2)$$

onde $2\pi R$ é a circunferência do anel, e βc é a velocidade da partícula.

As *partículas síncronas* são definidas como aquelas partículas que chegam em sincronia com o retardo da fase θ_s . Para que isto aconteça, a frequência da cavidade rf , f_a , deve ser um número inteiro múltiplo de f , ou seja:

$$f_a = h f \quad (4.3)$$

onde h é conhecido como o *número harmônico*.

Num síncrotron este número é muito grande e representa os lugares da circunferência onde a partícula pode estar localizada tal que chegue em sincronia com o campo elétrico das cavidades. Os segmentos da circunferência centrados nestes pontos (representados por h) são chamados de *buckets*, e os grupos de partículas dentro desses *buckets* são chamados de *bunches*. Nem todos os *buckets* precisam ser preenchidos com partículas, porém todas as partículas que caem dentro do *bucket* no momento da injeção são aceitas para a aceleração.

4.1.2 Movimento transversal

Uma vez dentro do anel, as partículas são centradas na sua órbita ideal, mas em qualquer instante elas podem ser deslocadas horizontalmente ou verticalmente da posição ideal. As coordenadas x e y representam as desvios nesses planos respectivamente.

As partículas iriam deixar a tubulação de vácuo se não existisse um campo restaurador empurrando-as para o centro do feixe, essa força restauradora vai fazer com que elas oscilem em torno da órbita ideal, com uma envoltória descrita por uma função conhecida como função $\beta(s)$. Esta é a chamada *oscilação betatron*, e tem que ficar claro que ela não descreve a trajetória das partículas e sim uma *envoltória* que limita as oscilações transversais ao redor da órbita ideal. O desenho dos campos de restauração determina as excursions do feixe no plano transversal, assim como o tamanho das seções transversais dos magnetos. A forma do campo é tal que ele é zero no eixo de aparelho, mas sua força se incrementa linearmente com a distância do eixo.

O feixe de partículas é influenciado de maneira análoga à focalização dos raios de luz feitas pelas lentes na óptica. Assim as partículas podem mudar de direção e serem trazidas a um ponto em particular, focalizando o feixe nesse ponto.

A focalização se obtém introduzindo um gradiente de campo transversal descrito pela equação : [21]

$$\frac{\partial B}{\partial r} = -n \frac{B_0}{r_0} \quad (4.4)$$

onde n é o índice do campo, B_0 e r_0 são a densidade de fluxo e o radio de curvatura na órbita de equilibrio respectivamente.

Um eletromagneto que focaliza o feixe de partículas na direção vertical se denomi-

na *magneto D*, enquanto que outro que focaliza na direção horizontal se denomina *magneto F*.

Nos aceleradores atuais o anel é formado por magnetos *F* e *D* colocados alternadamente, tal que, o efeito total seja a focalização nas duas direções. Desse modo se forma a chamada *rede magnética* que se repete ao redor do anel periodicamente. Numa máquina de função separada a focalização e a deflexão do feixe estão separadas, a deflexão é feita pelos dipólos e a focalização é feita pelos quadrupólos, contariamente a uma máquina de função combinada, onde a focalização transversal é feita pelos mesmos magnetos que fazem girar as partículas ao redor do anel [21].

Além dos principais magnetos defletores e focalizadores existem outros elementos corretores dos campos magnéticos tais como os sextupolos e octupolos, que normalmente são instalados nas seções retas do anel para um ajuste mais fino.

4.1.3 Equações de movimento

As equações de movimento para as partículas dentro de um campo magnético nos planos vertical e horizontal estão descritas pelas equações de Hill: [22]

$$\begin{aligned}
 y'' + k(s) y &= 0 \\
 x'' + \left| \frac{1}{\rho(s)^2} - k(s) \right| x &= 0
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

Para o plano vertical se tem uma equação linear com coeficientes periódicos $k(s)$, que determina a variação da focalização ao redor do anel. No plano horizontal aparece um termo adicional na focalização devido a curvatura da órbita, assim como um sinal negativo em $k(s)$ indicando que o quadrupólo focaliza no plano horizontal e desfocaliza no plano vertical. As equações (4.5) lembram à equação do movimento harmônico simples, mas com uma constante restauradora $k(s)$, a qual é periódica na escala de uma volta do anel.

A solução da equação de Hill é a do movimento harmônico simples

$$x = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos[\phi(s) + \lambda] \quad (4.6)$$

onde x é a coordenada transversa geral (x ou y) e ϵ é a *emitância* do feixe, conceito definido a seguir. A envoltória do movimento das partículas do feixe (com uma fase inicial aleatória λ) é a função :

$$\sqrt{\epsilon\beta(s)} \quad (4.7)$$

A oscilação das partículas individuais dentro desta envoltória é dada pelo termo $\cos \phi(s) + \lambda$.

4.1.4 Descrição matricial

Qualquer equação diferencial linear, como as equações de Hill, possui soluções que podem descrever a trajetória desde um ponto s_0 a outro s_1 por matrizes de 2×2 ,

chamadas de *matrizes de transporte*:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} y(s_1) \\ y'(s_1) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y(s_0) \\ y'(s_0) \end{pmatrix} = T_{01}^Y \begin{pmatrix} y(s_0) \\ y'(s_0) \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} x(s_1) \\ x'(s_1) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(s_0) \\ x'(s_0) \end{pmatrix} = T_{01}^X \begin{pmatrix} x(s_0) \\ x'(s_0) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Cada um dos elementos magnéticos da rede, sejam eles quadropólos, dipólos ou simplesmente a tubulação do vácuo sem campo magnético (chamado de *drift length*), possuem suas próprias matrizes características que descrevem as transformações das coordenadas das trajetórias das partículas quando elas atravessam cada elemento. Assim, é possível construir a trajetória das partículas formando-se o produto matricial de cada elemento da rede por onde elas atravessaram. Portanto, as matrizes de transporte podem ser consideradas como as constituintes fundamentais que permitem construir a rede magnética por completo.

Se chamamos de T_1, T_2, \dots, T_n às matrizes individuais dos elementos sucessivos, então a matriz de transporte total T será simplesmente o produto das matrizes de transporte de cada elemento individual:

$$T = T_n \dots T_2 T_1 \quad (4.9)$$

As matrizes para cada plano em (4.8) podem ser incorporadas em uma única matriz de dimensão 6×6 , junto com as componentes longitudinais do feixe. Para o caso em que não exista acoplamento entre os planos x e y , a matriz de transporte

será descrita por:

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ x'(t) \\ y(t) \\ y'(t) \\ z(t) \\ z'(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ T_{21} & T_{22} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T_{33} & T_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T_{43} & T_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \\ z_0 \\ z'_0 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Se existissem elementos dinâmicos (como cavidades *rf*, ou separadores de radio frequência) na seção do anel considerado, então o tempo e a posição longitudinal vão afetar às outras coordenadas, e portanto, a última fila e a quinta coluna devem ser preenchidas [23].

4.1.5 Emitância

A emitância é um conceito que descreve a densidade transversal ou longitudinal do feixe, se o feixe estiver agrupado compactadamente então se diz que a emitância é baixa, e contrariamente, se as partículas do *bunch* estiverem dispersas, então a emitância é alta. O ideal é ter um feixe com a mais baixa emitância possível, para que as partículas não estejam muito separadas entre si.

No espaço de fase, um feixe de partículas pode ser representado como uma nuvem de pontos encerradas dentro de um contorno fechado, normalmente uma elipse. Isto

se vê ao escrever a solução da equação de Hill (4.6) como

$$x(s) = A\sqrt{\beta(s)} \cos[\phi(s) + \lambda] \quad (4.11)$$

para depois formar combinações a fim de eliminar as funções trigonométricas:

$$\alpha(s)x(s) + \beta(s)x'(s) = -A\sqrt{\beta(s)} \sin[\phi(s) + \lambda] \quad (4.12)$$

elevando-se ao quadrado e somando, chega-se ao chamado *Invariante de Courant-Snyder*:

$$A^2 = \gamma(s)x(s)^2 + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'(s)^2 \quad (4.13)$$

esta equação representa a área da elipse que é proporcional à emitância do feixe e é expressa em unidades de π .mm.miliradians.

A emitância é conservada não importando que operação façam os magnetos sobre o feixe, ora focalizando, ora mudando a trajetória das partículas. Isto é consequência da conservação do momento estabelecido pelo teorema de Liouville, e com certas exceções -como a emissão de síncrotron ou problemas de cargas espaciais- pode-se confiar que a sessão transversal do feixe irá -se deformar ao longo do acelerador sempre com a área constante como se mostra na figura 4.1.

O teorema de Liouville pode ser aplicado não só para um feixe circulando a uma energia constante, mas também para um feixe durante o processo de aceleração. Em geral o teorema estabelece:

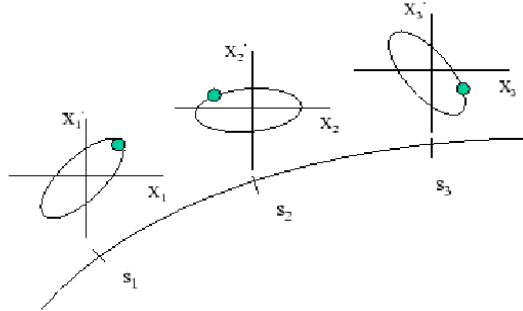


Figura 4.1: Elipses no espaço de fase ao longo de uma trajetória determinada. Cada vez que a partícula atravessa uma posição específico do anel, ela ocupa a mesma posição na elipse na volta seguinte.

$$\int pdq = \text{constante} = mc\beta\gamma \int x' dx = mc\beta\gamma\epsilon = p\epsilon \quad (4.14)$$

onde p é o momento da partícula, e ϵ é a emitância a uma dada energia. O termo $\beta\gamma\epsilon$ é definido como a emitância invariante, que é conservada desde o início da aceleração até centenas de GeV.

Frequentemente se fala da emitância para uma distribuição de partículas em termos do tamanho transversal dado pelo *rms* da distribuição Gaussiana, cuja coordenada transversal x é descrita pela função de densidade:

$$n(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-x^2/2\sigma^2} dx \quad (4.15)$$

Deseja-se calcular a área ocupada por esta distribuição no espaço de fase. Tem-se então que escolher uma nova coordenada onde a distribuição seja também Gaussiana

com desvio padrão σ . No espaço de fase bidimensional escolhido $x = (\alpha x + \beta x')$, a distribuição das partículas é descrita por:

$$n(x, \alpha x + \beta x') dx d(\alpha x + \beta x') = \frac{1}{2\pi\sigma} e^{-[x^2 + (\alpha x + \beta x')]/(2\sigma)^2} dx (\alpha x + \beta x') \quad (4.16)$$

convertendo-se para coordenadas polares tem-se:

$$n(r, \theta) r dr d\theta = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-r^2/2\sigma^2} r dr d\theta \quad (4.17)$$

onde r é a coordenada radial. Definindo uma área de raio a , onde uma fração F das partículas estejam contidas, então:

$$F = \int_0^{2\pi} \int_0^a n r dr d\theta = \int_0^a e^{-r^2/2\sigma^2} \frac{r dr}{\sigma^2} \quad (4.18)$$

resolvendo-se para a , obtem-se a área ocupada pelas partículas no espaço de fase:

$$a^2 = -2\sigma^2 \ln(1 - F) \quad (4.19)$$

Multiplicando-se a equação eq.(5.1) por a função β , da a área da elipse no espaço de fase que pode-se comparar a área descrita por a^2 :

$$\pi a^2 = \beta\epsilon = -2\pi\sigma^2 \ln(1 - F) \quad (4.20)$$

daqui se pode obter o valor de σ que descreve o tamanho transversal do feixe

$$\sigma^2 = -\frac{\beta\epsilon}{2\pi \ln(1 - F)} \quad (4.21)$$

Esta grandeza é de suma importância para os *Roman Pots* porque indica a distância até onde os detetores podem ser introduzidos sem perturbar ao feixe. Em princípio, uma posição de 8σ é suficientemente afastada do núcleo do feixe para não se interferir com ele. Portanto essa posição é usada como referência para as simulações teóricas. Na prática essa distância será usada como a posição ideal até onde se tentará introduzir os detetores de fibras, se as condições do feixe permitirem.

4.2 O Acelerador do Fermilab

4.2.1 Descrição dos aceleradores

O conjunto de aceleradores utilizado no Fermilab para o Run II se mostra na figura 4.2. O processo total da aceleração consiste de muitas etapas, mas que podem-se separar em oito componentes básicos:

- O pré-acelerador Cockroft-Walton
- O acelerador linear Linac
- O síncrotron Booster
- O Main Injector
- A produção de antiprótons: produção e extração
- O acumulador

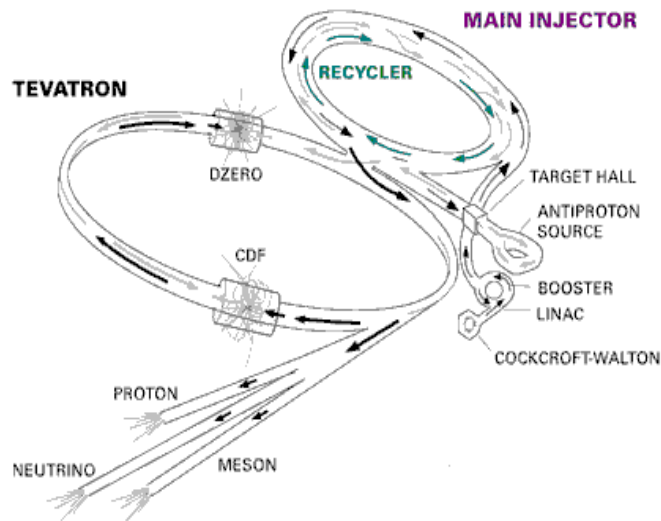


Figura 4.2: Conjunto de aceleradores do laboratório Fermilab.

- O reciclador
- O Tevatron

A aceleração começa com a criação de íons negativos a partir de uma garrafa de gás de hidrogênio, de onde os íons H^- são extraídos com uma energia cinética de 18 keV , para depois serem acelerados por um acelerador tipo Crockett-Walton até uma energia de 750 keV . Os íons H^- depois são injetados no *Linac* que os acelera até 400 MeV . Os elétrons são extraídos dos íons no *Booster*, que é um síncrotron de 151 m de diâmetro composto por 96 magnetos, que aceleram os prótons até 8 GeV

para serem transferidos ao *Main Injector*. O *Main Injector* é um acelerador de 3.2 km de circunferência construído especialmente para o Run II, em substituição do *Main Ring*. A função do *Main Injector* consiste primeiro em unir os *bunches* de prótons entregues pelo *Booster* em um simples *bunch* de intensidade 5×10^{12} prótons aproximadamente, para depois acelerar-os desde 8 GeV até 150 GeV, quando finalmente são injetados no Tevatron.

O *Main Injector* também pode operar nos modos de produção de antiprótons, de alvo fixo no *Main Injector* para o experimento NUMI, e de alvo fixo no Tevatron [24]. Para produzir os antiprótons, o *Main Injector* extrai *bunches* de prótons a 120 GeV, fazendo-os colidir sobre um alvo de cobre/níquel, e como resultado da colisão, antiprótons são produzidos a uma taxa aproximada de 1.47 Hz e coletados no *debuncher*. O *debuncher* é o primeiro dos dois anéis de armazenamento de antiprótons. Neles os \bar{p} são forçados a circular em um estreito espaço de fase, matando-os com a mínima dispersão possível.

Finalmente o Main Injector envia os prótons e antiprótons para o Tevatron, onde cada feixe é acelerado até a energia de 1 TeV. Depois de estabilizados, os feixes são levados a colidir nos pontos de interação DØ e CDF.

4.2.2 O Tevatron

O Tevatron é um síncrotron circular de 2 km de diâmetro, sendo composto por 216 quadrupólos e 774 dipólos que trabalham a uma temperatura nominal de 3.6 K . Os dipólos medem aproximadamente 7 m e pesam 9.1 t , enquanto que os quadrupólos possuem um comprimento de 2.1 m e um peso de 2.8 t .

A configuração magnética do Tevatron consiste em seis setores idênticos chamados de *superperíodos*, cada um dos quais possuem uma longitude de 1047 m , e ocupa um ângulo de 60° .

A estrutura magnética de um superperíodo consiste em:

$$2C, F, S, 2B, D, 4B, 12C \quad (4.22)$$

onde $C = F, 4B, D, 4B$ é a rede focalizadora e desfocalizadora padrão. S é a seção no separador eletrostático de 12.5 m (ou *warm straight section*), onde não existem magnetos. Os elementos B são os magnetos dipólos (*Bending magnets*), F e D são os quadrupólos focalizadores e desfocalizadores respectivamente.

4.2.3 Timing

Na figura 4.3 se mostra o esquema do timing do Tevatron para o Run II. Ele opera a uma frequência de 53 MHz , de modo que os prótons são injectados nos *buckets* a cada 19 ns . Existem 1113 *buckets* ao redor do Tevatron, portanto cada próton

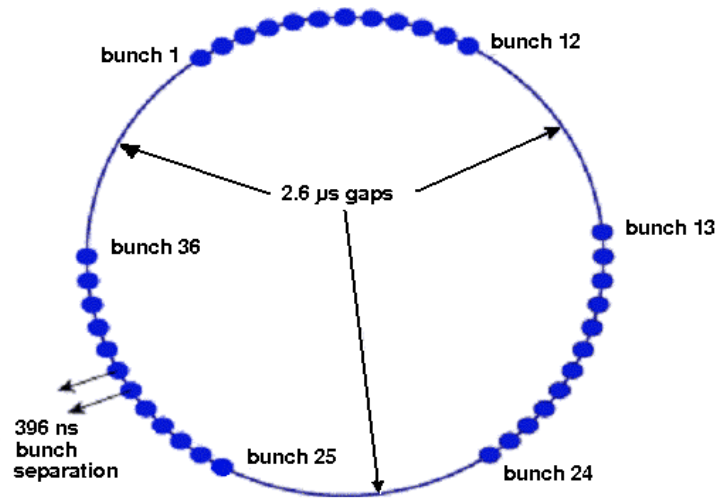


Figura 4.3: Esquema da distribuição temporal do feixe de prótons e antiprótons.

demora $1113 \times 18.87 \text{ ns} = 21 \mu\text{s}$ em dar uma volta ao anel.

Os feixes estão compostos por 36 *bunches* de prótons e 36 *bunches* de antiprótons, divididos em três trens de 12 *bunches* cada (chamado de *superbunches*). Dentro de cada *superbunch*, os *bunches* estão separados por 396 ns ou 21 *buckets*. Os trens estão separados um do outro por 2.6 μs ou 140 *buckets*.

4.2.4 A rede magnética perto do DØ

A rede magnética do Tevatron para o Run II é similar à utilizada no Run I [24], mas para a inserção dos Roman Pots foram necessárias modificações na rede perto do detetor DØ. As modificações consistiram em [25]:

i) mover os quadrupólos de inserção (*Low Beta Quads*) em 32 polegadas mais perto do ponto de interação DØ.

ii) mover os separadores em 16 polegadas mais perto do ponto de interação DØ, o que acarretou uma extensão, em ambas partes, do desvio da tubulação criogênica que circunda o separador.

Na figura 4.4 se motra as posições dos castelos do FPD e dos quadrupólos focalizadores (QF) e desfocalizadores (QD) depois das modificações na rede nas imediações do DØ, assim como seus efeitos sobre distribuições das envoltórias do feixe nas direções verticais e horizontais a uma distância de 8σ , [26].

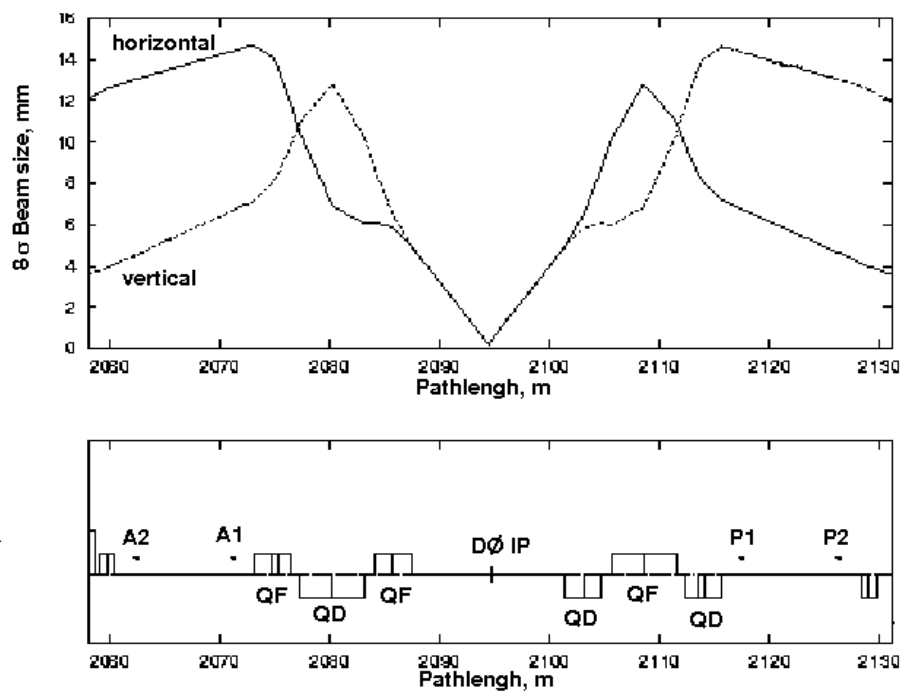


Figura 4.4: Variação do tamanho vertical e horizontal do feixe para uma distância de 8σ nas proximidades do detector DØ.

Capítulo 5

O detector DØ e os detectores de prótons frontais FPD

Neste capítulo se dá uma visão geral do detetor de colisões DØ, assim como as componentes do sistema de detecção de prótons espalhados a baixos ângulos FPD (*Forward Proton Detector*) instalados no túnel do Tevatron.

5.1 O detector DØ

5.1.1 Sistema de coordenadas

O detector DØ é um detector desenhado e construído para detectar partículas originadas em interações $p\bar{p}$ no Tevatron [27]. No sistema de coordenadas do DØ, o eixo z está definido como a direção de propagação do próton, o eixo y está orientado verticalmente para cima, e o eixo x está definido pela regra da mão direita. A distância radial no plano transversal está definida por $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. O ângulo azimutal ϕ

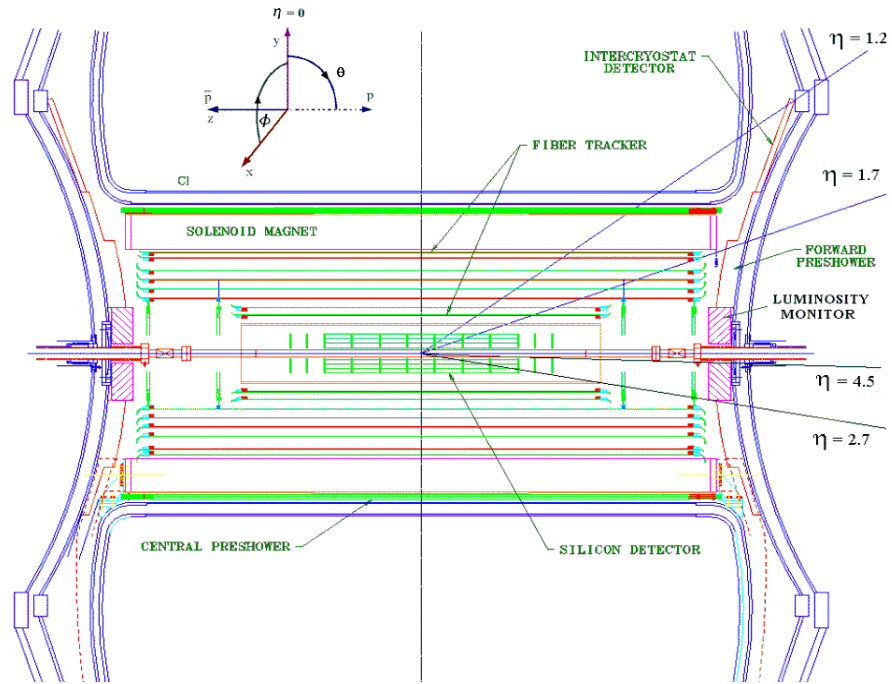


Figura 5.1: Vista do detector DØ juntamente com o sistema de coordenadas usado para descreve-lo. O valor máximo de η coberto é de 4.5.

se mede em relação ao eixo x no plano transversal ao feixe, e o ângulo polar θ se mede em relação ao eixo z .

Em lugar θ , costuma-se utilizar a *pseudorapidez* definida por:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (5.1)$$

A figura 5.1 mostra o sistema de coordenadas usado, assim como os valores de η cobertos por diversos subdetectores do DØ.

O detector DØ foi modificado durante o recesso para o melhoramento do ace-

lerador (*upgrade* 1997-2001), adicionando-se novos subdetectores e melhorando os sistemas anteriores, para poder satisfazer as necessidades impostas pelo Tevatron durante o Run II.

A seguir, apresenta-se uma breve descrição dos subsistemas depois das modificações feitas para o Run II do Tevatron. Uma descrição mais completa de cada um dos subdetectores pode ser encontrada na documentação oficial do DØ [28].

- SMT *Silicon Microstrip Tracker*: Desenhado essencialmente para reconstruir os vértices primários e secundários [29], este detector é composto por tiras microscópicas de silício de $50\ \mu\text{m}$, distribuídas em seis tambores de $12.5\ \text{cm}$ de comprimento, intercalados com doze discos tipo F ao longo da região de interação, como mostra a figura 5.2. Cada tambor contém 4 camadas de detectores. Nos 4 tambores internos, a primeira e a terceira camada são constituídas por detectores com tiras axiais e ortogonais à z , com passos de $50\ \mu\text{m}$ e $153.5\ \mu\text{m}$ respectivamente. Os dois tambores externos estão constituídos por detectores de um único lado com tiras axiais nas camadas 1 e 3 respectivamente. Em todos os 6 tambores, as camadas 2 e 4 estão formadas por detectores de silício, distribuídos em tiras axiais, e tiras a 2° estéreo, com passos de $50\ \mu\text{m}$ e $62.5\ \mu\text{m}$ respectivamente.

O discos F consistem em detectores de duas camadas com tiras axiais, e tiras

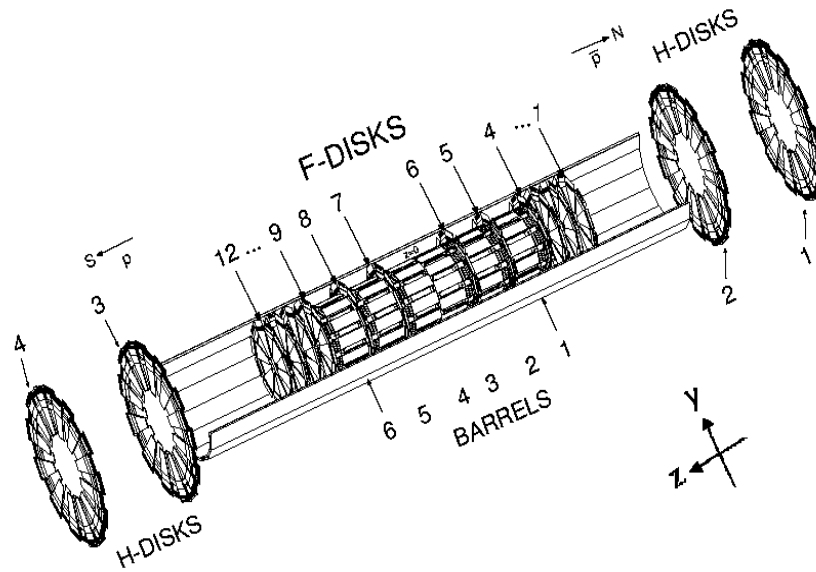


Figura 5.2: Vista tridimensional do detector de silício.

em 15° estéreo, com passos de $50 \mu\text{m}$ e $62.5 \mu\text{m}$ respectivamente.

Também existem quatro discos H, constituídos por dois detectores de único lado encostados um ao outro, com tiras a 7° estéreo com passos de $50 \mu\text{m}$. Os tambores permitem medir partículas com baixos valores de η , enquanto que os discos medem as partículas espalhadas a altos valores de η . No total o sistema cobre a região espacial de $|\eta| < 3$, e possui uma resolução transversal a direção do feixe de $30 \mu\text{m}$ para os vértices primários e $40 \mu\text{m}$ para os vértices secundários.

- CFT *Central Fiber Tracker*: Imediatamente ao redor do SMT estão localizadas

as fibras cintilantes que compõem o detector central de traços. Essencialmente este detector serve para complementar o SMT na reconstrução das trajetórias das partículas emergentes da colisão, e também para determinar o momento transversal destas. Os dois subdetectores, SMT e CFT estão localizados dentro de um campo magnético central de 2 Tesla criado por um magneto solenoidal supercondutor de 2.8 m de comprimento e 1.4 m de diâmetro. As 76.800 fibras que compõem o CFT estão suportadas por oito cilindros concêntricos (cujos comprimentos variam entre 1.7 m e 2.5 m), e ocupam posições radiais de 20 a 50 cm, o que permitem cobrir a região de $|\eta| < 1.7$. Em média, as fibras tem um diâmetro de 835 μm e comprimentos que podem variar de 166 a 252 cm de acordo com sua posição. Numa extremidade estão coladas, através de um conector óptico, à fibras claras (*clear fibers*), que levam a informação aos detectores fotomultiplicadores de estado sólido tipo VLPC (Visible Light Photon Counter). Os VLPC operam a temperaturas entre 6 e 15 graus Kelvin, e estão instalados na base do detector central em módulos (*cassettes*), que em sua parte superior contém os chips SVX-II que digitalizam os sinais e os enviam para o *trigger* nível 1.

- CPS *Central Preshower*: O subdetector de *Preshower* está constituído por três camadas de tiras cintilantes em forma triangular, que preenchem uma cavidade

cilíndrica de 51 mm entre o solenoide supercondutor e o calorímetro central. Os fótons emitidos pelas tiras cintilantes são recolhidos e transportados até os VLPC por fibras tipo *WLS* (*Wavelength Shift*). A partir desse instante, a leitura dos dados é feita da mesma forma que para o CFT. Este detector é usado como um elemento do calorímetro participando da medição da energia das partículas que atravessam o solenoide e penetram no calorímetro. Também pode ser usado como detector de traços ao medir os valores de η , ϕ e z , adicionando informação para obter uma reconstrução mais precisa dos traços. O intervalo em pseudorapidez coberto pelo CPS é de $|\eta| < 1.32$ [31].

- *FPS Forward Preshower*: Similarmente ao CPS, o FPS emprega a mesmo conceito de tiras cintilantes, mudando só a geometria do detector (devido a sua posição, e ao número de camadas com que está formado o sistema). A leitura dos dados é feita da mesma maneira que para o CPS e o CFT. O intervalo em η coberto por este detector é de $1.5 < |\eta| < 2.5$.
- *Os Calorímetros*: O calorímetro do DØ é um sistema hermético que envolve totalmente a tubulação do feixe em ϕ . Ele está dividido em três subdetectores: um calorímetro central CC (*central calorimeter*), que abarca a região $|\eta| < 1.2$, e dois frontais EC (*front end calorimeters*) que cobrem a região de $1.3 < |\eta| <$

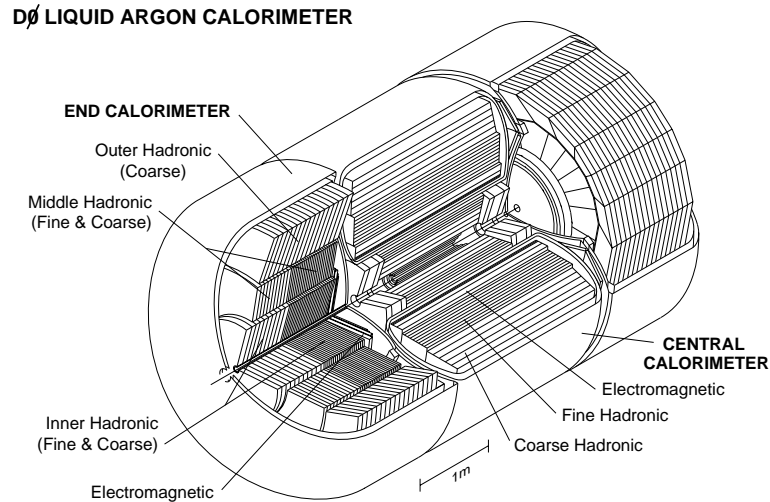


Figura 5.3: Vista dos calorímetros central e frontal com seus subsistemas.

4.2. Cada calorímetro está subdividido em três seções: o eletromagnético (EM), a seção hadrônica fina (FH) e a seção hadrônica grossa (CH). Como mostra a figura 5.3, eles estão segmentados transversalmente em torres de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, exceto na terceira camada do EM, onde a segmentação é de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$, especialmente para detectar o máximo número possível de partículas vindas dos chuveiros eletromagnéticos.

- *ICD Inter Cryostat Detector*: As partículas geradas na região $1.1 < |\eta| < 1.4$ vão atravessar as estruturas que suportam o calorímetro sem depositar energia. A fim de detectar as partículas nesta área foram instalados detectores

de ICD em cada parede do criostáto frontal (*end cryostat*) [32]. Cada detector é composto por 16 painéis cintiladores em forma de cunha trapezoidal que abarcam 22° em ϕ . Os dados coletados pelos detectores são enviados através de fibras claras a tubos fotomultiplicadores localizados na parte traseira dos calorímetros frontais.

- Detectores de muons: O sistema de múons possui três subsistemas: câmaras de arrasto proporcional (ou PDTs - *Proportional Drift Tubes*), câmaras de arrasto proporcional em miniatura (MDTs - *Mini Drift Tubes*), e detectores cintiladores. Um magneto toroidal e uma proteção especial (*shielding*) completam o sistema como mostra a figura 5.4. O sistema de múons está subdividido em três regiões magnetizadas, descritas a seguir. Cada uma destas regiões possuindo três camadas (*Layers*) de detectores A , B e C , conforme a figura 5.4.

1) Região central: Composta por um magneto central toroidal (CF), com campo magnético de $2T$, e 94 PDTs com uma cobertura em $|\eta| < 1$. A camada A está localizada entre o criostáto do calorímetro central, e separada das camadas B e C pelo CF. Três camadas de cintiladores, situados tanto no topo como no fundo do detector, são usadas para rejeitar raios cósmicos, além disso, entre a camada A e o calorímetro existem os chamados detectores

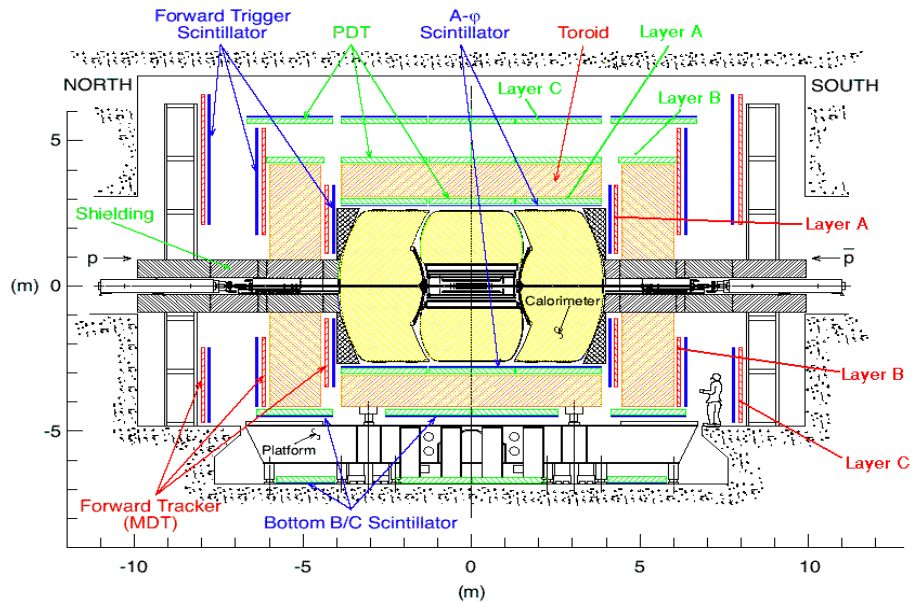


Figura 5.4: Vista do sistema de detecção de múons.

$A\phi$. Estes detectores cintiladores têm uma segmentação em ϕ de 4.5° e são usados para selecionar eventos (*triggering*), rejeitar partículas que chegam fora de tempo, e para a identificação de múons de baixo p_T .

2) Regiões frontais: Compostas por dois magnetos toroidais (EF) e por 6080 MDTs (distribuído nas três camadas), que cobrem a região $1.0 < |\eta| < 2.0$. A camada A está localizada a frente do toróide frontal e as camadas B e C por trás deste. Também existe um sistema de cintiladores na direção frontal, com a mesma cobertura em η , que serve para fazer a reconstrução dos eventos e também como *trigger*. A segmentação de 4.5° em ϕ coincide com a do CFT,

e a segmentação em η é de 0.1.

Depois de atravessar a camada A , o campo magnético azimutal gerado pelo toróide deflete os múons no plano $r - z$, fazendo com que suas trajetórias e momentos possam ser medidos através da comparação dos traços registrados nas camadas B e C . A resolução em momento é melhorada ao fazer um ajuste global da trajetória usando informações do calorímetro, do CFT e do CPS.

A fim de evitar a radiação proveniente da linha do feixe, para o Run II foram construídas duas proteções em cada extremo do detector como mostra a figura 5.4. Elas são compostas de 20 polegadas de ferro, 6 polegadas de polietileno e 2 polegadas de chumbo [33].

5.1.2 O Monitor de Luminosidade

A finalidade principal do monitor de luminosidade é a determinação precisa da luminosidade no ponto de interação. Ele também serve para diagnosticar o desempenho do acelerador, identificar as interações múltiplas que acontecem em cada cruzamento do feixe, e também para fornecer informações sobre eventos a grandes valores de η necessários para selecionar eventos difrativos [34].

Para o Run II, o monitor de luminosidade consiste de uma série de 24 cintiladores em forma de cunha dispostos simetricamente ao redor do tubo do feixe como mostra

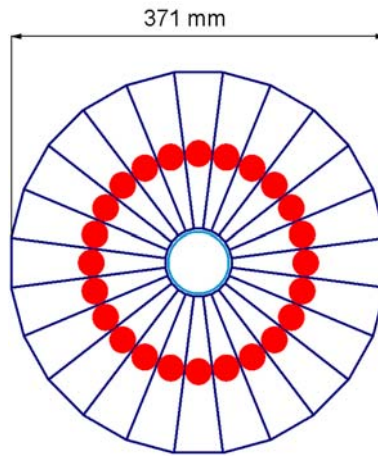


Figura 5.5: Disposição dos detectores que compõem o monitor de luminosidade. Os círculos escuros representam os tubos fotomultiplicadores inseridos nos cintiladores.

a figura 5.5. Os sinais gerados nos blocos do cintilador são recolhidos por 24 tubos fotomultiplicadores Hamamatsu de 1 polegada de diâmetro, que estão inseridos no meio das cunhas cintiladoras. Esta disposição, pouco ortodoxa, foi necessária devido à falta de espaço e também ao requerimento dos eixos dos tubos terem de estar alinhados ao campo magnético do solenóide.

Na figura 5.1 pode-se observar a posição dos monitores de luminosidade dentro do detector $DØ$. Eles estão montados em cada parede do criostato final (*endcap cryostat*) e cobrem a região em pseudorapidez de $2.7 < |\eta| < 4.5$.

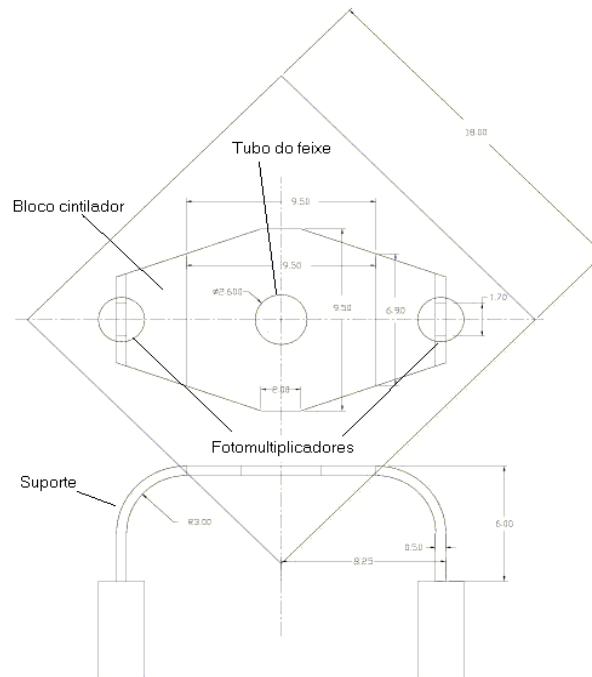


Figura 5.6: Desenho dos contadores de veto instalados na sala de colisão do DØ, a cada lado do detector.

5.1.3 Os contadores de Veto

A fim de ajudar ao monitor de luminosidade na seleção de eventos a baixos ângulos, foram instalados blocos de material cintilador imediatamente ao redor do tubo da linha do feixe, como mostra a figura 5.6. Eles estão localizados a $\pm 6 m$ do ponto de interação, entre o detector DØ e os magnetos quadrupólos, e cobrem a região $5.2 < |\eta| < 5.9$.

Os sinais gerados pelos cintiladores são recolhidos por duas fotomultiplicadoras

Philips XP2282 e enviados ao bastidor do FPD (localizado na base do DØ) através de cabos coaxiais RG-58. Durante o período de aquisição de dados entre Janeiro-Maio 2002, os sinais dos contadores de veto foram extendidos até a sala de controle do FPD para serem lidos pelos módulos NIM.

5.2 Os detectores do FPD

Os detectores do FPD (*Forward Proton Detector*) consistem em uma série de detectores de posição móveis, desenhados para medir os prótons e antiprótons espalhados a baixos ângulos. Eles estão contidos em dispositivos especiais chamados de *Roman Pots*, que são os responsáveis de movê-los até uma distância bem próxima ao feixe com uma precisão de $4.5 \mu m$. Os *Roman Pots* são vasos de aço inoxidável que permitem aos detectores de posição operar no mesmo nível de vácuo do acelerador. A cada *run*, eles são inseridos até onde as condições do feixe permitirem, e no final deste, devem ser retirados até sua posição mais afastada (chamada de *home position*).

Os *Roman Pots* estão abrigados em câmaras de aço inoxidável chamados castelos. O sistema do FPD consiste em 18 *Roman Pots* dispostos em 6 castelos, quatro destes castelos estão localizados antes dos magnetos *Low Beta Quad* de cada lado do ponto de interação como mostra a figura 5.7. Cada um desses quatro castelos contém 4

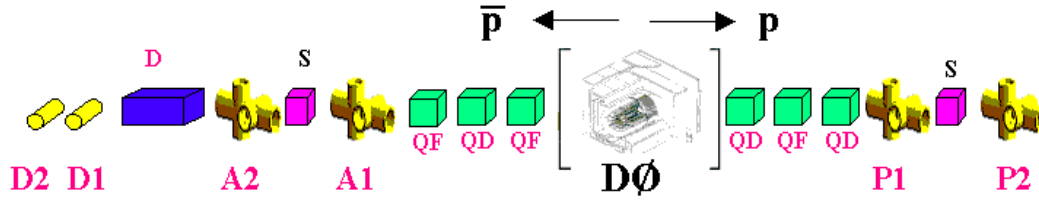


Figura 5.7: Nomes dos castelos que formam o sistema do FPD. Os Q_F e Q_D representam aos quadrupólos *Low Beta Quads* focalizadores e desfocalizadores respectivamente.

Roman Pots dispostos de forma a cobrir a maior área possível ao redor do feixe.

Os castelos D1 e D2 contém um só *Roman Pot* e estão localizados depois do magneto tipo dipólo no lado do antipróton saindo da colisão.

5.2.1 Detectores de posição

Os detectores de posição são constituídos por fibras cintilantes quadradas de 0.8 mm de largura. Elas estão colocadas em grupos de quatro fibras formando uma área de material cintilador de $0.8\text{ mm} \times 3.2\text{ mm}$, por onde os prótons (ou antiprótons) espalhados atravessam o detector, produzindo em média 10 fotoelétrons. Quatro fibras claras levam a informação do mesmo elemento cintilador a um canal do detector fotomultiplicador multiânodo Hamamatsu H6568-MOD de 16 canais (modelo H6568 modificado para o experimento HERA-B, com janela mais fina de 0.8 mm e conectores tipo *sockete*).

Cada detector consiste em 6 camadas de fibras dispostas em três planos: U , V e

X , onde cada plano está composto por duas camadas na mesma direção: $U-U'$, $V-V'$ e $X-X'$. As camadas sem *linha* estão deslocadas $2/3$ da largura de uma fibra com respeito as camadas com *linha*, desta maneira se obtém uma resolução teórica de $80\ \mu\text{m}$ por plano. Os planos U e V estão orientados em $\pm 45^\circ$ com respeito à base horizontal do detector, enquanto que o plano X está orientado a 90° . As camadas U e V contém, cada uma, 20 canais, e a camada X contém 16 canais, onde cada canal corresponde a 4 fibras cintilantes, como mostra a figura 5.8.

As fibras estão montadas em suportes de plásticos correspondendo a um total de 112 canais por detector, cada detector necessita de 7 fotomultiplicadoras multiânodos MAPMT. Entre os planos X e V existe um bloco de cintilador plástico utilizado como parte do *trigger*.

5.2.2 Os castelos do FPD

A figura 5.9 mostra o castelo do FPD. Ele possui quatro braços, cada um dos quais contém um *Roman Pot*, que por sua vez abriga em seu interior um detector de posição. Os castelos são construídos de aço inoxidável 316L que podem ser aquecidos até uma temperatura de 150°C durante o processo de limpeza do castelo (processo conhecido como *degassing*). Cada castelo contém uma bomba iônica ao lado da câmara, o que permite obter um nível de vácuo ultra alto.

A figura 5.10 mostra o *Roman Pot* conectado ao sistema que possibilita seu movi-

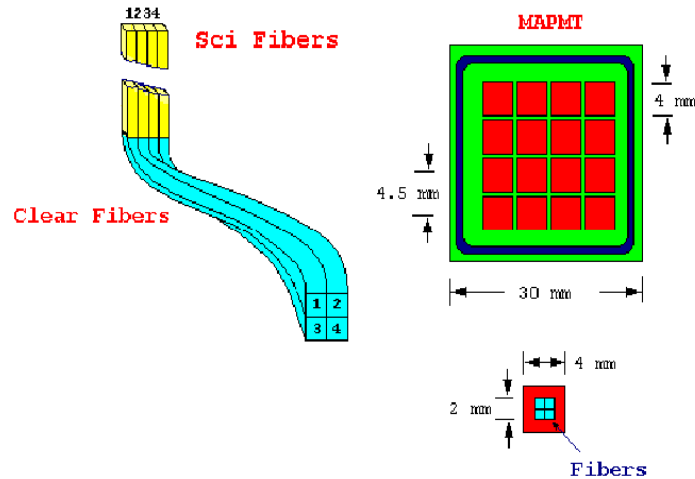


Figura 5.8: Esquema da leitura das quatro fibras cintilantes correspondente a um canal.

mento perpendicular ao feixe. Uma fina lâmina de $150\ \mu m$ de largura separa o detector de posição do vácuo ultra alto do castelo (dentro do *pot*). O sistema é operado por um motor de passos conjuntamente com engrenagens de redução, o que permite mover o *pot* com uma precisão de $5\ \mu m$.

Para assegurar o alinhamento com a tubulação do feixe, e com a posição com relação ao centro da linha do feixe, o castelo está colocado em suportes como mostra a figura 5.11. Este consiste basicamente em uma plataforma nivelada através de três eixos, o que permite ajustar a posição dos castelos em todas as direções num intervalo de $15\ mm$ com uma precisão de até $0.1\ mm$.

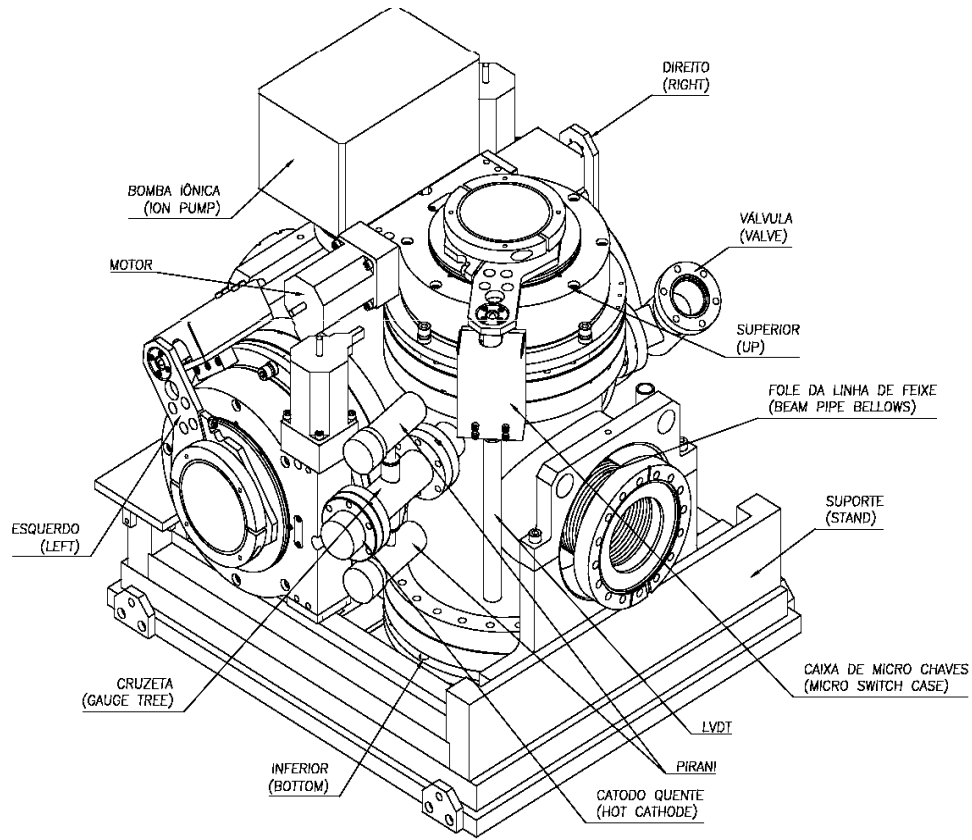


Figura 5.9: Vista do castelo do FPD.

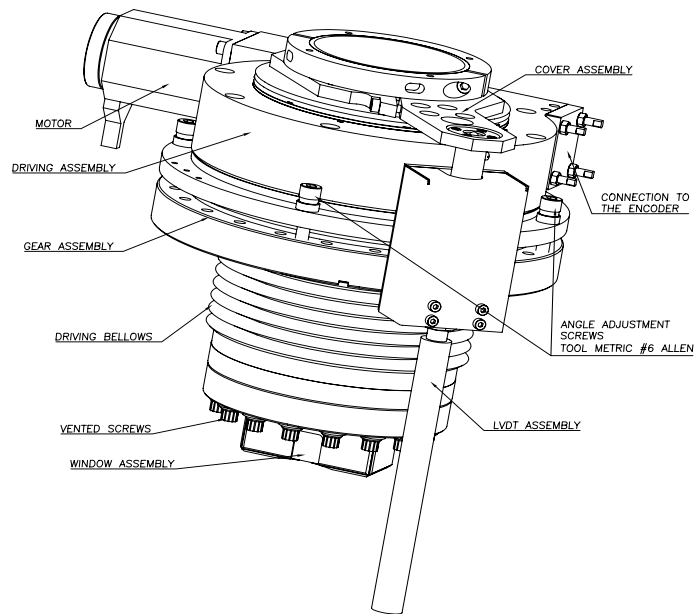


Figura 5.10: Conjunto responsável pela movimentação dos *Roman Pots*.

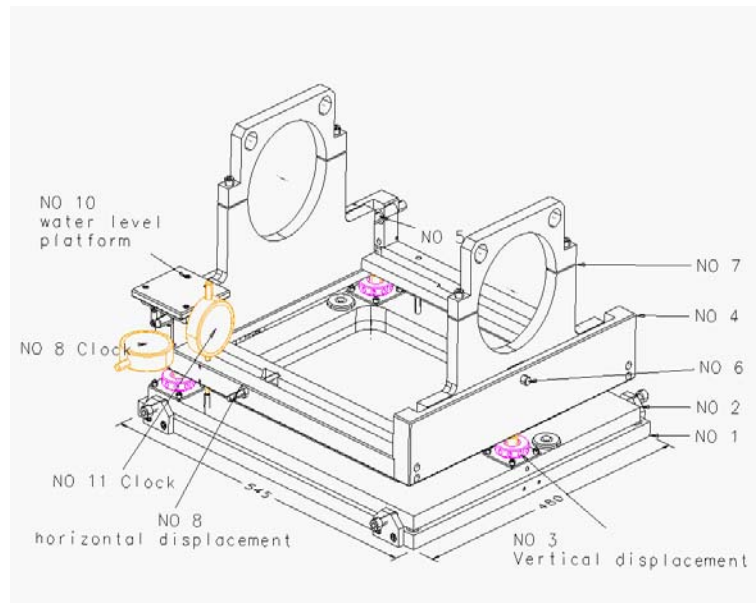


Figura 5.11: Suporte dos castelos usados pelo FPD.

Capítulo 6

Sistema de aquisição de dados

Neste capítulo descrevemos em detalhes o sistema de aquisição de dados usado provisoriamente pelo FPD durante o período de março de 2001 até maio de 2002. Algumas partes importantes do detector central, como o monitor de luminosidade e o *Central Fiber Tracker*, ainda não se encontravam em condições para procedermos à integração do *software* de aquisição do FPD. Nele estão descritos o processamento dos sinais, desde a saída dos detectores até a informação ser armazenada em disco, assim como o filtro empregado na aceitação dos dados.

6.1 Eventos elásticos e a temporização do Tevatron

Para se entender o procedimento da aquisição de dados é preciso distinguir os sinais gerados pelo feixe de prótons dos gerados pelo feixe de antiprótons em cada detector.

Os feixes, tanto do próton como do antipróton, vão passar primeiro pelos castelos

do FPD antes de colidir no centro do DØ, portanto, conhecendo-se o tempo em que os feixes se cruzam no centro do DØ, pode-se conhecer também quando as partículas passaram pelos detectores do FPD em seu caminho ao ponto de colisão. As partículas fora da órbita normal do feixe (denominadas de halo), que estão **chegando** ao ponto de interação e atravessando os detectores do FPD são chamadas de *Early time particles*.

As partículas (tanto prótons como os antiprótons) que estão **saindo** da colisão são chamadas de partículas *In time*, as quais vão chegar aos detectores do FPD em tempos diferentes das *Early time particles*.

O tempo de voo das partículas entre o centro do DØ e os castelos dos quadrupólos são de 77 ns e 103 ns para P1D e P2D respectivamente.

O relógio do DØ informa quando os *bunches* se cruzam no ponto de interação, portanto pode-se usar o primeiro *bucket* do *superbunch* como referência, para se atrasar o relógio em 300 ns com relação a ele, e obter-se assim o tempo em que as partículas *Early* (com respeito ao segundo *bunch*) atravessaram os detectores antes de chegar ao centro do DØ. O valor de 300 ns é devido a que as partículas *Early* vão estar a $103 - 7 = 96\text{ ns}$ do ponto de interação dado pelo cruzamento do segundo *bunch* (7 ns é a largura do sinal do relógio de DØ).

Uma vez determinado o tempo das partículas que chegam à colisão, este vai

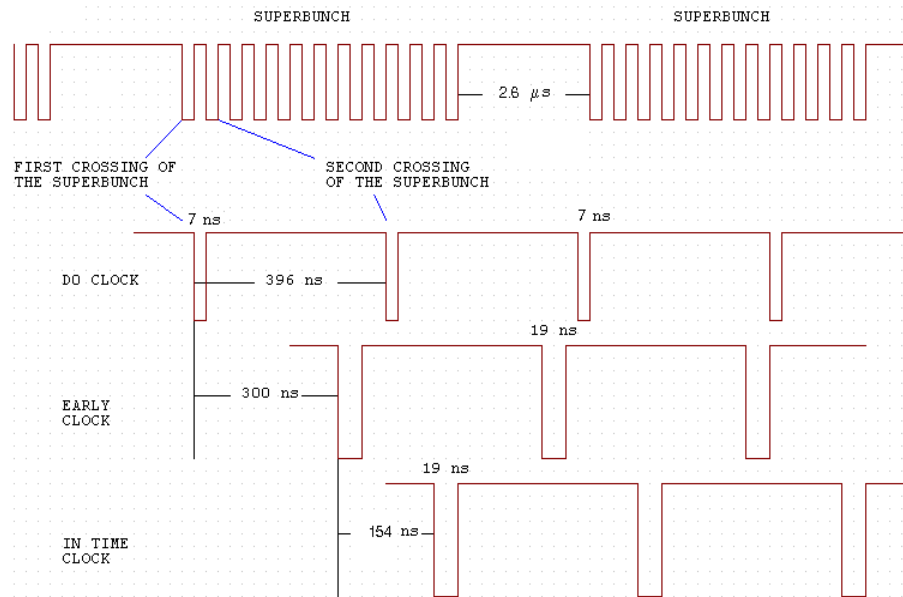


Figura 6.1: Janelas de tempo determinadas com respeito ao relógio do DØ para separar as partículas *Early* das *in time*. O segundo cruzamento do *superbunch* é o primeiro a ser analisado pelo FPD.

servir de referência para se obter o tempo das partículas que saem da colisão, já que estas devem estar separadas em $77 + 77 = 154 \text{ ns}$, como mostra a figura 6.1.

O tempo de 19 ns , durante o qual os sinais enviados pelos detectores são aceitos, é devido ao tempo que um *bucket*, preenchido com partículas, leva para atravessar o detector. Com isto se evita, na medida do possível, que partículas fora do espaço de fase permitido para o feixe, possam contaminar os dados.

Dessa forma, as coincidências das partículas com os relógios *Early* e *In time* vão permitir a construção da lógica do filtro de eventos elásticos. A figura 6.2 mostra um evento elástico típico junto com uma partícula do halo, que vai contaminar os

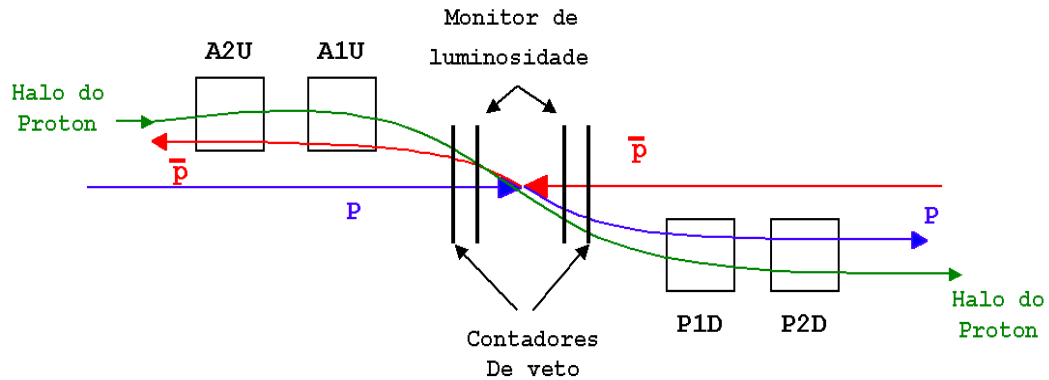


Figura 6.2: Evento elástico e halo do próton associado ao feixe.

dados aceitos se não for rejeitada.

O monitor de luminosidade e os contadores de veto foram descritos no capítulo 4 e formam parte crucial na construção da lógica de filtragem de eventos.

Baseado na figura 6.2, os eventos a serem aceitos são caracterizados pelas coincidências *In time* das partículas espalhadas elasticamente, que estejam em anticoincidência com o termo do veto, termo este que descreve as possíveis contribuições devido à partículas do halo e/ou difrativas. Assim a equação do *trigger* a ser usada é : (*I* significa que as partículas que batem no detector são as *In time*)

$$IP1D \cdot IP2D \cdot IA1U \cdot IA2U \cdot \overline{VETO} \quad (6.1)$$

O termo do veto é dado por qualquer sinal das partículas *Early*, ou por qualquer sinal recebido dos contadores de veto, ou dos monitores de luminosidade do lado

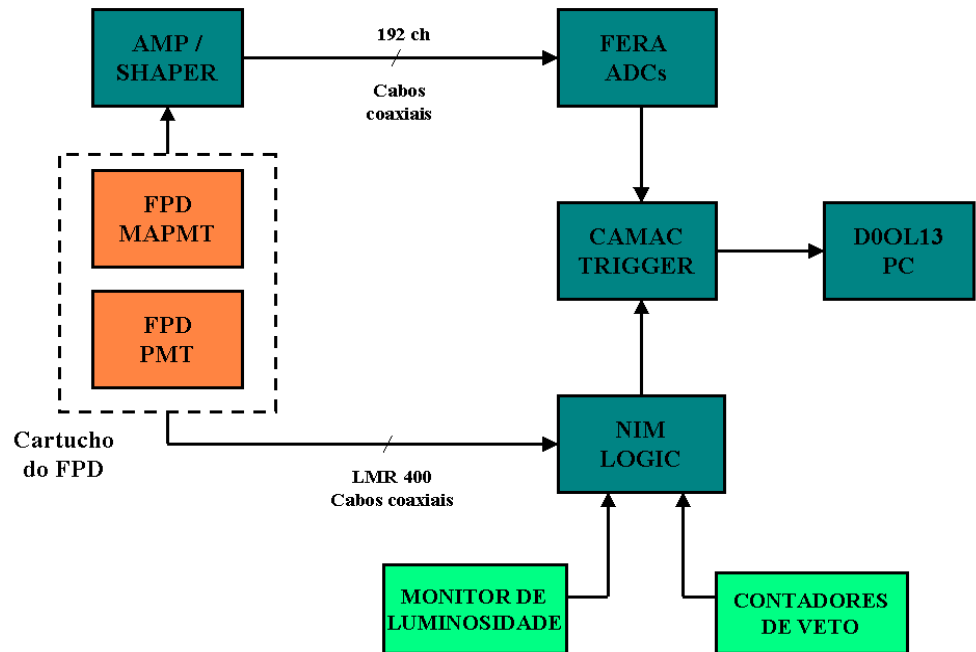


Figura 6.3: Esquema da eletrônica de aquisição de dados.

norte ou sul do ponto de interação. Em termos lógicos a equação do veto se escreve:

$$VETO = EA1U + EA2U + EP1D + EP2D + VCS + VCN + LMS + LMN \quad (6.2)$$

6.2 Aquisição dos dados

A figura 6.3 mostra o esquema do sistema de aquisição de dados usado pelo FPD durante o período Março 2001 - Maio 2002. Ele foi montado para estudar o comportamento dos detectores durante o período de teste do acelerador (ou *engineering run* [41]), e modificado ligeiramente antes do início do Run II do Tevatron.

Os sinais gerados nas 112 fibras cintilantes de cada detector do FPD, são trans-

portadas por fibras claras (*clear fibers*) até as fotomultiplicadoras multianôdos HAMAMATSU H6568 (chamadas de MAPMTs) instaladas dentro dos cartuchos que envolvem os detectores.

Uma vez gerados os pulsos elétricos, estes são amplificados por amplificadores bipolares lineares (*Amplifier shapers* [42]), instalados nos bastidores do FPD dentro do túnel do Tevatron. Através de cabos coaxiais múltiplos (chamados de *flat ribbon cables*), os sinais são enviados à sala de processamento de dados, onde são digitalizados por 14 módulos Conversores Analógico Digital (FERA ADC Le Croy 4300), inseridos num bastidor CAMAC.

Quando a lógica da filtragem de dados (*trigger*) aceita o evento, envia um sinal ao módulo LAM RFD02, que produz dois sinais simultâneos: um sinal de disparo para que o programa de aquisição possa começar a leitura dos módulos CAMAC, e também um sinal de bloqueio (*computer busy*) durante o qual o sistema vai ficar parado até que o computador esteja pronto para receber outro evento.

A leitura dos módulos se realiza quando o controlador SCSI Jorway 73A transfere os sinais digitalizados para o computador Motorola MVME167 (*Power PC*) que serve de interface entre o protocolo CAMAC e o programa de análise de dados em tempo real Histoscope desenvolvido no Fermilab [43].

6.3 O filtro de dados

A ordem para que os dados sejam analisados depende da lógica construída em módulos NIM para filtrar os dados que não sejam elásticos. A arquitetura da lógica está baseada nas informações enviadas pelos cintiladores do *trigger*, instalados junto com as fibras dentro dos pots.

Os sinais gerados pelos cintiladores são coletados dentro dos cartuchos através de fotomultiplicadoras Philips XP2282, e enviados à sala de controle do FPD através de cabos coaxiais LMR400, que são cabos especiais com baixa perda e alta velocidade de propagação do sinal. Os cabos dos detectores localizados antes do separador (ou seja A1 e P1) foram prolongados para esperar os sinais das estações P2 e A2, dessa forma todos os pulsos chegarão ao mesmo tempo nos módulos NIM.

O primeiro módulo a receber os sinais das barras cintiladoras são os discriminadores que selecionam os pulsos de acordo com a amplitude destes. Dos sinais que ultrapassarem o nível do discriminador, só serão aceitos aqueles que estejam em sincronia com os relógios *Early* e *In time*, e, a partir dessas coincidências, pode-se construir os termos da equação (6.1) através dos módulos NIM como se mostra na figura (6.4).

Capítulo 7

Reconstrução das trajetórias

Neste capítulo se descreve brevemente o processo de reconstrução das trajetórias das partículas desde o ponto de interação (ou IP) no centro do detector DØ até alcançar os *Roman Pots*.

7.1 O processo de reconstrução

Para reconstruir a trajetória de cada partícula é preciso conhecer as informações fornecidas pelos detectores que constituem um *espectrômetro*. Estes estão formados por dois detectores localizados no mesmo plano (vertical ou horizontal), e situados no mesmo hemisfério, assim para o plano vertical se tem quatro espectrômetros: *PU*, *PD*, *AU*, e *AD*, e para o plano horizontal, cinco: *PI*, *PO*, *AI*, *AO* e *DI*. Em cada espectrômetro, as fibras cintiladoras localizadas dentro dos detectores indicam as posições x_1 , y_1 e x_2 , y_2 por onde atravessaram as partículas. A partir dessas

medições podem-se obter os parâmetros físicos no ponto de interação, que são o quadri-momento transferido pelo próton, $t = (p_{feixe} - p)^2$, e a fração do momento do Pomeron $\xi = 1 - x_p$ (x_p é definido como a fração do momento perdida pelo próton ou pelo antipróton).

Para tal fim foi feito o programa de reconstrução em linguagem C++ [35], que contém os elementos da rede do Tevatron compreendidos entre o ponto de interação e as posições dos detectores, incluindo os separadores localizados entre os dois detectores de quadrupólos. O código usa um processo iterativo para determinar o valor do parâmetro $\Delta p/p$, que está relacionado com x_p através de $x_p = 1 + \Delta p/p$.

7.2 Propagação através da rede

As trajetórias das partículas podem ser consideradas como uma transformação linear através da rede do Tevatron. Desde o ponto de interação até os *Roman Pots*, os prótons e antiprótons viajam por elementos da rede compostos por regiões livres de campo magnético (*Drift Spaces* L_d), por Quadrupólos (Q_i), e por separadores S_i .

As variáveis cinemáticas do próton ou antipróton são representadas por um vetor de seis componentes

$$X = (x, y, z, x', y', z') \quad (7.1)$$

onde x e y são as coordenadas transversais, z é a coordenada longitudinal ao longo

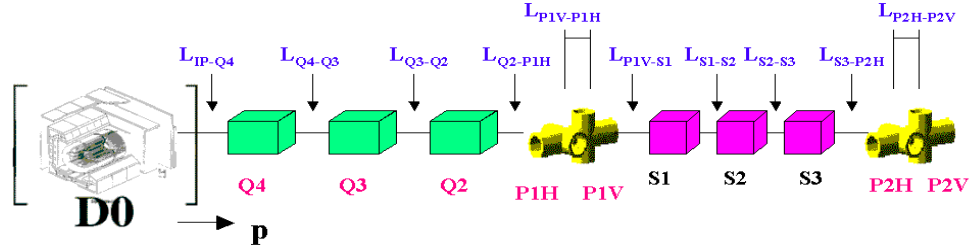


Figura 7.1: Caminho percorrido pelo próton depois da colisão em $D\emptyset$ até alcançar os *Roman Pots*.

do feixe com origem no centro do $D\emptyset$; x' e y' estão definidos como:

$$x' = \frac{p_x}{p_z} \qquad y' = \frac{p_y}{p_z} \qquad (7.2)$$

e z' é a fração do momento transferido:

$$z' = \xi = \frac{\Delta p}{p} \qquad (7.3)$$

A propagação dos prótons que saem do ponto de interação no $D\emptyset$ e atravessam os distintos elementos da rede até o detector do FPD P_2 é descrita por:

$$\begin{aligned} X(P_1) &= L_{P_{1H}-P_{1V}} L_{Q_2-P_{1H}} Q_2 L_{Q_3-Q_2} Q_3 L_{Q_4-Q_3} Q_4 L_{IP-Q_4} X(IP) \\ X(P_2) &= L_{P_{2H}-P_{2V}} L_{S_3-P_{2H}} S_3 L_{S_2-S_3} S_2 L_{S_1-S_2} S_1 L_{P_{1V}-S_1} X(P_1) \end{aligned}$$

Onde as distâncias L_d estão descritas na figura 7.1.

Se a grandeza d representa o comprimento da tubulação de vácuo por onde viajam as partículas até encontrar outro elemento da rede, então os *drift spaces*

podem ser descritos pelas matrizes:

$$L_d X = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & d & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & d & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

As operações dos quadrupólos sobre as partículas estão caracterizadas pela equação matricial:

$$\begin{pmatrix} x_j \\ x'_j \\ y_j \\ y'_j \end{pmatrix} = M_{f,d} \times \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \\ y_i \\ y'_i \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

Os sub-índices f e d se referem a se os quadrupólos são focalizadores ou desfocalizadores, enquanto os sub-índices i, j se referem aos estados iniciais e finais respectivamente. A matriz para o magneto quadrupólo focalizador no plano horizontal é representada por:

$$M_f = \begin{pmatrix} \cos(L\sqrt{k}) & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(L\sqrt{k}) & 0 & 0 \\ -\sqrt{k} \sin(L\sqrt{k}) & \cos(L\sqrt{k}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & ch(L\sqrt{k}) & \frac{1}{\sqrt{k}} sh(L\sqrt{k}) \\ 0 & 0 & -\sqrt{k} sh(L\sqrt{k}) & ch(L\sqrt{k}) \end{pmatrix}$$

enquanto que a matriz para o magneto quadrupólo desfocalizador no plano horizontal é descrita por:

$$M_d = \begin{pmatrix} ch(L\sqrt{k}) & \frac{1}{\sqrt{k}} sh(L\sqrt{k}) & 0 & 0 \\ -\sqrt{k} sh(L\sqrt{k}) & ch(L\sqrt{k}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(L\sqrt{k}) & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(L\sqrt{k}) \\ 0 & 0 & -\sqrt{k} \sin(L\sqrt{k}) & \cos(L\sqrt{k}) \end{pmatrix}$$

Os coeficientes k dependem dos momentos das partículas e são calculados através da relação:

$$k = \frac{G}{B \cdot \rho \cdot (1 + \frac{\Delta P}{P})} [m^{-2}] \quad (7.5)$$

onde G é o gradiente do campo magnético e o produto $B \cdot \rho$ é definido como a rigidez magnética das trajetórias em equilíbrio das partículas [36].

A ação do separador eletrostático sobre as partículas está representado pelo modelo de M. Martens [37]. Neste modelo, quando a partícula entra no separador é propagada pelo *Drift Space* até a metade do comprimento do separador onde recebe a força elétrica que faz mudar a sua trajetória. Depois de sofrer a mudança no momento transversal, a partícula é propagada novamente pelo *Drift Space* até sair do separador.

Para os antiprótons, o processo continua até onde estão instalados os dipolos (D):

$$X(D_2) = L_{D_1-D_2} \overbrace{L_{D_3-D_1} D_3 L_{D_2-D_3} D_2 L_{D_1-D_2} D_1 L_{P_2-D_1}}^{X(D_1)} X(P_2) \quad (7.6)$$

A equação matricial que governa a ação dos dipolos sobre as partículas é representada por:

$$\begin{pmatrix} x_j \\ x'_j \\ y_j \\ y'_j \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = M \times \begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \\ y_i \\ y'_i \\ \Delta p/p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{10^3 F_p L}{2(1+\Delta p/p)} \\ \frac{10^3 F_p}{1+\Delta p/p} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

onde M é :

$$M = \begin{pmatrix} \cos(F_p) & \frac{L \sin(F_p)}{F_p} & 0 & 0 & -\frac{10^3(1-\cos(F_p)L)}{F_p} \\ -\frac{F_p \sin(F_p)}{L} & \cos(F_p) & 0 & 0 & -\frac{2 \times 10^3 \sin(F_p/2)}{\cos(F_p/2)} \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

com F_p definido como:

$$F_p = -\frac{B(kG) \cdot L}{33.356405 \cdot P(GeV/c)} \quad (7.8)$$

7.3 Reconstrução das trajetórias

Para iniciar o processo de reconstrução primeiro é necessário conhecer as posições por onde as partículas atravessaram os detectores. Portanto o primeiro passo é converter a informação das fibras em posições x, y em cada detector. O bloco do programa chamado Fiber_Seg é o encarregado de fazer a conversão, ele recebe o vetor de seis

componentes com as informações das fibras atingidas, para depois entregar um vetor com três valores correspondentes aos *segmentos*. Os segmentos estão definidos como uma delgada área do detector coberta por duas fibras, onde cada uma delas estão localizadas em cada uma das camadas que formam um *plano* [38]. Assim para cada detector se têm três segmentos possíveis nas três direções u , v e x .

A rotina Find_Track é quem faz a conversão dos segmentos encontrados previamente em coordenadas x, y . Esta rotina leva em consideração as correções nas posições dos segmentos, já que no processo de montagem das fibras no detector (e também na montagem dos distintos planos entre si), inevitavelmente aparecem pequenos desvios nas posições ideais das fibras. Essas correções (*mapping*) foram medidas para cada detector com um leitor óptico no Laboratório 3 do Fermilab, e guardadas em arquivos separados, que são usados pelo programa a fim de determinar a posição real das fibras no detector.

Os ângulos x' e y' necessários para aplicar as equações (7.4) são obtidos através da rotina Reco_Sep que usa o método já mencionado de M. Martens. Se se considera ao separador como um dipólo com o campo magnético equivalente ao campo elétrico, então o cálculo pode ser feito diretamente através da equação (7.7), mas isso requer um tempo considerável de cálculo. Porém o método de M. Martens permite fazer um cálculo mais rápido ao usar equações de soluções mais simples, embora a equação

(7.7) seja usada mais tarde no processo de reconstrução.

Uma vez conhecidos os valores dos vetores X em P1, pode-se aplicar o processo inverso de propagação para chegar-se até ao ponto da colisão, de onde se obtém os valores para ξ e t . As equações a serem aplicadas são:

$$X(IP) = (L_{P_{1H}-P_{1V}} L_{Q_2-P_{1H}} Q_2 L_{Q_3-Q_2} Q_3 L_{Q_4-Q_3} Q_4 L_{IP-Q_4})^{-1} X(P_1)$$

$$X(IP) = L_{IP-Q_4}^{-1} Q_4^{-1} L_{Q_4-Q_3}^{-1} Q_3^{-1} L_{Q_3-Q_2}^{-1} Q_2^{-1} L_{Q_2-P_{1H}}^{-1} L_{P_{1H}-P_{1V}}^{-1} X(P_1)$$

Finalmente, para reconstruir-se a trajetória da partícula a partir de Q1 até o IP, precisa-se conhecer o valor de $\Delta p/p$ na equação (7.4). Mas como a determinação desta grandeza é o propósito do programa, então um processo iterativo deve ser empregado na determinação de seu valor mais provável.

7.3.1 O método iterativo

A idéia deste método é considerar-se um valor inicial para o parâmetro $\Delta p/p$, aplicando-se o primeiro valor $(\Delta p/p)_1$ na equação (7.4) para achar-se o valor das posições x_{01} e y_{01} no ponto de interação IP. Na segunda etapa da iteração é usado um valor ligeiramente diferente do primeiro $(\Delta p/p)_2$, que vai fornecer as posições x_{02} e y_{02} no IP. O valor desejado $(\Delta p/p)_0$ é obtido através da relação :

$$(\Delta p/p)_0 = [(\Delta p/p)_x + (\Delta p/p)_y]/2 \quad (7.9)$$

onde

$$(\Delta p/p)_x = [(\Delta p/p)_2 + (\Delta p/p)_1] \times x_{01}/x_{02} - x_{01} \quad (7.10)$$

$$(\Delta p/p)_y = [(\Delta p/p)_2 + (\Delta p/p)_1] \times y_{01}/y_{02} - y_{01} \quad (7.11)$$

Estas equações só serão válidas supondo-se uma aproximação linear entre as coordenadas x e y com o parâmetro $\Delta p/p$. Nos cálculos da reconstrução foram usados os valores de $(\Delta p/p)_1 = 0$ e $(\Delta p/p)_2 = 0.001$, embora qualquer par de valores iniciais poderiam funcionar.

Com esta única iteração, o resultado de $(\Delta p/p)_0$ pode diferir entre 5 a 10% do valor real, dependendo dos valores de t [36]. A fim de reduzir essa diferença, se introduz uma segunda iteração $(\Delta p/p)_n$ dado por $(\Delta p/p)_n = (\Delta p/p)_0 + 0.001$. O procedimento é exatamente igual ao anterior na determinação dos pontos x_{01} e y_{01} no IP, só que neste caso as posições vão se referir à segunda iteração. Assim:

$$(\Delta p/p)_{in} = [(\Delta p/p)_{xn} + (\Delta p/p)_{yn}]/2 \quad (7.12)$$

com

$$(\Delta p/p)_{xn} = [(\Delta p/p)_n + (\Delta p/p)_0] \times x_0/x_n - x_0 \quad (7.13)$$

$$(\Delta p/p)_{yn} = [(\Delta p/p)_n + (\Delta p/p)_0] \times y_0/y_n - y_0 \quad (7.14)$$

Uma vez determinada esta correção de segunda ordem, o valor desejado de

$(\Delta p/p)$ é obtido através da relação :

$$(\Delta p/p) = [(\Delta p/p)_0 + (\Delta p/p)_{in}] \quad (7.15)$$

Os problemas que podem apresentar este método, bem como os testes feitos para determinadas situações estão detalhadas na referencia [36].

7.4 Gerador de eventos Monte Carlo

Para poder comparar os dados obtidos em colisões $p\bar{p}$ com a teoria, foi criado um gerador de eventos elásticos baseado no modelo fenomenológico de Martin-Bloch [39], onde os valores de dN/dt para t acima de 0.6 GeV^2 estão descritos pelo termo e^{-4t} .

No programa de simulação, os eventos elásticos são gerados no ponto de interação do DØ, de onde os prótons e antiprótons após a colisão, são propagados através da rede do Tevatron até alcançar aos detectores. As incertezas nos valores do vértice da colisão são simuladas através de três distribuições Gaussianas, uma para cada eixo: x , y e z . As larguras das distribuições usadas no programa são de $\sigma_x = 45 \mu m$, $\sigma_y = 45 \mu m$ e $\sigma_z = 25 \text{ cm}$, valores obtidos na reconstrução de vértices para eventos reais no detector DØ [40].

Para poupar tempo computacional e espaço de disco não se geram eventos em todas as direções possíveis e sim em certos intervalos de ângulos azimutais (ϕ),

escolhidos de acordo com os espectrômetros a serem usados. Por exemplo para o espectrômetro *PD* precisamos gerar eventos somente no intervalo compreendido entre $[(2/3)\pi - (4/3)\pi]$.

No intervalo de $|t|$ coberto pelos detectores ($0.6 - 2.0 \text{ GeV}^2$ para os *pots* verticais), os valores de $|t|$ são obtidos através de um gerador de números aleatórios, atribuindo-se distintos pesos segundo o modelo de Bloch.

Uma vez gerados os valores de t e ϕ , as partículas são propagadas até os detectores, onde os valores de x e y são convertidos nos números das fibras atingidas e guardados num arquivo do mesmo formato que os dados. Para simular as condições dos detectores na prática, pode-se apagar os canais que não possuem sinais (ou *fibras mortas*), efeito que tem influência na resolução do detector.

Finalmente o arquivo com as fibras atingidas é passado pelo processo de reconstrução, da mesma maneira com que os dados são analisados.

Capítulo 8

Resultados

Neste capítulo se apresentam os resultados obtidos juntamente com as correções feitas ao espectro dN/dt , no intervalo considerado. Também se mostra o estudo feito sobre as possíveis causas no comportamento anormal do feixe. Finalmente se faz uma comparação dos resultados finais com outras experiências feitas no Fermilab.

8.1 Aquisição de dados

Todos os dados analisados neste trabalho foram obtidos no período de Janeiro-Maio de 2002, durante o qual o sistema de aquisição esteve exclusivamente dedicado à coleta de dados elásticos. Durante esse período foram inseridos somente quatro detectores, para observar eventos espalhados no plano vertical: dois deles (P1D e P2D) estiveram instrumentados com fibras e barras cintiladoras, e os outros dois (A1U e A2U) só continham as barras cintiladoras necessárias para fazer a seleção

de eventos (*trigger*).

Para a análise dos dados foram selecionados 31 *runs* do FPD (obtidos em 9 corridas do Tevatron), nas quais os detectores conseguiram chegar até a menor distância possível do feixe. A inserção dos detectores esteve limitada pelas taxas do monitor de luminosidade do DØ (*beam loss rates*), as quais não deviam exceder em mais de 15% ao valor lido anteriormente à inserção dos *Pots*. Na tabela 8.1 se mostram as posições mais próximas do feixe alcançadas pelos detectores (chamados de *operational positions*), que foram usadas para o presente estudo.

Detector	Pos (mm)
P1D	17.05
P2D	13.80
A1U	12.57
A2U	9.11

Tabela 8.1: Posições dos detectores usados em relação ao centro do feixe.

A tabela 8.2 mostra a lista dos *runs* analisados juntamente com a informação da luminosidade instantânea medida no DØ no início da corrida do Tevatron, informação que serve de referência para inferir o tamanho transversal do feixe e também para se ter uma idéia da quantidade de prótons e antiprótons injetados no acelerador.

Antes do início de cada *run* (com os *Pots* já em suas posições finais), foram coletados os *pedestais*, que são eventos de *background* a serem subtraídos durante o

procedimento de seleção dos dados.

8.2 Seleção de eventos

A análise começa quando o programa de desempacotamento lê os dados guardados pelo programa de aquisição, e os converte em ntuplas, que é o formato de dados apropriado para uso no PAW (*Physics Analysis Workstation*). O programa contém a informação do mapeamento dos sinais, o que permite classificar e agrupar os dados de cada canal do ADC ao formato e nome de cada fibra correspondente a cada detector.

Depois de serem guardados em ntuplas, os dados são processados através do programa de seleção *dump*, o qual vai escrever num arquivo de saída os eventos a serem reconstruídos posteriormente pelo programa da reconstrução. O processo de seleção consiste em:

1. Subtrair os pedestais: A análise dos dados precisa ser feita sobre os sinais livres da contaminação de *background*, portanto o primeiro passo do programa vai consistir em subtrair os pedestais canal por canal.
2. Discriminar os sinais: Somente os eventos que tenham as contagens de ADC acima de um certo valor vão ser analisados, sendo esse número um valor comum para todas as fibras (*flat discrimination*).

3. Obter a multiplicidade de cada camada de fibras: A informação da multiplicidade é necessária para a análise posterior, portanto primeiro é preciso determinar o número de fibras com sinal em cada um dos eventos, que passaram a discriminação.
4. Selecionar os eventos onde cada camada de fibras seja atingida por só uma partícula (*single hit events*): Depois de obter a multiplicidade de cada camada, se escolhem os eventos que tenham somente uma ou nenhuma fibra atingida **em cada uma** das seis camadas de cada detector. O segundo corte consiste em que cada **plano** tenha pelo menos um segmento válido. O terceiro corte consiste em exigir a existência de seis segmentos (três por cada detector) em cada evento. Estes são chamados de cortes em multiplicidade (*multiplicity cuts*).
5. Criar o arquivo de saída com a informação das fibras atingidas em cada evento: A informação das fibras dos eventos que sobreviveram os cortes em multiplicidade, são escritas no formato requerido pelo programa de reconstrução.

As figuras 8.1 e 8.2 mostram as fibras atingidas antes e depois dos dados serem processados pelo programa de seleção. Nelas podemos observar a falta de informação de certas fibras (canais mortos), devidos geralmente a problemas nos conectores dos

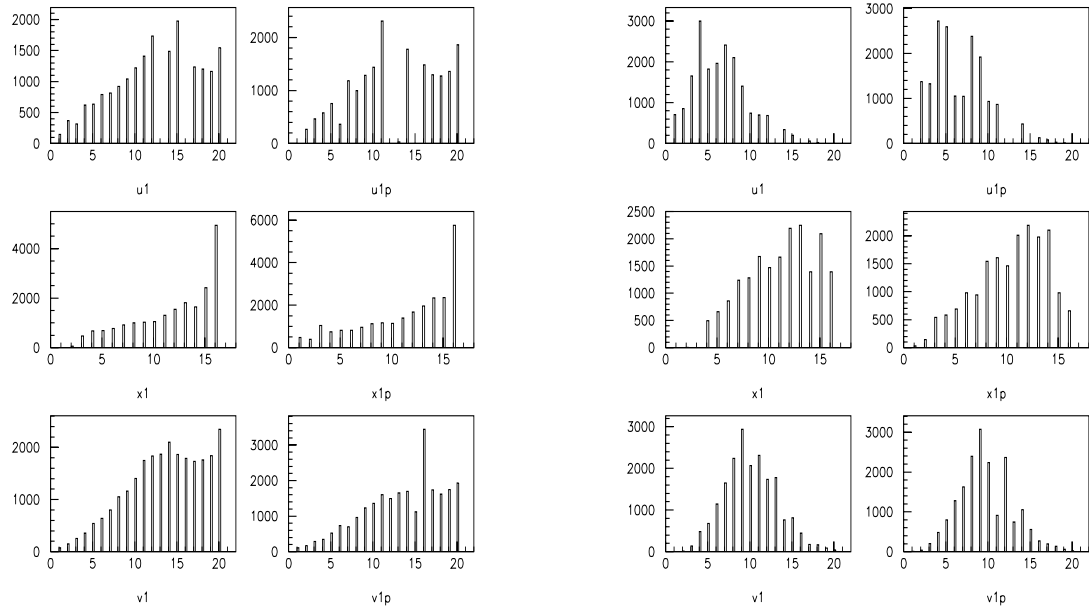


Figura 8.1: Comparação das fibras atingidas no detector P1D antes (esquerda) e depois (direita) dos cortes aplicados.

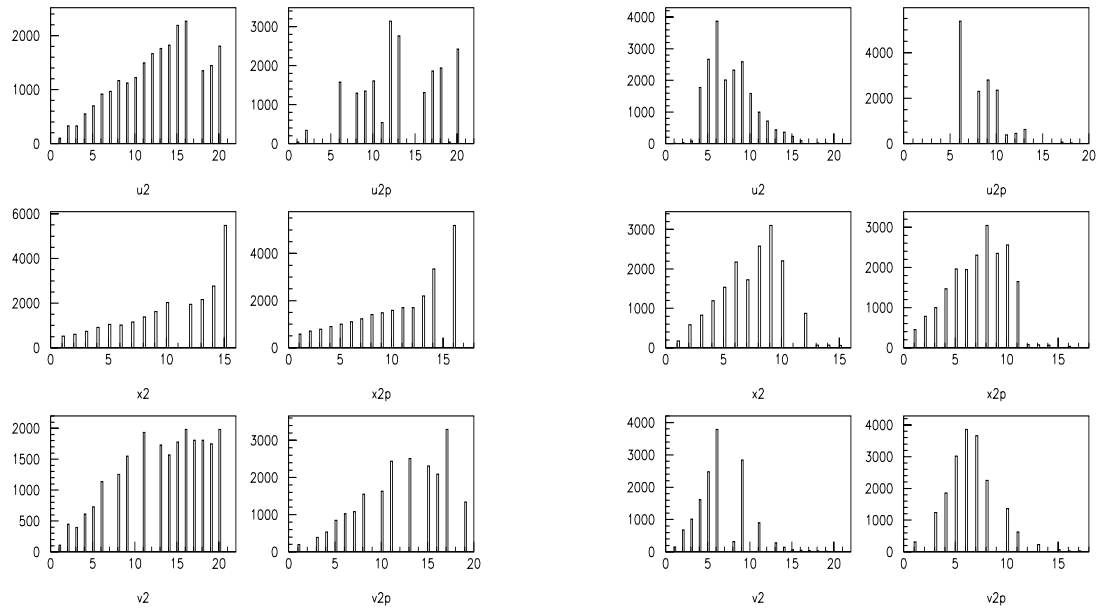


Figura 8.2: Comparação das fibras atingidas no detector P2D antes (esquerda) e depois (direita) dos cortes aplicados.

cabos coaxiais múltiplos usados para estender os sinais desde o bastidor do FPD (montado embaixo do detector central DØ), até a sala de controle do FPD onde ficavam os módulos do sistema de aquisição de dados.

8.3 Reconstrução dos eventos

Depois de passar pelo programa de seleção, os eventos foram processados pelo programa da reconstrução das trajetórias, que foi o encarregado de gerar o arquivo de saída com os dados finais dos quadri-momentos transferidos pelos prótons ($|t|$), a fração do momento carregado pelo Pomeron ξ , e as coordenadas x_1, y_1 e x_2, y_2 correspondentes à localização onde os prótons atingiram os detectores P1D e P2D respectivamente.

8.3.1 Resolução espacial

O primeiro passo do programa de reconstrução consiste na obtenção das coordenadas x_1, y_1 e x_2, y_2 em ambos os detectores. As posições em x foram determinadas pelas informações dos segmentos nessa direção (já corrigida pelo *mapping*), enquanto que as posições em y foram calculadas pelas intersecções dos segmentos u e x . Foram escolhidos estes planos uma vez que nas medições do *mapping*, os planos u apresentaram um desvio menor em ambos detectores [44], reduzindo assim a incerteza na determinação das posições.

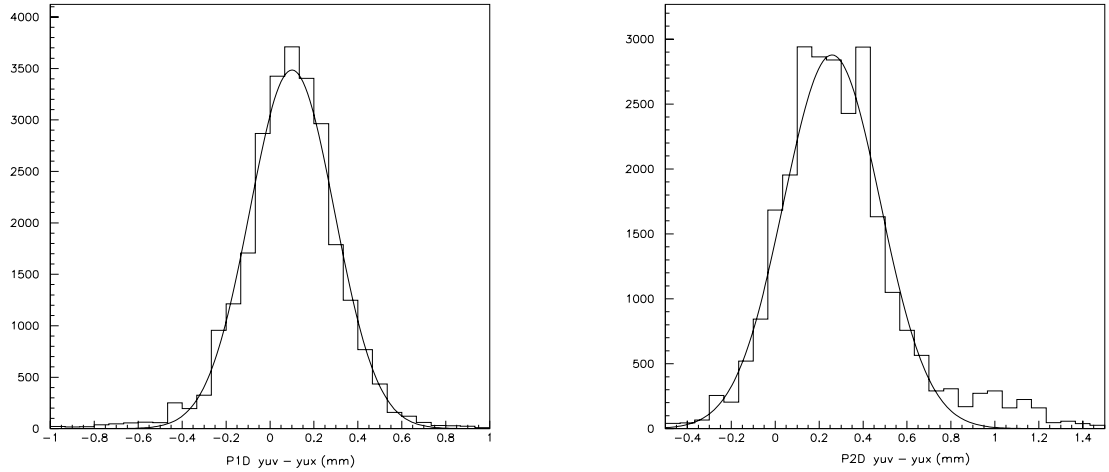


Figura 8.3: Distribuições das diferenças entre as posições determinadas pelas intersecções dos segmentos uv das determinadas pela intersecção dos segmentos ux para cada detector.

As resoluções espaciais para cada detector foram calculadas a partir das distribuições das diferenças das posições em y , obtidas através das intersecções dos segmentos uv (y_{uv}) menos as intersecções dos segmentos ux (y_{ux}). Na figura 8.3 se mostram as distribuições $y_{uv} - y_{ux}$ para os detectores P1D e P2D, onde os desvios padrões obtidos foram $\sigma_1 = 0.193 \text{ mm}$ e $\sigma_2 = 0.219 \text{ mm}$.

Para que cada evento seja aceite, a separação entre as duas posições deve ser menor que duas vezes o valor do desvio padrão obtido para cada detector, ou seja, somente serão reconstruídos os eventos cuja diferença nas posições caiam dentro do intervalo $\pm 2\sigma_{1,2}$. Dessa forma se introduz mais um corte aos eventos selecionados, chamado de *corte fiducial*.

Para se obter a resolução espacial em cada detector, o valor de σ_{medido} têm que ser dividido per $\sqrt{2}$. Isto é devido ao fato que σ_{medido} está composto pela diferença de duas medições, e, portanto, o desvio padrão final têm que se somar em quadratura, portanto

$$\sigma_{medido}^2 = \sigma_{uv}^2 + \sigma_{ux}^2 \quad (8.1)$$

considerando a $\sigma_{1,2} = \sigma_{uv} = \sigma_{ux}$, se têm finalmente:

$$\sigma_{ux} = \frac{\sigma_{medido}}{\sqrt{2}} \quad (8.2)$$

Dessa forma se obtiveram as resoluções espaciais de $\sigma_1 = 136 \mu m$ e $\sigma_2 = 155 \mu m$ para P1D e P2D respectivamente.

8.3.2 Eventos reconstruídos

A distribuição em ξ para os dados que passaram os cortes fiduciais são apresentados na figura 8.4. Nela podemos observar a contaminação devida a eventos difrativos, dados pelos eventos com $\xi \geq 0.04$.

Uma forma de estudar a classe de eventos reconstruídos, é através das correlações das coordenadas x e y obtidas para cada detector. A figura 8.5 mostra este tipo de correlações para os dados reconstruídos juntamente com as correlações para eventos gerados com Monte Carlo.

Claramente se observa que os eventos medidos estão muito mais dispersos que

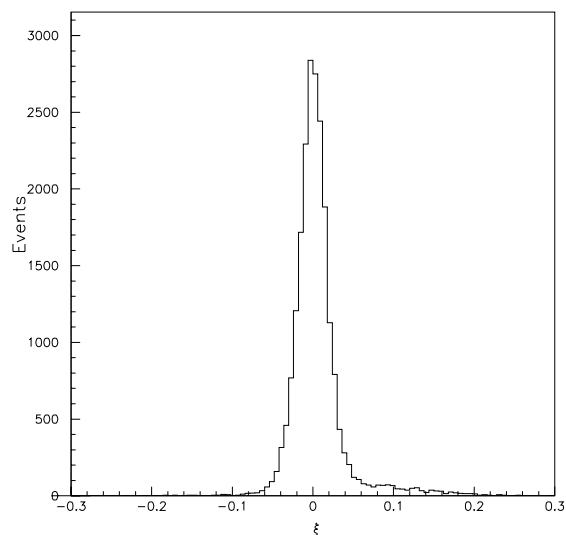


Figura 8.4: Distribuição dos eventos reconstruídos onde se observa uma contaminação devida a eventos difrativos com $\xi > \approx 0.04$

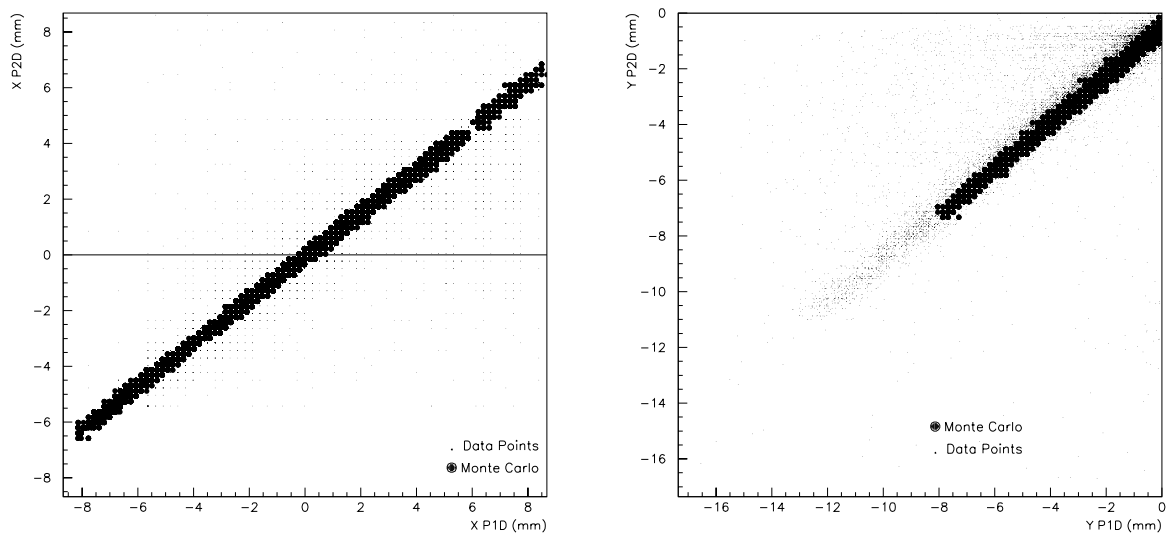


Figura 8.5: Comparação das correlações em x e y entre os dados reconstruídos e os simulados com Monte Carlo.

aqueles gerados pelo Monte Carlo. Portanto, pode-se dizer que existem dois tipos de contaminação nos dados reconstruídos:

i) Contaminação devida a eventos difrativos: mostrada na figura 8.4, e representada pelos eventos fora da diagonal dada pelo Monte Carlo, especialmente na correlação dos eventos em x .

ii) Contaminação devida a partículas com alto $|t|$: segundo as simulações de Monte Carlo, na posição operacional, não se esperam partículas com valores de $y_1 > 8\text{ mm}$, nem tampouco partículas com $y_2 > 7.5\text{ mm}$. No gráfico da correlação em y aparecem muitos eventos fora desta região, que são devido a partículas bem afastadas da linha do feixe (com $t > 2.0\text{ GeV}^2$). Na seção 8.9 se dá uma possível explicação a este efeito.

8.3.3 Cortes de ruído

A fim de eliminar os eventos não elásticos, foram introduzidos novos cortes baseados na correlação das coordenadas dos eventos gerados com o simulador de Monte Carlo. Na figura 8.6 se mostra o efeito dos cortes sobre a amostra de eventos reconstruídos, onde se deixaram passar somente aqueles eventos cujas correlações estejam perto daquelas dadas pelo Monte Carlo.

As distribuições em ξ e $|t|$ dos eventos removidos com os cortes de ruído se mostram na figura 8.7. Pode-se notar que os eventos não elásticos (aqueles com

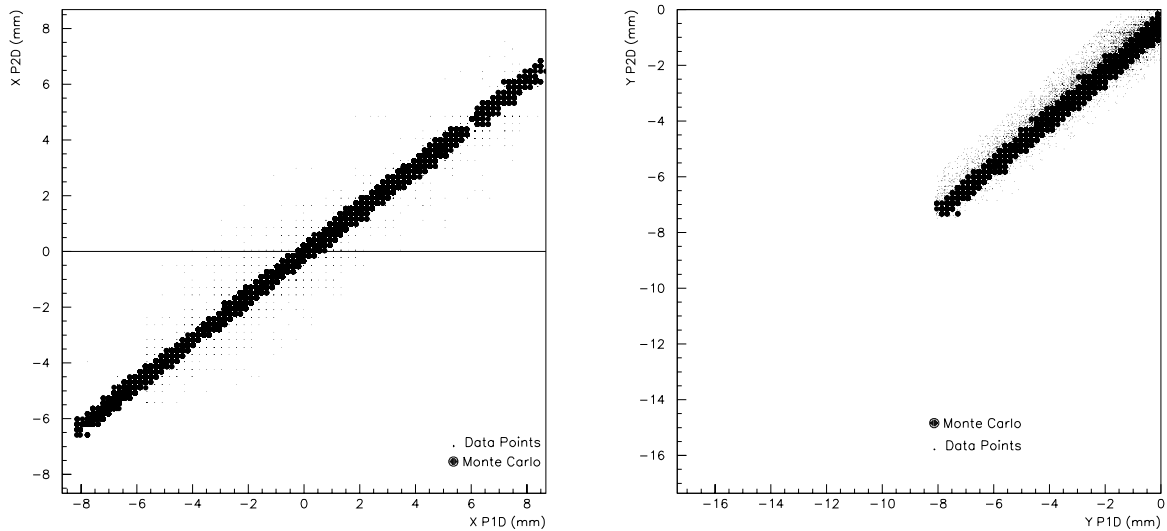


Figura 8.6: Correlação entre os eventos que passaram pelo corte de ruído juntamente com a correlação dos eventos de Monte Carlo.

valores de $\xi > 0.1$) são removidos com este corte, assim como os de altos valores de $|t|$.

8.4 Aceitação geométrica

A aceitação geométrica dos detectores para diferentes posições foram obtidas através de um gerador de eventos escrito em linguagem Fortran [45].

O simulador gera os eventos com uma distribuição em $|t|$ constante no centro de $D\emptyset$, para depois serem propagados pela rede do Tevatron até os dois *pots* que formam o espectrômetro. A fração de eventos capturados é registrada para os distintos intervalos (*bins*) de $|t|$, dados pela resolução teórica dos detectores.

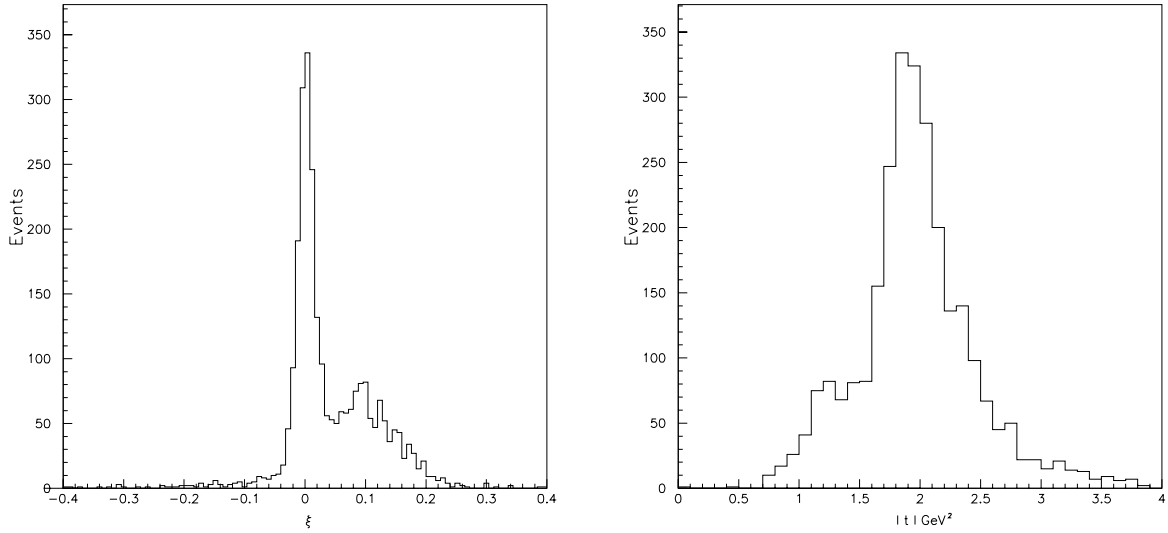


Figura 8.7: Distribuições em ξ e $|t|$ dos eventos removidos com os cortes de ruído.

O programa já leva em conta os canais mortos que afetam a aceitação, reduzindo a área efetiva dos detectores.

Na figura 8.8 se mostra a aceitação dos eventos para o espectrômetro PD na posição de operação, juntamente com as aceitações obtidas a $\pm 0.5 \text{ mm}$ dessa posição, informação que é usada para estimar a incerteza devida à posição do detector em relação ao feixe.

A probabilidade para o espectrômetro capturar prótons com valores de $|t|$ por cima de 1.7 GeV^2 é desprezível, portanto, somente foram aceitos eventos com $|t| < 1.7 \text{ GeV}^2$. Este corte para eventos com alto $|t|$ é denominado de *corte em aceitação*.

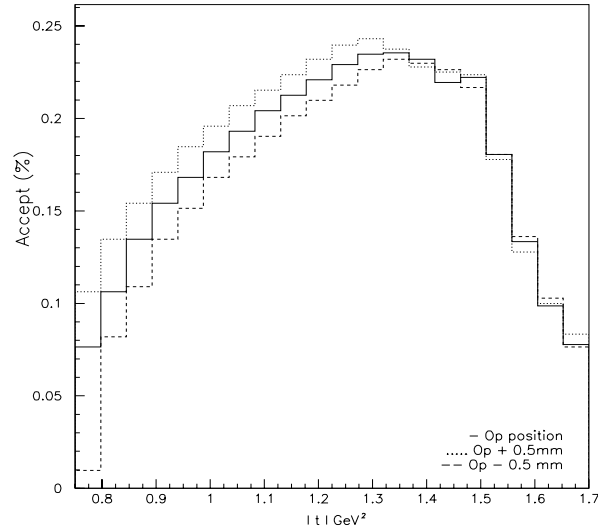


Figura 8.8: Aceitação geométrica do espectrômetro PD obtida para a posição de operação.

8.5 Cortes totais

A tabela 8.3 mostra o efeito dos distintos cortes impostos sobre o número total de eventos. Pode-se notar que a maior parte dos eventos são removidos pelos cortes de multiplicidade, o que indica claramente que grande parte dos dados registrados foram obtidos em eventos onde duas ou mais partículas atravessaram o detector.

A figura 8.9 mostra a distribuição em ξ dos eventos que sobreviveram a todos os cortes. Pode-se observar que os eventos estão bem centrados em zero, como se espera que seja para eventos elásticos, e com uma resolução de $\sigma_{\xi} = 0.01868$.

Finalmente, com os dados que passaram todos os cortes foi obtida a distribuição

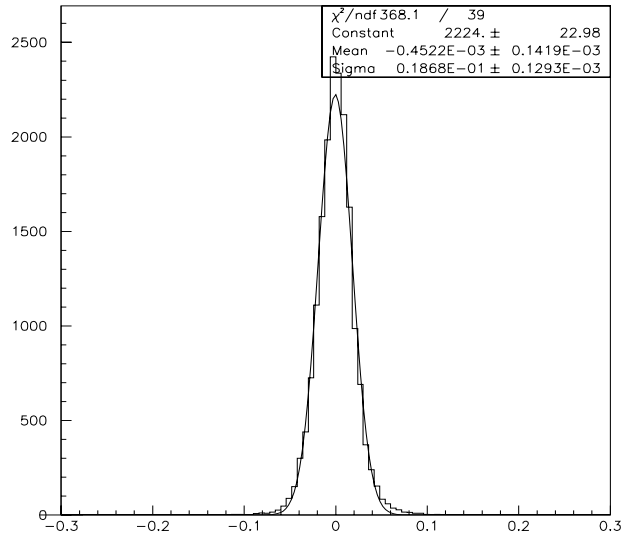


Figura 8.9: Distribuição em ξ dos eventos que passaram todos os cortes.

dN/dt , depois da divisão dos eventos reconstruídos pela aceitação do detector. A figura 8.10 mostra o espectro em $|t|$ juntamente com o ajuste obtido para o intervalo $0.96 < |t| < 1.3 \text{ GeV}^2$. As barras de erro são devidas à incerteza na posição vertical dos detectores, eles serão analisados em detalhe na seção 8.8. A incerteza em eventos a baixos valores de $|t|$ se deve principalmente à grande variação da aceitação nessa região, portanto, para evitar esse efeito, foi considerado como valor inicial do intervalo o quinto ponto da medição. Pode-se observar que além do valor de $|t| > 1.3 \text{ GeV}^2$ existe um excesso de eventos, devido possivelmente a partículas do halo, portanto os pontos nessa região são pouco confiáveis. Esse intervalo do espectro será estudado em mais detalhe na seção 8.9.1.

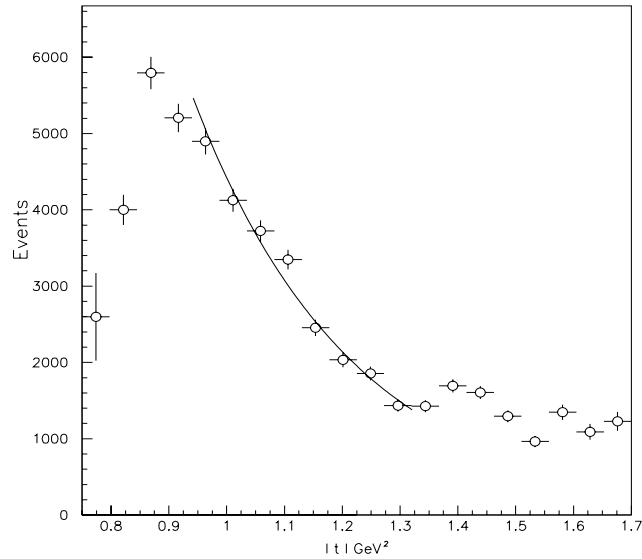


Figura 8.10: Espectro dN/dt dos eventos que passaram todos os cortes. O ajuste se refere ao intervalo do espectro considerado para se fazer a análise final.

8.6 Fator de correção f_{res}

Para obter um resultado universal, independente da resolução própria do detector, é necessário fazer um processo de compensação dos dados conhecido como *unsmearing*. Ele consiste na obtenção de um fator de correção f_{res} , tal que a introdução desse fator leve o espectro medido experimentalmente a um outro espectro considerado como *ideal*, ou limpo das incertezas devidas à resolução do detector.

O fator de correção f_{res} é obtido numericamente através da convolução de uma função tentativa apropriada $f(t)$, cuja convolução com uma função de distribuição de probabilidade $G(\bar{t}, t)$, que descreve a resolução em $|t|$ da amostra, se ajuste ao

espectro observado experimentalmente $\bar{f}(\bar{t})$:

$$\bar{f}(\bar{t}) = \int G(\bar{t}, t) \cdot f(t) dt \quad (8.3)$$

Uma vez resolvida a equação acima, o espectro *ideal* em $|t|$ pode ser obtido a partir do espectro medido através do fator de correção:

$$f_{res} = f(t)/\bar{f}(\bar{t}) \quad (8.4)$$

Como função tentativa $f(t)$ (chamada também de *ansatz*), foi usada uma forma exponencial do tipo:

$$f(t, a, b) = a \exp^{-b.t} \quad (8.5)$$

onde a e b são parâmetros livres a serem determinados iterativamente.

8.6.1 Variação da resolução no programa da reconstrução

A distribuição de probabilidade $G(\bar{t}, t)$ foi obtida a través da diferença em $|t|$ encontrada entre eventos gerados através de Monte Carlo subtraída dos mesmos eventos depois da reconstrução.

O processo consistiu em gerar os eventos com um valor de $|t|$ predeterminado, $|t_{MC}|$, no ponto de interação do $D\bar{O}$, propagá-los até os detectores, obter as suas coordenadas, e fazer a reconstrução do evento para se obter o valor de $|t|$ reconstruído, $|t_{reco}|$. Isto foi feito em diversos intervalos de $|t|$, para saber se a resolução do programa de reconstrução se mantém constante na variável $|t|$. Finalmente, para obter a

função de probabilidade $G(\bar{t}, t)$, foram dispostos gráficamente os pontos dados pelo desvio padrão σ das distribuições $|t_{MC}| - |t_{reco}|$ (em cada intervalo considerado), versus o valor médio de cada distribuição. O melhor ajuste desses pontos foi obtido pela reta: $\bar{t} = 0.0128 t - 0.00203$.

8.7 Resultados finais

O ajuste pelo método de χ^2 da convolução de $f(t)$ e $G(\bar{t}, t)$ aos dados fornece o valor mínimo de χ^2 para os seguintes valores dos parâmetros: $a = (5.2 \pm 0.5) \times 10^3$ eventos, e $b = -4.015 \pm 0.089 \text{ GeV}^{-2}$.

O processo de deconvolução em $|t|$ pode ser visto na figura 8.11, onde observa-se a função $f(t)$ (linha tracejada) que representa a distribuição *ideal* em $|t|$, juntamente com a função de ajuste $\bar{f}(t)$ (linha contínua) dada pela convolução dessa função com a função de probabilidade $G(\bar{t}, t)$.

Pode-se observar que a variação da resolução com $|t|$ no programa de reconstrução, altera a distribuição dN/dt fazendo migrar os eventos para valores maiores de $|t|$.

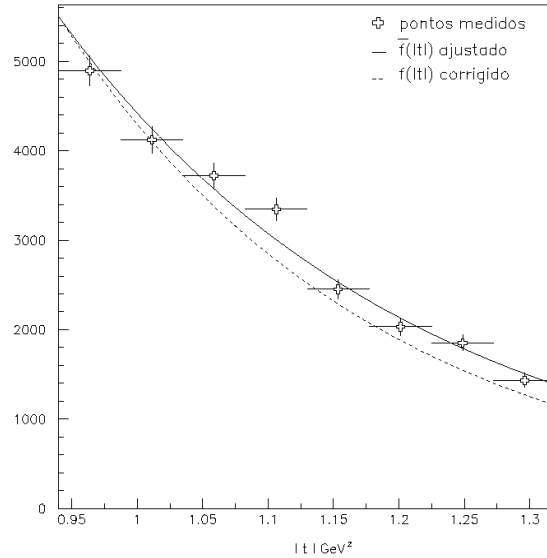


Figura 8.11: Deconvolução do espectro em $|t|$. A linha contínua representa o ajuste ao espectro observado experimentalmente, e a linha tracejada representa o espectro em $|t|$ corrigido pela resolução em $|t|$.

8.8 Erros

A incerteza final na determinação da inclinação b está determinada pela soma em quadratura dos erros sistemáticos concernentes à posição dos detectores, e ao fator de correção f_{res} , além do erro estatístico. A seguir se mostra em detalhes a obtenção de cada um dos diferentes erros, assim como suas contribuições no erro final.

8.8.1 Erro sistemático devido à posição dos detectores

Os erros considerados na determinação do espectro de dN/dt são originados na posição dos detectores com coordenadas x e y .

Os primeiros dados obtidos pelo FPD indicaram que os dois detectores que compõem o espectrômetro PD , estão desalinhados na posição x . Estudos baseados na comparação das correlação $x_1 - x_2$ entre os dados e o Monte Carlo, mostraram que o desvio relativo é de 3 mm [46], com uma incerteza estimada em $\pm 10\%$.

A avaliação dos erros na posição horizontal foi feita reconstruindo-se os dados com os detectores deslocados em $x \pm 0.3\text{ mm}$. Em seguida, foram analisados da mesma forma que os dados na posição correta dos detectores, obtidos os valores finais da inclinação b_x (já depois do *unsmearing*), e comparados finalmente com o valor de b obtido para os dados na posição correta. A diferença $b_x - b$ foi somada em quadratura com as outras fontes de erro para b , e o resultado final foi que o erro na posição x é desprezível.

As barras de erro na distribuição em $|t|$ da figura 8.11, só levam em consideração as incertezas na posição vertical, tanto das fibras quanto dos *pots*. Estas foram obtidas a partir da variação da aceitação com a mudança da posição dos detectores em $\pm 0.5\text{ mm}$ da posição operacional, y_{op} mostrada na figura 8.8. Primeiramente calculamos os erros para cada distribuição separadamente: σ_+ para $y_{op} + 0.5\text{ mm}$, e σ_- para $y_{op} - 0.5\text{ mm}$, determinando-se o erro médio através de $\sigma_{vert} = (\sigma_+ + \sigma_-)/2$.

Em seguida variamos a distribuição da aceitação em σ_{vert} , calculando-se o novo espectro dN/dt e obtendo-se o novo valor da inclinação, b_y , depois do procedimento

de *unsmearing*. Da mesma forma que para a posição horizontal, a diferença $\sigma_y = b_y - b$ foi considerada como o erro sistemático devido à posição vertical.

8.8.2 Erro sistemático referente ao fator de correção f_{res}

O erro devido à correção pelo processo de *smearing* provém principalmente dos erros na determinação dos parâmetros m e n pertencentes à reta $\bar{t} = m t + n$, que ajusta os pontos da variação da resolução em $|t|$ no programa da reconstrução.

Para estimar a incerteza na convolução calculamos as contribuições individuais desses parâmetros, variando-os dentro de suas incertezas, obtendo-se assim novas funções $G(\bar{t}, t)$. Com as novas retas, calculamos os valores da inclinação b_m , e b_n , que permitiram determinar as contribuições $\sigma_m = b_m - b$, e $\sigma_n = b_n - b$ respectivamente.

8.8.3 Erro final

O erro final, σ , encontrado para a inclinação b vêm representado pela soma em quadratura de cada erro sistemático mais o erro estatístico:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{est}^2 + \sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_m^2 + \sigma_n^2} = 0.193 \text{ GeV}^2 \quad (8.6)$$

A figura 8.12 mostra a variação do fator de correção (linha pontilhada) considerada como o erro sistemático total. A tabela 8.4 mostra a contribuição de cada termo, separadamente, ao erro final.

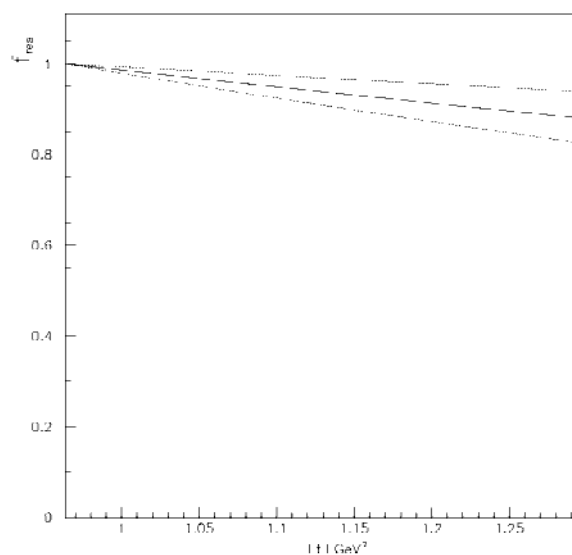


Figura 8.12: Fator de correção entre o espectro dN/dt medido e o espectro real. A banda de incerteza representa o erro sistemático total.

8.9 Estudo do feixe

Através das figuras 8.1 e 8.2, juntamente com as figuras 8.14 e 8.15, podem-se distinguir dois tipos de efeitos acontecendo ao mesmo tempo com o feixe:

1. Nas figuras 8.14 e 8.15 P2D apresenta uma distribuição bem mais dispersa que em P1D, indicando que o separador, situado entre eles, talvez não esteja funcionando corretamente. Foram feitos estudos baseados no tempo com que as partículas chegavam aos detectores, e eles mostraram que efetivamente aparecem novas partículas entre as estações P1 e P2 [47]. Portanto, tudo leva a crer que muitas das partículas detectadas por P2D sejam originadas entre

P1 e P2, devido à interação das partículas do feixe com partículas de gas, não extraídas da tubulação do feixe, próxima aos detectores (*beam gas scattering*), ou, pelo feixe estar desalinhado e chocando-se em alguma parte do separador.

2. A figura 8.13 mostra claramente que nos dois detectores chegaram mais partículas no lado esquerdo do detector (representado aproximadamente pelas fibras 14 a 16). Os cortes em multiplicidade limpam consideravelmente as amostras ($\approx 86\%$ do total de eventos não passam estes cortes) nessa região do detector. Pode-se observar que no P2D, os cortes suprimem toda atividade dessa parte do detector, indicando uma grande multiplicidade de partículas nessa região. Esse efeito também se observa em P1D, embora a quantidade de eventos suprimidos não seja tão crítica quanto no P2D.

Atualmente sabe-se que o feixe não está se comportando da maneira esperada, não só na vizinhança do DØ, mas em todo o Tevatron. Uma das possíveis causas seria os magnetos estarem girados em torno de seu eixo longitudinal, como informou a Divisão do Acelerador do Fermilab [48]. O problema do comportamento anômalo do feixe continua sendo estudado até o presente.

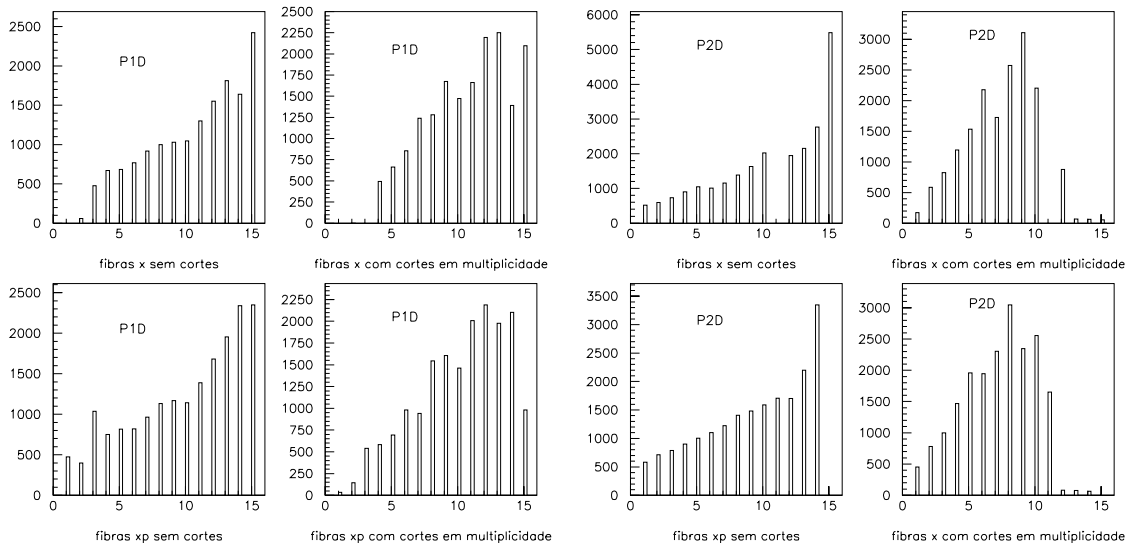


Figura 8.13: Distribuições das camadas de fibras na posição x atingidas antes do corte em multiplicidade (lado esquerdo), e depois do corte (lado direito), para os detectores P1D e P2D.

8.9.1 A região $1.3 < |t| < 1.7 GeV^2$

Uma possível explicação para a aparição de um excesso de eventos além do valor de $|t| \geq 1.3 GeV^2$ pode estar descrita nas figuras 8.14 e 8.15, onde mostramos os lugares por onde passaram as partículas em cada detector. As elipses mais marcadas representam a quantidade de eventos contidos nos distintos intervalos de $|t|$, e os pontos do fundo representam o total de eventos que passaram todos os cortes. Pode-se observar que a distribuição de eventos no detector P2D está bem mais dispersa que em P1D, e que as distribuições (especialmente em P2D) começam a ter um excesso de eventos na parte esquerda do detector a partir, justamente, do valor

$|t| \geq 1.2 \text{ GeV}^2$.

Após $|t| \approx 1.3 \text{ GeV}^2$ as elipses ficam cada vez mais dispersas, o que levanta dúvidas do seu comportamento nessa região.

8.10 Comparação com outras experiências feitas no Fermilab

O resultado alcançado neste trabalho foi comparado com ajustes obtidos em dados obtidos por outras experiência feitas no Fermilab.

Para energias de $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$, tanto a experiência E710 [7], quanto a colaboração CDF [8], concordaram na medição da inclinação b , sendo que E710 reportou o valor $b = -16.99 \pm 0.47 \text{ GeV}^{-2}$ no intervalo $0.001 < |t| < 0.143 \text{ GeV}^2$, e por sua vez, CDF reportou o valor $b = -16.98 \pm 0.25 \text{ GeV}^{-2}$ para o intervalo $0.04 < |t| < 0.29 \text{ GeV}^2$.

A figura 8.16 mostra o ajuste predito pelo modelo fenomenológico de Bloch [39] juntamente com os pontos obtidos pela colaboração E710. Também foram colocados os pontos obtidos neste trabalho, após normalizar com os valores $d\sigma/dt$ medidos.

Pode-se observar a concordância entre os valores preditos pelo modelo e os medidos neste trabalho.

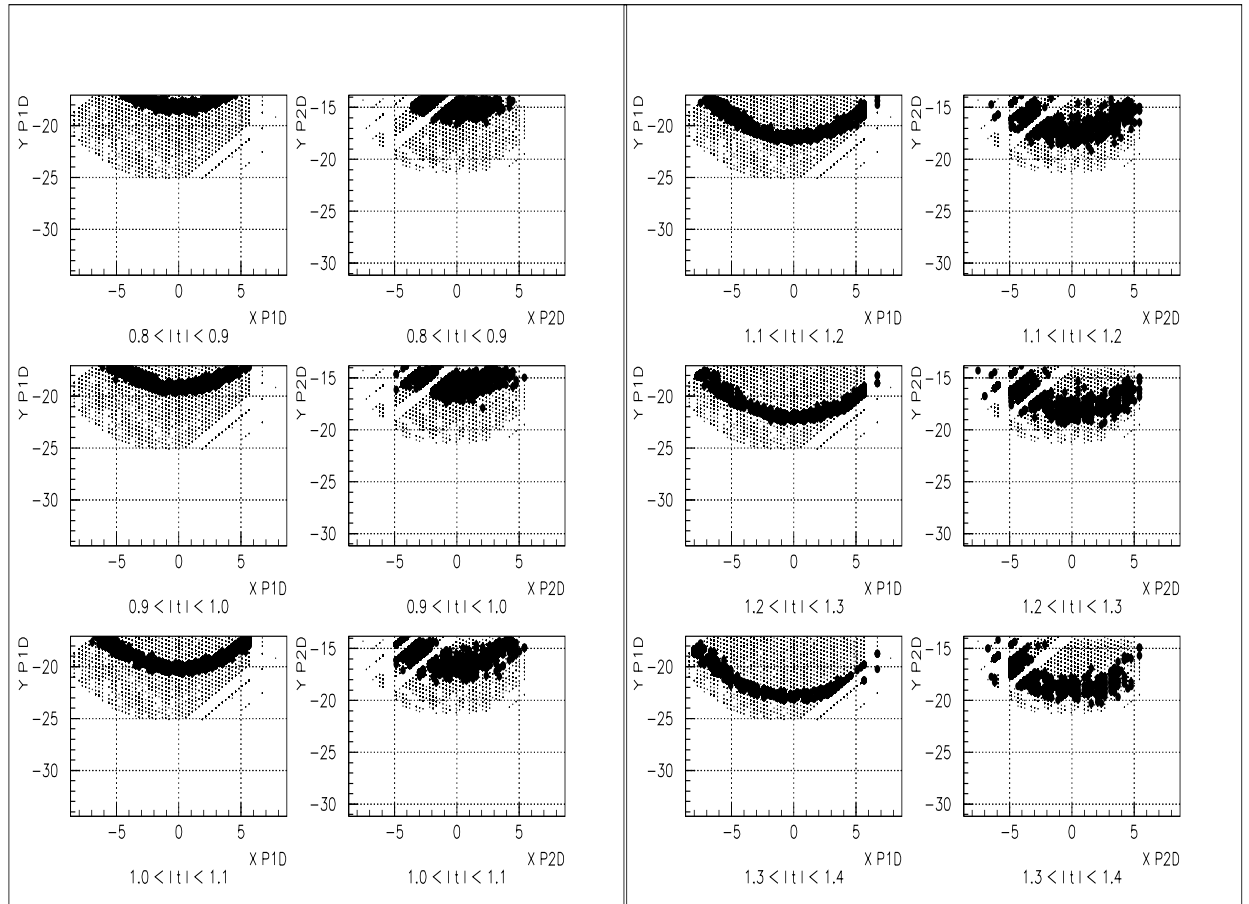


Figura 8.14: Perfis das partículas capturadas pelos detectores P1D e P2D. Os pontos mais escuros representam os eventos correspondentes ao intervalo em $|t|$ considerado, e os pontos no fundo representam o total de eventos que passaram por todos os cortes.

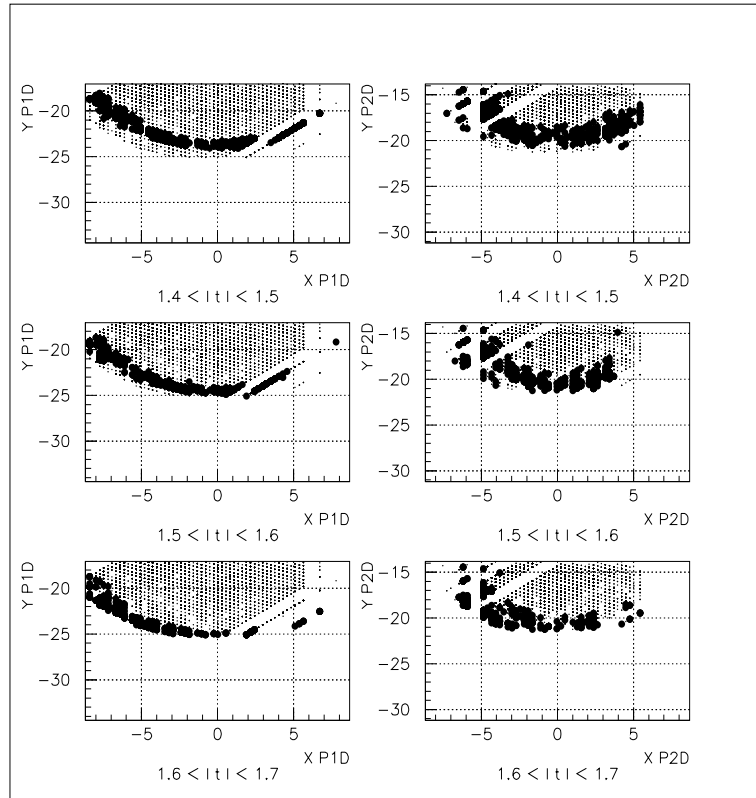


Figura 8.15: Perfis das partículas capturadas pelos detectores P1D e P2D na região de $|t| > 1.4 GeV^2$ onde pode-se notar a dispersão cada vez maior do feixe, especialmente em P2D.

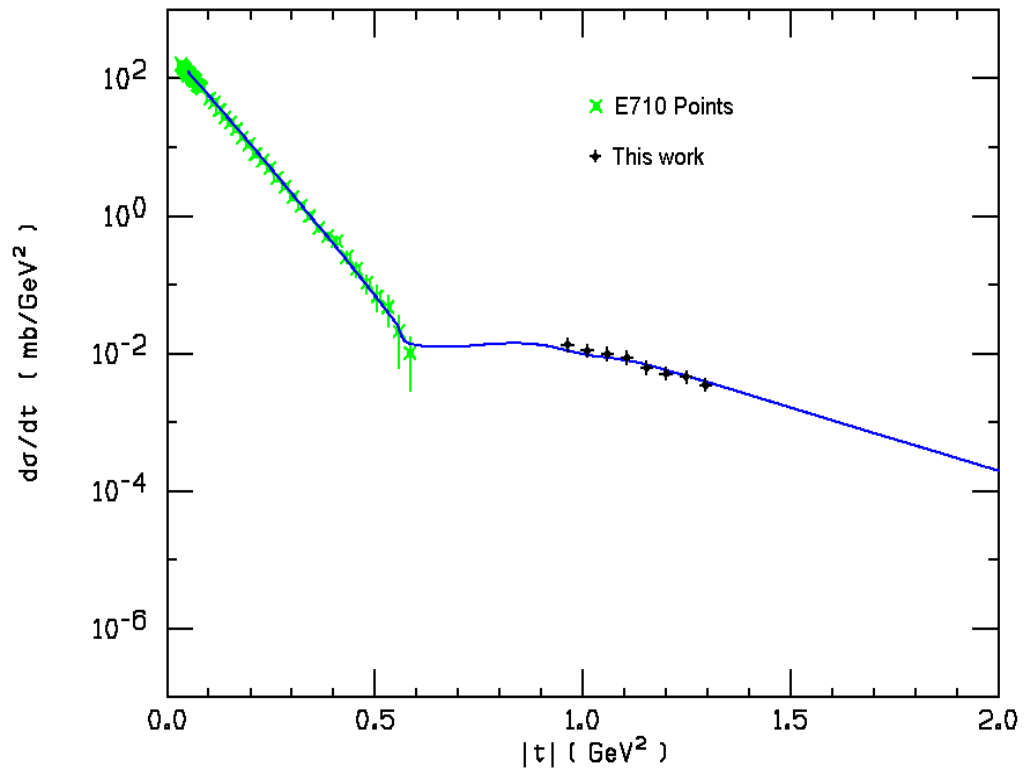


Figura 8.16: Dados obtidos pela colaboração E710 juntamente com a predição do comportamento da seção de choque a valores maiores de $|t|$, proposto pelo modelo fenomenológico de Bloch [39]. Também aparecem os pontos obtidos neste trabalho após serem normalizados com os pontos $d\sigma/dt$ medidos. As barras de erro não levam em consideração as contribuições devidas as incertezas inerentes ao procedimento do *unsmearing*.

FPD Run #	Lum inicial \times E30 $cm^{-2}s^{-1}$	# de eventos coletados
132	7.6	24948
142	9.0	33063
144	8.2	50076
145	8.2	50076
146	8.2	52002
147	8.2	50076
148	8.2	50183
150	8.2	24931
151	8.2	50076
152	8.3	58743
155	6.9	13375
156	7.5	20009
157	7.5	83567
158	7.5	6741
159	7.5	50183
160	7.5	6313
161	7.5	15515
162	7.5	51467
164	11.0	50290
166	11.0	17762
167	11.0	69764
168	11.0	40981
176	10.4	50397
177	10.4	50290
178	10.4	50290
179	10.4	50397
180	10.4	50397
182	11.0	51681
183	11.0	49969
187	11.0	34989
188	11.0	50183

Tabela 8.2: *Runs* do FPD a serem analisados. Também se mostra a luminosidade instantânea medida no início do *run*, e o número de eventos coletados em cada *run* (valores iguais de luminosidade indicam que os *runs* foram obtidos no mesmo *run* do Tevatron).

Tipo de corte	# de eventos que sobrevivem ao cortes	% do total
-	1308734	100
Corte 1 (multiplicity1)	78095	5.9
Corte 2 (multiplicity2)	29285	2.2
Corte 3 (segmento)	26428	2.0
Corte 4 (fiducial)	21287	1.6
Corte 5 (ruído)	18569	1.4
Corte 6 (aceptância)	17724	1.3

Tabela 8.3: Tabela onde se mostra o efeito dos cortes sobre os eventos processados.

Incerteza considerada	Contribuição ao erro final (%)
σ_x	-
σ_y	25.5
σ_m	29.0
σ_n	24.2
σ_{est}	21.3

Tabela 8.4: Contribuições individuais de cada erro à incerteza total.

Capítulo 9

Conclusões

Foi desenvolvida a análise dos dados elásticos tomados pelos detectores do FPD, com o sistema de aquisição de dados que ainda não estava integrado ao detector central DØ, pelas razões apontadas no texto.

Experimentalmente podemos tirar conclusões sobre três tipos de procedimentos independentes necessários para a obtenção do resultado final:

- Demonstrou-se que o sistema de detecção de *hardware* funcionou confialmente. Isto incluiu os detectores de posição, as barras cintilantes, a parte elétrica e sobre tudo a movimentação mecânica dos *Roman Pots*.
- Aprendeu-se a operar os detectores até encontrar suas posições nas condições difíceis impostas pelo feixe.
- Testou-se pela primeira vez os programas de desempacotamento, seleção e

reconstrução das trajetórias, os quais provaram se comportar adequadamente.

A análise foi condicionada pelo funcionamento do feixe, que determinou o intervalo da medição na variável $|t|$, primeiramente limitando a inserção dos detectores, e depois através dos resultados *offline*. Cortes simples baseados no funcionamento ideal do feixe permitiram limpar consideravelmente a amostra até obter resultados confiáveis.

Dentro do intervalo confiável de $0.96 < |t| < 1.3 \text{ GeV}^2$ foram obtidos os primeiros resultados do espectro dN/dt a uma energia de $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$, sendo eles bem ajustados por uma função exponencial cujo valor final da inclinação foi determinada em:

$$b = -4.015 \pm 0.193 \text{ GeV}^{-2}$$

Este número foi conseguido após o procedimento de *unsmearing*, onde se usou uma função tipo exponencial como a função tentativa, ou *ansatz*. Os erros sistemáticos mais significativos foram devidos à posição vertical dos *Pots*, e a incerteza nos parâmetros usados na função de ajuste da variação da resolução em $|t|$.

A análise serviu também para comprovar e diagnosticar o comportamento anômalo feixe, a partir do valor $|t| \geq 1.3 \text{ GeV}^2$, detectando-se um excesso de eventos no lado externo (com respeito ao centro do anel), em ambos os detectores.

Finalmente, nosso resultado mostrado na figura 8.16 é um resultado original

que apresenta uma mudança de inclinação considerável em comparação à região a baixos valores de $|t|$, variação que está em concordância com as previsões do modelo fenomenológico de Bloch [39].

Referências Bibliográficas

- [1] The DØ Collaboration, “Proposal for a Forward Proton Detector at DØ”, Fermilab-Pub-97-377, 1997.
- [2] R. E. Kutkosky, J. Math. Phys. **1**, pp 429, 1960.
- [3] W. Pennington, “The Pomeron and QCD”, Harwood academis publishers., pp 251-252, 2001.
- [4] P. Collins, “An introduction to Regge theory and High Energy Physics,” Cambridge, pp 4-7, 1977.
- [5] TOTTEM Collaboration, CERN-LHCC-97-49, 1997.
- [6] E. Predazzi, “High-Energy Particle Diffraction”, Spinger, pp 140, 2002.
- [7] N. Amos et al (E710 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **68**, pp 2433, 1992.
- [8] F. Abe et al (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D50**, pp 5518, 1994.
- [9] A. Donachie and P. Landshoff, Phys.Lett. **B296**, pp 227-232, 1992.

- [10] G. Matthiae, Rep. Prog. Phys. **57**, pp 743-790, 1994.
- [11] C. Augier *et al.*, Phys. Lett. **315B**, pp 503, 1993.
- [12] P. Landshoff, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **99A**, pp 311-322, 2001.
- [13] WA91 Collaboration, Phys. Lett. **324B**, pp 509, 1994.
- [14] N. Amos *et al.*, Nucl. Phys. **262B**, pp 689, 1985.
- [15] N. Amos et al (E710 Collaboration), Phys. Lett. **247B**, pp 127, 1990.
- [16] E. Predazzi, “High-Energy Particle Diffraction”, Springer, pp 149, 2002.
- [17] Bozzo *et al.*, Phys. Lett. **147B**, pp 385, 1984.
- [18] A. Breakstone *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, pp 2180, 1985.
- [19] A. Donachie and P. Landshoff, Phys. Lett. **123B**, pp 345, 1983.
- [20] A. Donachie and P. Landshoff, Phys. Lett. **387B**, pp 637, 1996.
- [21] W. Scharf, “Particle accelerators and their uses”, Harwood Academic Publishers., pp 251-252, 2001
- [22] E. Wilson, “An introduction particle accelerators”, Oxford., pp 32-33, (2001)

- [23] D. Carey, “The optics of charged particle beams”, Harwood academic publishers., pp 29-30, 1987
- [24] Marriner *et al.*, “Run II Handbook”, <http://www-bd.fnal.gov/runII/Chapter5>
- [25] A. Brandt *et al.*, “Accelerator Modifications for the D0 Forward Proton Detector”, Internal Fermilab Memo, 1997
- [26] A. Drozhdin and N. Mokhov, “Detector-accelerator interface at the Tevatron” FERMILAB-Conf-98/105, 1998
- [27] FNAL, “Design Report Tevatron I projects”, FNAL Internal Note, 1984
- [28] The DØ Collaboration, “DØ Run IIB Upgrade Technical Design Report”. FERMILAB-PUB-02-327-E, 2002
- [29] The DØ Collaboration, “DØ Silicon Tracker Technical Design Report”, DØ Internal Note 2169, 1994
- [30] The DØ Collaboration, “The DØ Upgrade Central fiber Tracker: Technical Design Report”, http://d0server1.fnal.gov/projects/SciFi/cft_home.html
- [31] The DØ Collaboration, “A new detector technique using triangular scintillating strips to measure the position of minimum ionizing particles”, FERMILAB-PUB-95-285-E, 1995

- [32] L Sawyer *et al*, “Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for DØ Run 2”, DØ Internal Note 2686, 1997
- [33] S. Hagopian, “The Run 2 DØ Muon System at the Fermilab Tevatron”,
http://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/muon_upgrade/hagopian_como.ps
- [34] A. Lo *et al*, “Luminosity Technical Design Report”, DØ Internal Note 3020, 1997
- [35] Oguri *et al*, “The C++ FPD Reconstruction Code”,
http://alpha1.lafex.cbpf/~molina/docs/FPD_reco.ps
- [36] J. Barreto and A. Drozdhin, “Reconstructing Track Trajectories for the FPD”,
D0 Note 3788, 2000
- [37] M. Martens, “Model of Electrostatic Separator”,
<http://www-d0.fnal.gov/fpd/Links/docs.html#early/>
- [38] M. Vaz and W. Carvalho, “L1 Trigger Equations for the Forward Proton Detector at DZero”, <http://alpha1.lafex.cbpf.br/~wagner/l1equations.html>
- [39] M. Bloch *et al*, *Phys. Rev.* **D41**, pp 978, 1990
- [40] Vertex ID group, “Preliminary p11.07.00 results”,
http://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/d0_private/software/vertexid/vertexid.html

- [41] C. Avila, “FPD Beam test DAQ”, <http://www-d0.fnal.gov/~avila/daqfpd.htm>

- [42] D0 Upgrade - Forward Proton Detector Electronics, “Shaper/Amplifier circuit”,
<http://d0br1.lafex.cbpf.br/~mario/FPD/ampshaper/description.html>

- [43] M. Edel, “Histo-Scope and NPlot”,
<http://www-pat.fnal.gov/nirvana/histo.html>

- [44] M. Strang, “FPD Detector Mapping”,
http://alpha1.lafex.cbpf.br/~molina/docs/FPD_Detector_Mapping.pdf

- [45] J. Montanha and J. Barreto,
http://www.ifi.unicamp.br/~montanha/fpd/sources/quadrupoles/pot_ver.for

- [46] J. Barreto,
http://www-clued0.fnal.gov/~barreto/fpd/qcd_042502.ppt

- [47] J. Molina,
<http://alpha1.lafex.cbpf.br/~molina/ppt/separador.ppt>

- [48] M. Martens,
http://www-ap.fnal.gov/~martens/orbits/FPD_beamsize_Aug03.ppt