



Universidade do Estado do Rio de Janeiro
Pós-Graduação em Física

Dissertação de Doutorado

PPGF-D.02/07

Função de estrutura do antiproton nas interações difrativas $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$

Helena Brandão Malbouisson

Orientador: Alberto Santoro

Co-orientador: Vitor Oguri

Rio de Janeiro

Julho de 2007

Agradecimentos

Agradecimentos à CAPES e ao CNPq pelo auxílio financeiro e à Pós-graduação em Física da UERJ pelo espaço e infra-estrutura disponibilizados.

A Ana, Adolfo e Augusto

Sumário

1	Introdução	1
2	Fenomenologia da Difração	3
2.1	O Modelo Padrão das partículas elementares e a Cromodinâmica Quântica (QCD)	3
2.2	O Modelo a Partons e Funções de Distribuição de Partons	4
2.3	Definição de fenômenos difrativos	7
2.4	Cinemática	9
2.5	Modelo de Regge	14
2.6	Fenomenologia da difração dura	17
2.6.1	A Equação de evolução de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi . .	17
2.6.2	A Equação de Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov	18
2.6.3	A Equação de Ciafaloni-Catani-Fiorani-Marchesi	19
2.6.4	Modelo de Ingelman-Schlein	19
2.7	O modelo de interação de cor mole – SCI	20
2.8	Probabilidade de Sobrevivência de <i>Gaps</i> de Rapidez	21
3	Experimento DØ no Tevatron	23
3.1	O Tevatron	23
3.2	O Experimento DØ	28
3.2.1	O Sistema de Coordenadas	28
3.2.2	O Sistema de Traços Central	29
3.2.3	O Campo Magnético	32
3.2.4	Os Detectores <i>Preshower</i>	33
3.2.5	O Calorímetro	33
3.2.6	O Detector de Múons	36
3.2.7	O Detector de Luminosidade	37
3.2.8	Os Sistemas de Disparo e de Aquisição de Dados	39
3.3	O Detector de Prótons Frontais	41
3.4	Os Softwares do Detector DØ	46
3.4.1	O Algoritmo de Reconstrução de Jatos no DØ	46
3.4.2	Identificação de Jatos	48
3.4.3	A Escala de Energia de Jatos – JES	50
3.4.4	A Energia Transversa Faltante	51
3.4.5	A Reconstrução de Traços	52

3.4.6	A Reconstrução de Vértice Primário	53
3.4.7	Os Algoritmos de simulação, digitalização e reconstrução do detector DØ	53
3.4.8	O Formato de Análise Comum - CAF	54
4	A função de estrutura do antipróton em eventos difrativos	57
4.1	Dados e Monte Carlo	57
4.1.1	Seleção de eventos	58
4.2	Variáveis usadas nos processos difrativos	60
4.2.1	Células do calorímetro	61
4.3	Determinação dos Cortes	64
4.4	Comparação entre dados e Monte Carlo	67
4.5	Amostra de Dados: SD, ND e distribuições de SD/ND	69
4.6	Eficiências	72
4.6.1	Purezas	72
4.6.2	Eficiência de vértice primário	73
4.6.3	Aceptância de <i>gap</i>	74
4.6.4	Probabilidade de sobrevivência de intervalo de rapidez	75
4.7	Amostra de dados em regiões de E_T^*	75
4.8	Extração da função de estrutura do antipróton em eventos difrativos	76
4.8.1	A função de estrutura difrativa do antipróton	80
4.8.2	Determinação de Q^2 por <i>bin</i> de β	80
4.8.3	Distribuição de F^{ND} em função de $(\xi_p^{jets}, < Q^2 >)$ por <i>bin</i> de β	81
4.8.4	Distribuição da razão SD/ND	83
4.8.5	A função de estrutura difrativa do antipróton	83
4.9	Fração difrativa	86
5	Conclusões e Perspectivas	89
A	Carregamento de grandes volumes de dados no banco de dados do Monitor de Luminosidade no DØ	93
A.1	Geração dos arquivos de dados	93
A.1.1	Métodos de carregamento	94
A.2	Valores Padrão	95
A.3	Carregamento dos arquivos de dados	96
B	O alinhamento do espectrômetro de dipolo do detector de prótons dianteiros do DØ	97
B.1	O espectrômetro de dipolos	97
B.1.1	Aceptância dos detectores de dipolo	97
B.2	Alinhamento relativo	98
B.3	Alinhamento dinâmico	100
C	O método de χ^2	105

D Cálculo do Erro Estatístico da fração difrativa	107
--	------------

Lista de Figuras

2.1	<i>Cinemat�ica do Espalhamento Altamente Inelástico (DIS) no centro de massa</i>	6
2.2	<i>Processos difrativos: a) Espalhamento Elástico, onde ambos próton e antipróton são detectados no estado final, com um gap de rapidez entre eles. b) Difrac�o Dupla, ambos próton e antipróton sofrem dissocia�o, resultando em um sistema X difrativo soft. Na versão dura da difrac�o dupla, são observados objetos pesados no estado final X, tais como jatos.</i>	8
2.3	<i>Processos difrativos: a) Difrac�o dura simples, onde o próton se dissocia e o antipróton se mant�m intacto no estado final, com um gap de rapidez no lado Norte do detector. b) Dupla Troca de Pomeron, ambos próton e antipróton se mant�m intacto depois da intera�o, resultando em um sistema difrativo X central.</i>	9
2.4	<i>Rea�o da Difrac�o Dura Simples, com pelo menos dois jatos no estado final.</i>	10
2.5	<i>Cinemat�ica da Difrac�o Simples. Localiza�o em termos da rapidez y do antipróton espalhado, do sistema difrativo X e do gap de rapidez, que identificamos como GAP.</i>	13
2.6	<i>trajetórias mesônicas de Regge</i>	16
2.7	<i>O Pomeron descrito pela Teoria BFKL. A linhas verticais representam os glúons reggeizados e os vértices são vértices efetivos de glúons tríplices não locais.</i>	18
2.8	<i>O Pomeron segundo o modelo de Ingelman-Schlein. a) O antipróton "emite" um pomeron e em b) um parton do próton interage com um parton do pomeron.</i>	20
2.9	<i>O modelo de Intera�o de Cor Mole e suas re-arruma�es de cor para explicar processos de espalhamento duro (a) não difrativos, (b) de difrac�o simples e de (c) dupla troca de pomeron.</i>	21
3.1	<i>Fermilab e o acelerador Tevatron.</i>	24
3.2	<i>Cadeia de aceleradores do Fermilab [1]</i>	25
3.3	<i>Vista esquemática lateral do detector D�</i>	28
3.4	<i>O design de barril/disco do SMT</i>	29
3.5	<i>Se�o reta de um barril do SMT e suas 4 camadas, com 2 subcamadas cada, compostas pelos módulos de silício. Entre as camadas, o suporte de berílio com os canais resfriadores. Como suporte do barril, o cilindro em fibra de carbono.</i>	30
3.6	<i>"faixa" com as duas subcamadas de singletos, formando os dubletos</i>	30
3.7	<i>Vista de uma se�o reta do detector D�, com o CFT, SMT, sistema de calorimetria e o detector de múons</i>	31
3.8	<i>Vista no plano y – z do campo magnético do D� (em kG) com ambos solenóide e toróide � corrente máxima (4749 A e 1500 A, respectivamente). O campo magnético no toróide central � aproximadamente 1.8 T, enquanto que o campo magnético nos toróides das extremidades � de 1.9 T. A linhas de campo são proje�es no plano y – z. As extremidades das linhas do lado esquerdo e direito diferem em 2.5 m em x.</i>	32
3.9	<i>Vista dos calorímetros Central (CC), Extremidade Norte (ECN) e Extremidade Sul (ECS)</i>	34
3.10	<i>Vista esquemática lateral de parte do calorímetro central e um dos calorímetros de extremidade. As nuances de preto na figura, indicam como as células dos calorímetros se agrupam em torres para a leitura do sinal. As retas indicam intervalos de pseudo-rapidez, partindo do centro do detector.</i>	35

3.11	<i>Unidade de célula típica para o calorímetro, mostrando a estrutura de gap, as placas absorvedoras aterradas e as placas de sinal</i>	36
3.12	<i>Vista lateral o detector $D\emptyset$ com os principais componentes do detector de múons</i>	37
3.13	<i>Localização do detector de luminosidade do $D\emptyset$</i>	38
3.14	<i>detector de luminosidade do $D\emptyset$</i>	38
3.15	<i>Vista geral esquemática do sistema de trigger e do sistema de aquisição de dados do $D\emptyset$</i>	40
3.16	<i>Diagrama do TFW</i>	40
3.17	<i>Layout do detector de prótons dianteiros, FPD</i>	42
3.18	<i>Um castelo dos quadrupolos do FPD</i>	43
3.19	<i>Os detectores de posição do FPD e as MAPMTs</i>	44
3.20	<i>Segmentos de hits em duas camadas de um Roman Pot do FPD</i>	44
3.21	<i>Hardware do sistema de trigger do FPD</i>	45
3.22	<i>Exemplo de sensibilidade infravermelha de um algoritmo de jato. O tamanho das setas é proporcional à sua respectiva energia. Nesse exemplo, evidencia-se como dois jatos são identificados como apenas um, devido à radiação mole entre os jatos. Um algoritmo de cone jatos ideal, não deve ser sensível a esse efeito</i>	47
3.23	<i>Exemplo de segurança de colinearidade. No exemplo da esquerda, o algoritmo falha ao encontrar uma semente de jato, devido à energia estar distribuída em várias torres do calorímetro de pequena energia. No exemplo da direita, o algoritmo identifica a semente de jato por este ter a energia distribuída de forma mais "estreita"</i>	47
3.24	<i>Esboço da evolução do parton do espalhamento duro até o jato observado no detector [2]</i>	50
3.25	<i>caminho dos dados no detector $D\emptyset$. Os dados brutos entram no programa de reconstrução (que vai reconstruir os traços, vértices primários, jatos, etc) e saem em um formato chamado de "thumbnail" [3, 4], que contém informação comprimida de objetos físicos, tais como traços, vértices, jatos, múons e MET e também informação do detector, tal como informação sobre as células do calorímetro e informação extra de trigger. Dessa "thumbnail", são rodados os reparos necessários (tal como conserto de alguma versão de algum algoritmo que não foi corretamente aplicado no D0Reco ou está obsoleto no mesmo) e faz-se o "skimming", i.e., só guardar um certo tipo de informação (tal como um trigger específico) de interesse de cada grupo de física do $D\emptyset$. A "thumbnail" na qual foi aplicado o "skimming", é então passada pelo programa d0correct[5], que é um pacote central que chama e aplica correções e certificações para os objetos: eletromagnéticos, múons, jatos e energia transversa faltante (MET). Após passar pelo d0correct, o usuário pode ou analisar diretamente as "thumbnails" que passaram pelo "skimming" e d0correct, ou as árvores do CAF, que são produzidas a partir dessas "thumbnails"</i>	55
4.1	<i>Razão dos perfis de luminosidade dos dados com a amostra de POMWIG com $PTMIN = 43$. A distribuição é muito similar para as outras amostras de POMWIG</i>	58
4.2	<i>Razão dos perfis de luminosidade dos dados com a amostra de PYTHIA</i>	59
4.3	<i>Espectro de p_T do jato de maior momentum transverso. Amostra de POMWIG</i>	59
4.4	<i>Espectro de p_T do jato de maior momentum transverso. Amostra de PYTHIA</i>	60
4.5	<i>Camadas do calorímetro nas amostras de POMWIG (acima) e PYTHIA (abaixo). Camadas eletromagnéticas: 1 - 7, camadas do calorímetro hadrônico fino: 11 - 14 e camadas do calorímetro hadrônico grosso: 15 - 17</i>	62
4.6	<i>Soma de energia das células do calorímetro, E_{sum}, no lado NORTE(\bar{p}) do detector, para POMWIG (linha contínua) e PYTHIA (linha pontilhada). A distribuição difrativa tende a se acumular em valores baixos da soma de energia das células, E_{sum}, indicando uma região com ausência de partículas que caracteriza um gap de rapidez. Para a distribuição de PYTHIA, E_{sum} está acumulada em valores maiores, indicando uma distribuição mais homogênea das partículas no detector para eventos não difrativos</i>	63
4.7	<i>ξ_p^{cells} (acima) e ξ_p^{jets} (abaixo) para POMWIG (linha contínua) e PYTHIA (linha pontilhada). Os eventos difrativos se acumulam na região de menores ξ_p^{cells} ou ξ_p^{jets}, diferentemente das distribuições correspondentes não difrativas</i>	63

4.8	Correlação entre ξ_{gen} gerado e ξ_{cells} calculado a partir da soma sobre as células do calorímetro, através da equação (4.1). Pode-se ver no gráfico que existe uma diferença de aproximadamente 40% entre as duas variáveis. Essa diferença é tomada como uma correção e é aplicada às distribuições de dados e Monte Carlo de ξ_p^{cell} . A correlação mostrada na figura foi obtida utilizando-se duas amostras de POMWIG gerada com $PTMIN = 13$ e $PTMIN = 23$	64
4.9	Aceptância geométrica de ξ	64
4.10	Estimativa da largura dos gaps de rapidez para eventos difrativos.	65
4.11	Pureza = $\frac{N_{POMWIG}}{N_{total}}$, para POMWIG, calculada simultaneamente para ξ e E_{sum} para levar em consideração possíveis correlações entre os cortes nas duas variáveis.	65
4.12	Pureza = $\frac{N_{PYTHIA}}{N_{total}}$, para PYTHIA, calculada simultaneamente para ξ e E_{sum} para levar em consideração possíveis correlações entre os cortes nas duas variáveis.	66
4.13	Comparação da pureza em Monte Carlo entre PYTHIA (não difrativo, linha pontilhada) e POMWIG (difrativo, linha contínua) em função de E_{sum} . Determina-se o corte de seleção a partir de uma análise dessas distribuições.	66
4.14	Comparação da pureza em Monte Carlo entre PYTHIA (não difrativo, linha pontilhada) e POMWIG (difrativo, linha contínua), em função de ξ_p^{jets}	67
4.15	Amostra SD. Distribuições de linha contínua: sinal + background (POMWIG + PYTHIA). Distribuições de linha pontilhada: background (PYTHIA). Pontos: dados.	68
4.16	Amostra SD. Distribuições de linha contínua: sinal + background (POMWIG + PYTHIA). Distribuições de linha pontilhada: background (PYTHIA). Pontos: dados.	69
4.17	Amostra ND. Distribuições de linha contínua: sinal + background (POMWIG + PYTHIA). Distribuições de linha pontilhada: background (PYTHIA). Pontos: dados.	69
4.18	Amostra ND. Distribuições de linha contínua: sinal + background (POMWIG + PYTHIA). Distribuições de linha pontilhada: background (PYTHIA). Pontos: dados.	70
4.19	Distribuições de $\eta^* = \frac{\eta_1 + \eta_2}{2}$ para as amostras de dados SD e ND. A distribuição acima à esquerda mostra a comparação das distribuições de η^* para SD com um gap de rapidez NORTE, para ND e para todos os eventos. A amostra SD com um gap NORTE difere em forma da distribuição da amostra ND, como esperado. A amostra ND tem uma distribuição mais centralizada e a amostra de dados SD com gap NORTE mostra mais atividade na parte SUL do detector. O comportamento contrário é observado para a amostra SD com um gap SUL, acima à direita, também como esperado. A distribuição em η^* da amostra de dados SD está acumulada na parte negativa de η^* . Abaixo à esquerda, vê-se a razão SD/ND do número total de eventos e confirma o comportamento observado na distribuição em η^* da amostra de dados SD com um gap NORTE, assim como a distribuição de SD/ND em função de η^* para os dados da amostra de SD com um gap SUL, abaixo à direita, também confirmam o resultado obtido para eventos SD com um gap SUL.	71
4.20	Distribuições de E_T^* . Não há observação de diferença de comportamento em E_T^* entre as distribuições SD e ND.	72
4.21	Distribuições de $\Delta\phi$. A amostra SD tem mais eventos com os dois jatos de maior momentum transversal em uma configuração back-to-back.	73
4.22	Distribuições de $\xi_{p(p)}^{cells}$	74
4.23	Distribuições de $\xi_{p(p)}^{jets}$	75
4.24	Aceptância de gap. Razão da distribuição da fração de momentum do parton no pomeron, β , de eventos que passaram os cortes de seleção da amostra SD e todos os eventos reconstruídos que passaram a seleção da amostra de dijetos. Distribuição obtida com a amostra de Monte Carlo Difrativo POMWIG.	76
4.25	Aceptância de gap. Razão das distribuições de ξ_p^{jets} para eventos que passaram os cortes da sub-amostra SD sobre os que passaram os cortes de dijetos, do Monte Carlo difrativo POMWIG.	77
4.26	Distribuições de SD/ND em função de ξ_p^{jets} "empilhadas" para quatro diferentes regiões de E_T^* , logo, diferentes regiões de Q^2 . A forma da distribuição de SD/ND não mostra uma diferença protuberante com a mudança de Q^2 , o que indica que o pomeron evolui junto com o próton. Distribuições corrigidas por purezas e eficiências de vértice primário.	77

4.27	<i>Distribuições de β para a sub-amostra de dados SD para diversos bins de E_T^{*2}. Corrigidas por purezas e eficiências de vértice primário.</i>	78
4.28	<i>$Q^2 = E_T^{*2}$ para a sub-amostra de dados SD, por bin β.</i>	81
4.29	<i>$Q^2 = E_T^{*2}$ para a sub-amostra de dados ND, por bin de β.</i>	82
4.30	<i>F^{ND} em função de ξ_p^{jets} em dez bins de β variando de 0.0 a 1.0.</i>	82
4.31	<i>Distribuição de F^{ND} em função de β.</i>	83
4.32	<i>Distribuição de SD em função de β.</i>	83
4.33	<i>Distribuição média de F^{ND} em função de β.</i>	84
4.34	<i>distribuição de SD/ND em função de β, corrigida pelas purezas, eficiências de vértice primário e gap.</i>	84
4.35	<i>A função de estrutura difrativa do antipróton, $F_{2,JJ}^D$, usando o conjunto de função de estrutura H12000 para a função de estrutura não difrativa do próton. A banda amarela representa a variação em JES de $\pm 1\sigma$.</i>	85
4.36	<i>A função de estrutura difrativa do antipróton, $F_{2,JJ}^D$, usando o conjunto de função de estrutura CTEQ6L para a função de estrutura não difrativa do próton. A banda amarela representa a variação em JES de $\pm 1\sigma$.</i>	86
4.37	<i>A função de estrutura difrativa do antipróton (pontos), $F_{2,JJ}^D$, usando o conjunto de função de estrutura H12000 para a função de estrutura não difrativa do próton, comparada com o resultado obtido pelo experimento CDF (triângulos) e o experimento H1 (estrelas). A banda amarela representa a variação em JES de $\pm 1\sigma$. Os dados do experimento H1 foram obtidos a partir de um ajuste aos dados de gap, ajuste MRW[6] no resultado publicado em 2006[7]</i>	87
5.1	<i>A função de estrutura difrativa do antipróton (pontos), $F_{2,JJ}^D$, usando o conjunto de função de estrutura H12000 para a função de estrutura não difrativa do próton, comparada com o resultado obtido pelo experimento CDF (triângulos) e o experimento H1 (estrelas). A banda amarela representa a variação em JES de $\pm 1\sigma$. Os dados do experimento H1 foram obtidos a partir de um ajuste aos dados de gap, ajuste MRW[6] no resultado publicado em 2006[7]</i>	90
A.1	<i>Esquema do banco de dados do detector de luminosidade do DØ. A tabela principal do esquema, é a tabela que contém os números dos LBN. Todas as outras tabelas têm uma dependência com essa tabela.</i>	94
B.1	<i>Correlação das coordenadas dos hits, x (distribuição da direita) e y (distribuição da esquerda), no espectrômetro de dipolo. O eixo X dos gráficos acima, representa a coordenada correspondente dos hits em D1I e o eixo Y representa a coordenada correspondente dos hits em D2I. Pode-se ver como essas variáveis estão relacionadas e como o ímã dipolar faz a separação entre os prótons do feixe que estão se aproximando do IP e os antiprótons espalhados difrativamente. Como os antiprótons têm menos energia, a correlação desses é deslocada para menores valores em D2I. No gráfico de correlação da variável x dos hits, a banda superior representa o "halo" do próton e a banda inferior é devida aos antiprótons espalhados difrativamente. Chamamos essa banda inferior de banda de sinal.</i>	98
B.2	<i>Comparação de correlações de hits e mapas de hits entre dados e Monte Carlo. Existe claramente um deslocamento entre as distribuições. O gráfico na parte superior esquerda é o mapa de hits para D1I, e na parte superior à direita se encontra o mapa de hits de D2I. Na parte inferior à esquerda, vê-se a correlação em y para dados e Monte Carlo, e na parte inferior à direita, vê-se a correlação em x. Todos os gráficos são apenas para a banda de sinal.</i>	99
B.3	<i>Comparação entre as coordenadas dos hits de dados e Monte Carlo. As distribuições têm aproximadamente a mesma forma, mas apresentam um deslocamento claro entre elas.</i>	99
B.4	<i>Comparação entre as correlações e mapas de hits entre dados e Monte Carlo com o deslocamento de alinhamento aplicado. As duas distribuições concordam entre si.</i>	100

B.5	<i>Distribuições das variáveis difrativas ξ e t separadas para sinal e halo. Os gráficos da parte superior mostram as distribuições de ξ para o sinal (à esquerda) e ruído (à direita). Os gráficos do meio são as distribuições de t para sinal (esquerda) e ruído (direita) e os gráficos da parte inferior representam as distribuições de ξ vs. t. Vê-se claramente que as distribuições são distintas para partículas de sinal e de halo. As partículas de sinal se encontram na região de aceitação do detector, enquanto as distribuições correspondentes ao halo, se concentram em uma região de alto t e baixo ξ.</i>	101
B.6	<i>Distribuições das variáveis ξ e t para prototracks com alinhamento relativo, comparados com Monte Carlo. As distribuições têm uma boa concordância qualitativa.</i>	102
B.7	<i>Distribuições de t para diferentes deslocamentos aplicados às coordenadas x dos hits que atingiram o espectrômetro de dipolo.</i>	103
B.8	<i>Distribuições selecionadas de t para diferentes deslocamentos aplicados às coordenadas x dos hits que atingiram o espectrômetro de dipolo.</i>	103
B.9	<i>Zoom nas distribuições selecionadas de t para determinar o deslocamento a ser aplicado às coordenadas dos hits do espectrômetro de dipolo.</i>	104
B.10	<i>Comparação entre prototracks dinamicamente alinhados, relativamente alinhados e Monte Carlo. No gráfico da esquerda, a distribuição de t, no da direita, a distribuição de ξ.</i>	104
C.1	<i>χ^2 como função do fator multiplicativo a ser aplicado nas distribuições de Monte Carlo.</i>	105

Lista de Tabelas

2.1	Férmions. Constituintes da matéria.	5
2.2	Bósons. Mediadores das interações.	5
4.1	Número total de eventos dos DADOS reais.	74
4.2	valores de $Q^2 = E_T^{*2}$	81
4.3	Valores da fração difrativa para os DADOS reais.	87
4.4	Número de eventos total obtidos com POMWIG para as amostras de SD e dijetos.	88
4.5	Valores da fração difrativa para as variações do JES.	88
A.1	<i>Valores padrão para cada colna de cada tabela.</i>	96
B.1	<i>Valores de desalinhamento. Diferença entre as coordenadas dos hits de dados e Monte Carlo.</i>	100
B.2	<i>Valores de desalinhamento. Número de prototracks reconstruídos antes de depois do alinhamento relativo. Diferença entre as coordenadas de hits de dados e Monte Carlo.</i>	102

Capítulo 1

Introdução

A difração hadrônica tem seus primórdios ainda na Física Nuclear, em uma analogia direta à difração ótica. Entretanto, só foi adequadamente caracterizada nos anos 60, com o trabalho de M. L. Good e W. D. Walker[8], no qual concluem que diferentes componentes de um projétil lançado sobre um alvo são diferentemente absorvidas, dando origem à criação de novos estados físicos.

Apesar de aceitação da Cromodinâmica Quântica, QCD, como a teoria que descreve as interações fortes, esta é incapaz de fazer previsões sobre reações que ocorrem a uma escala de distância maior que o tamanho médio do raio de um hádron, por não poder fazer uso do cálculo perturbativo. As reações que ocorrem nessa escala de energia são classificadas como "moles" (ou *soft* em inglês).

As interações difrativas moles são muito bem descritas fenomenologicamente pelo Modelo de Regge, com a introdução de um objeto que explica o crescimento da seção de choque total com a energia[9, 10, 11], chamado de *pomeron*, que é a singularidade dominante no plano complexo do momento angular, a altas energias. O pomeron tem os números quânticos do vácuo e não corresponde a nenhuma partícula conhecida. Espera-se que suas recorrências sejam *glueballs*[12, 13], e não ressonâncias convencionais.

A implementação do Modelo de Regge na QCD seria um grande passo para a compreensão plena das interações fortes.

Em contrapartida às interações difrativas moles, existe a difração dura, que é a componente de grandes escalas de energia da difração. A difração dura foi introduzida por Ingelman e Schlein, ao proporem um modelo para explicar a observação de partículas colimadas em dois jatos no estado final de uma interação difrativa simples. O modelo de Ingelman-Schlein se baseia em uma propriedade da QCD que garante poder-se separar por uma convolução, a parte perturbativa da não perturbativa de uma seção de choque a altas energias, conhecida como *fatorização*[14, 15]. O primeiro resultado de acordo com o Modelo de Ingelman-Schlein e testes de possíveis configurações de constituintes do pomeron, foram extraídos pela colaboração UA8 do experimento $S\bar{p}pS$ no CERN[16], operando a uma energia de $\sqrt{s} = 630$ GeV, ao detectar prótons resultantes carregando uma fração significativa do momentum do próton inicial, associados a jatos de alto momentum transversal no estado final. Resultado logo seguido de vários estudos em espalhamento profundamente inelástico[17, 18, 7, 19, 20, 21, 22, 23], todos de acordo com a teoria da fatorização.

A observação experimental da difração dura se deu pela inspirada descoberta de Bjorken[24], de que os eventos difrativos têm uma assinatura única, que consiste em regiões do detector desprovidas de partículas. Regiões estas identificadas como *intervalos de rapidez* ou *gap*.

Esses *gaps* foram utilizados nas primeiras análises de difração dura em colisões hádron-hádron[25, 26, 27], no Tevatron[28]. Análises essas, que indicariam uma diferença - comparativamente com os resultados obtidos do espalhamento profundamente inelástico dos experimentos ZEUS e HERA - na estimativa dos constituintes do pomeron, indicando uma quebra da fatorização para as colisões hádron-hádron a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, baseados no fato de que o pomeron é universal. Esses resultados foram confirmados por outras análises que, no lugar de utilizar os *gaps* para detectar um evento difrativo, detectaram diretamente o antipróton espalhado difrativamente a baixíssimos ângulos[29, 30].

Em seguida a essas descobertas experimentais foram feitas diversas tentativas teóricas para explicar a quebra de fatorização nas interações difrativas em colisões hádron-hádron[31, 32, 33].

A dissertação de tese de doutoramento aqui apresentada, vem como uma tentativa de complementar os testes experimentais do Modelo de Ingelman-Schlein, fazendo uso da técnica experimental de identificação de interações hadrônicas difrativas pela presença de um *gap*.

É importante notar que as interações difrativas mediadas pelo Pomeron constituem uma parte significativa da seção de choque das interações fortes. Conhecer o comportamento das funções de estrutura difrativas é uma parte fundamental para o avanço e compreensão do espectro difrativo dessas interações. Nesta dissertação, é feita uma tentativa de extrair resultados dessas funções a partir dos dados obtidos com o detector DØ do Tevatron/Fermilab nas interações $p\bar{p}$ a 1.96 GeV.

Começa-se o capítulo 2 com uma breve introdução ao Modelo Padrão das Partículas Elementares, ao Modelo a Partons e às funções de distribuição de partons. Nesse mesmo capítulo, uma vista geral sobre o modelo de Regge é apresentada. Em seguida, a definição de eventos difrativos é exposta, chegando ao Modelo de Ingelman-Schlein após passar pelas equações de DGLAP e de BFKL. Passa-se brevemente sobre o Modelo de Interação de Cor Mole e chega-se no final do capítulo, com a menção à probabilidade de sobrevivência de *gap*.

No capítulo 3, o experimento DØ e cada um de seus subdetetores é descrito. Esse capítulo é um panorama do experimento e das ferramentas de análise associadas a ele. Em outras palavras, a intenção do capítulo 3 é expor da forma mais clara possível o conhecimento necessário do experimento, para se poder realizar uma análise com os seus dados de Física.

Com base nas informações apresentadas nos capítulos 2 e 3, são expostos em detalhes os passos da análise de dados, executada com o objetivo de entender os eventos de difração simples e extrair a função de estrutura do antipróton para esses eventos, nas interações $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. A função de estrutura assim obtida é comparada com os resultados existentes dos experimentos H1[7] e CDF[30].

As conclusões e perspectivas expostas no capítulo 5, encerram esta dissertação, que é estendida através dos apêndices que tratam principalmente dos outros trabalhos desenvolvidos ao longo do meu doutorado, mas que não estão diretamente ligados com a análise aqui apresentada.

Capítulo 2

Fenomenologia da Difração

O termo *difração* foi primeiramente introduzido em física nuclear de altas energias nos anos 50, em analogia direta à difração como fenômeno ótico. O começo do estudo da difração hadrônica foi nos anos 60 e desde então percorreu um longo caminho até os dias atuais. Do seu começo [8, 34, 35, 36, 37], explicada fenomenologicamente pela teoria de Regge [38, 39, 40] (seção 2.5) e com foco em interações exclusivas¹, a difração hadrônica passou gradualmente a ser estudada em termos de interações inclusivas² nos 70 [41]. Foi renovada nos anos 80, com importantes resultados teóricos [42, 43, 44], como a visão do *pomeron* em termos de QCD perturbativa (seção 2.6.2). Nos anos 90, J.D Bjorken [24] apontou uma assinatura experimental de eventos difrativos e a difração hadrônica foi amplamente observada em experimentos como HERA [17] e Tevatron [28].

Esse capítulo é principalmente baseado em [45, 46, 47, 48], com mais referências apropriadas quando necessário.

Inicia-se o capítulo em questão, com uma breve introdução ao Modelo Padrão das partículas elementares (seção 2.1), à definição dos fenômenos difrativos na seção 2.3 e à cinemática da difração (2.4). Passa-se então pela Teoria de Regge (seção 2.5), chegando na fenomenologia da difração dura na seção 2.6.

2.1 O Modelo Padrão das partículas elementares e a Cromodinâmica Quântica (QCD)

O Modelo Padrão classifica as interações fundamentais da natureza em 3 tipos: forte, fraca e eletromagnética (não leva em consideração a interação gravitacional que é considerada desprezível na física das partículas elementares). Explica toda a matéria ordinária (*férmions* – partículas de spin 1/2) como composta por partículas fundamentais: 6 léptons (e 6 antiléptons) e 6 quarks (e 6 antiquarks), divididos em **gerações** de acordo com suas massas. **Mésons** são partículas compostas por um estado ligado de quark-antiquark ($q\bar{q}$) e os **bárions** são partículas

¹reações nas quais a cinemática de todas as partículas no estado final, é totalmente reconstruída.

²reação na qual apenas uma ou duas partículas são detectadas no estado final e faz-se uma soma sobre as outras partículas do estado final.

compostas por 3 quarks (ou 3 antiquarks). Por exemplo, o próton é um bárion com combinação de quarks uud .

Cada tipo de interação se propaga como um campo que tem como mediador, o "quantum" do campo. O mediador da interação eletromagnética é o fóton. Os mediadores da interação fraca são os bósons Z^0 e W^\pm , que têm spin 1, o Z^0 é neutro e os W^\pm têm carga +1 (W^+) e -1 (W^-). A teoria de Glashow-Weinberg-Salam descreve as interações eletromagnética e fraca na chamada interação eletrofraca.

A teoria ligada às interações fortes é a Cromodinâmica Quântica, abreviada do inglês "Quantum Chromodynamics", QCD, que tem como mediador da interação entre os quarks, o glúon, que também é permitido pela teoria interagir com outro glúon por ser portador de cor. Cada glúon carrega uma unidade de cor e uma unidade de anticor. Entretanto, só existem 8 espécies de glúons. Isso se deve ao fato de que, se existisse uma nona combinação de cor-anticor para os glúons, essa combinação só poderia ser um singlete, ou seja, além de ser um mediador, também seria uma partícula livre, observável, que poderia então ser trocada entre dois singletos (como um próton e um píon por exemplo), o que implicaria uma interação forte de longa distância, o que não é verdade. Sabe-se experimentalmente que a interação forte é de curtíssimo alcance. Em termos de teoria de grupo, isso equivale a dizer que a simetria da QCD é do tipo $SU(3)$.

A cada quark, pode-se associar 3 "cores" e suas respectivas anti-cores. Ainda segundo a QCD, os quarks só podem existir em combinações "incolores", singletos, o que implica no confinamento dos quarks. De fato, a interação forte é tão confinadora, que ao tentar separar quarks, é necessária tanta energia, que se produz do vácuo outros pares de quark-antiquark, dando origem a outras partículas, hádrons, que são combinações desses quarks e antiquarks. Esse fenômeno é conhecido como hadronização. Se essas partículas emergirem colimadas o suficiente, elas formam o que se identifica experimentalmente como um jato.

A altas energias entretanto, a propriedade de liberdade assintótica da QCD, permite tratar os quarks como quasi-livres (em uma distância de aproximadamente o tamanho de um hádron, $10^{-15} m$) e conseqüentemente fazer uso da teoria de perturbação para os cálculos teóricos.

As tabelas 2.1 e 2.2 resumem alguns dos aspectos do Modelo Padrão. Para informações mais detalhadas, referir-se por exemplo a [49].

2.2 O Modelo a Partons e Funções de Distribuição de Partons

As idéias básicas de **funções de distribuição de parton** (abreviado do inglês, PDF, *parton distribution function*) e do Modelo à Partons foram introduzidas por Feynman [50] e precedem a QCD.

Consideremos um sistema onde um elétron altamente energético colide com um próton também altamente energético (como por exemplo um espalhamento altamente inelástico, como os que ocorrem no HERA[17]. No referencial de centro de massa, o elétron é espalhado, a um ângulo grande, pelo próton (representado na figura 2.1 por 3 pontos indicando os quarks de valência, envoltos em uma elipse) altamente dilatado no tempo e contraído por uma transformação de Lorentz. Como um exemplo numérico, vamos considerar o ambiente

FERMIONS constituintes da matéria.					
spin=1/2, 3/2, 5/2...					
LÉPTONS. spin=1/2			QUARKS. spin=1/2		
Sabor	Massa (GeV/c ²)	Carga elétrica	Sabor	Massa Aprox. (GeV/c ²)	Carga elétrica
ν_e neutrino do elétron	$< 1 \times 10^{-8}$	0	u up	0.003	2/3
e elétron	0.000511	-1	d down	0.006	-1/3
ν_μ neutrino do múon	< 0.0002	0	c charm	1.3	2/3
μ múon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_τ neutrino do tau	0.02	0	t top	175	2/3
τ tau	1.7771	-1	b bottom	4.3	-1/3

Tabela 2.1: Férmions. Constituintes da matéria.

BÓSONS mediadores das interações.					
spin=0, 1, 2,...					
Eletrofraca unificada. spin=1			Forte (Cor). spin=1		
Nome	Massa (GeV/c ²)	Carga elétrica	Nome	Massa (GeV/c ²)	Carga elétrica
γ fóton	0	0	g glúon	0	0
W⁻	80.4	-1			
W⁺	80.4	+1			
Z⁰	91.187	0			

Tabela 2.2: Bósons. Mediadores das interações.

do HERA, com $Q^2 = 104 \text{ GeV}^2$, $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ e $x = 0.5$, onde

$$x = \frac{-q^2}{2 p \cdot q}$$

é a fração de momentum do próton carregada pelo parton interagente, q é o quadri-momentum transferido do fóton virtual emitido pelo elétron e p é o quadri-momentum do próton.

A interação dura ocorre a uma escala de $1/Q$, aproximadamente 0.01 fm , e o tamanho do próton é da ordem de 1 fm .

O Modelo a Partons se baseia na suposição de que as interações que resultam no confinamento dos quarks, no referencial de repouso do próton, ocorrem numa escala de tempo de $1 \text{ fm}/c$. Também considera que no referencial de centro de massa, por dilatação temporal de Lorentz, essas mesmas interações ocorrem a $100 \text{ fm}/c$, nas condições descritas acima. Isso sugere que durante a interação do elétron com o sistema hadrônico (próton), pode-se supor que o elétron interage com um único constituinte se movendo rapidamente, ou um parton do

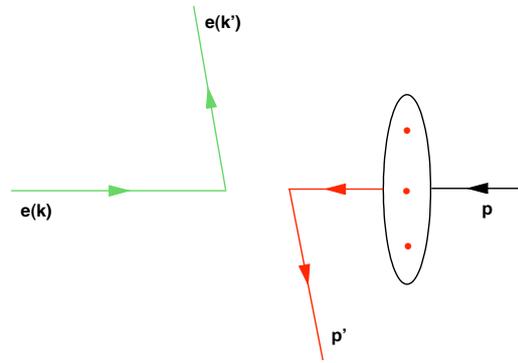


Figura 2.1: Cinemática do Espalhamento Altamente Inelástico (DIS) no centro de massa

próton, e que as interações do parton com o resto do próton podem ser desprezadas. Em outras palavras, o Modelo a Partons diz que no referencial do centro de massa, em determinadas escalas de Q , pode-se considerar que as interações que confinam um parton ocorrem tão lentamente que não podem ser sentidas pelo elétron, ou seja, o parton pode ser considerado uma partícula livre no que diz respeito aos cálculos relativos à interação com o elétron.

Essa suposição, apesar de não estar completamente correta, pode ser uma aproximação razoável do problema e leva à seguinte expressão para as funções de estrutura:

$$2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) + O(\alpha_s(Q)) \quad (2.1)$$

onde F_2 é a função de estrutura do próton e $f_i(x)$ é a **função de distribuição de parton** (PDF) de uma única partícula dentro do hádron, com fração de momentum x e sabor i .

Devido à QCD ser a teoria associada à interação *forte*, a aplicação de métodos perturbativos é limitada a altos valores da escala de momentum Q envolvida em um processo. Para grandes escalas de Q , podemos fazer uso dos teoremas de fatorização para separar as escalas de momentum e de distância em uma reação. Isso significa que podemos separar a parte perturbativa da não perturbativa, fazendo uso da propriedade de liberdade assintótica da QCD, usando apenas os primeiros termos da teoria de perturbação em potências da constante de acoplamento efetiva $\alpha_s(Q)$, para fazer estimativas sobre as partes de curta distância das seções de choque.

As PDF contêm a parte não perturbativa da física de uma interação. Representam uma construção feita a partir da teoria, para a qual formam uma boa ferramenta de análise. A partir delas, pode-se fazer previsões sobre a função de estrutura³ e comparações com as medidas experimentais[47].

Por serem universais, as PDF são as mesmas para todos os processos físicos. Elas podem ser medidas para um conjunto limitado de processos e então, através de cálculos perturbativos de espalhamento duro e da evolução delas, pode-se prever a partir de primeiros princípios, seções de choque para outros processos.

³a função de estrutura é a grandeza medida e a PDF é a grandeza predita pela teoria

2.3 Definição de fenômenos difrativos

Como já foi dito anteriormente, o termo difração foi introduzido em Física Nuclear de altas energias a partir da analogia direta com a difração ótica. Na ótica, a intensidade das frentes de onda difratadas se comporta de maneira a formar um pico principal que cai rapidamente e é seguido por picos secundários. Processos hadrônicos difrativos têm um comportamento parecido, com seções de choque que se comportam como:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} e^{-B|t|}$$

Uma definição bem geral de processos difrativos hadrônicos pode ser formulada como:

A Difração em Física de altas energias é uma reação na qual não há troca de números quânticos (há troca de números quânticos do vácuo) entre as partículas que participam da interação.

Ou seja, a difração é um tipo de interação que ocorre a altas energias, toda vez que as partículas resultantes da interação têm os mesmos números quânticos que as partículas incidentes. No entanto, experimentalmente, nem sempre é possível identificar todos os produtos de uma reação, o que torna a definição acima insuficiente para determinar um evento difrativo.

A assinatura de eventos difrativos são os intervalos (*gaps*) de rapidez (região do detector com ausência de partículas/atividade), introduzidos por J. Bjorken em 1993 [24]:

Uma reação difrativa é caracterizada por um gap de rapidez grande e não exponencialmente suprimido no estado final.

Os possíveis processos difrativos (figuras 2.2 e 2.3) são:

- Espalhamento Elástico;
- Difração Simples;
- Difração Dupla;
- Dupla Troca de Pomeron.

Processos hadrônicos são geralmente classificados em duas categorias diferentes: moles (*soft*) e duros (*hard*). Assim, também a difração pode ser separada em duas categorias, difração mole e difração dura. Essa é uma característica das interações fortes.

- *Processos Moles*: são caracterizados por uma escala de energia da ordem do tamanho do hádron $R(\approx 1fm)$. O momentum transferido ao quadrado é bem pequeno, da ordem de $|t| \approx 1/R^2 \approx (\text{ordem de centena de MeV})^2$. As seções de choque têm uma dependência exponencial em t , $d\sigma/dt \approx e^{-R^2|t|}$ e eventos com momentum transferido grandes, são altamente suprimidos.

Exemplos de processos moles são espalhamento elástico hádron-hádron e dissociação difrativa. Por terem uma escala de distância grande, tais processos não podem ser descritos pela QCD perturbativa. São descritos pelo Modelo de Regge.

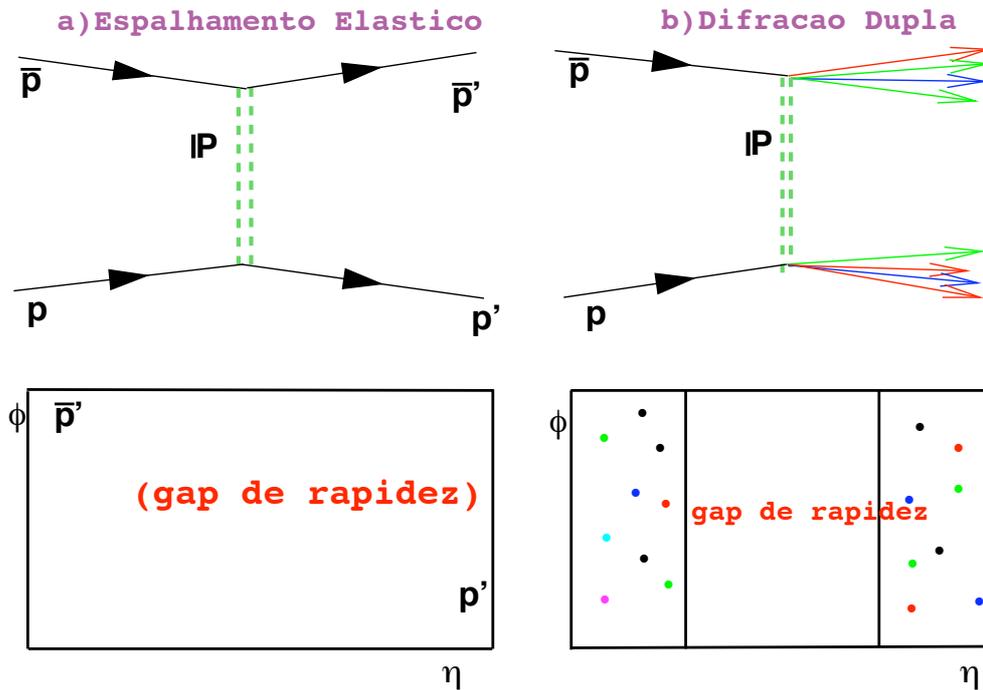


Figura 2.2: Processos difrativos: a) Espalhamento Elástico, onde ambos próton e antipróton são detectados no estado final, com um gap de rapidez entre eles. b) Difração Dupla, ambos próton e antipróton sofrem dissociação, resultando em um sistema X difrativo soft. Na versão dura da difração dupla, são observados objetos pesados no estado final X , tais como jatos.

- **Processos Duros:** Incorporam processos onde a escala de energia é "dura". Isso significa que a QCD perturbativa pode ser usada e que o momentum transferido é grande, $\gtrsim 1 \text{ GeV}^2$. As seções de choque têm uma dependência no momentum transferido do tipo logarítmica ou de potência.

Um processo duro pode ser apenas parcialmente descrito pela QCD perturbativa, por manter um porção não perturbativa. Essa porção não perturbativa é garantida poder ser separada da parte perturbativa pelos **teoremas da fatorização**[14, 31, 15] e teoricamente pode então ser extraída por um processo e ser usada para prever um outro, já que deve ser universal. A parte não perturbativa é parametrizada em uma função de estrutura, probabilidade de encontrar um determinado parton, com uma certa fração de momentum, dentro de um hádron. As funções de estrutura por sua vez podem ser construídas a partir das PDF [47] (*parton distribution function*, função de distribuição de parton) que representam a nossa ignorância da estrutura exata do hádron em questão.

A difração dura em colisões hádron-hádron foi primeiramente evidenciada no experimento UA8 no CERN [51], onde foram detectados jatos com alto momentum transverso, associados com um próton resultante carregando uma fração significativa do momentum do próton incidente. Eventos de difração dura com um *gap* de rapidez em experimentos hádron-hádron, também foram detectados no Tevatron, nos experimentos do DØ [52] e CDF [53], a uma

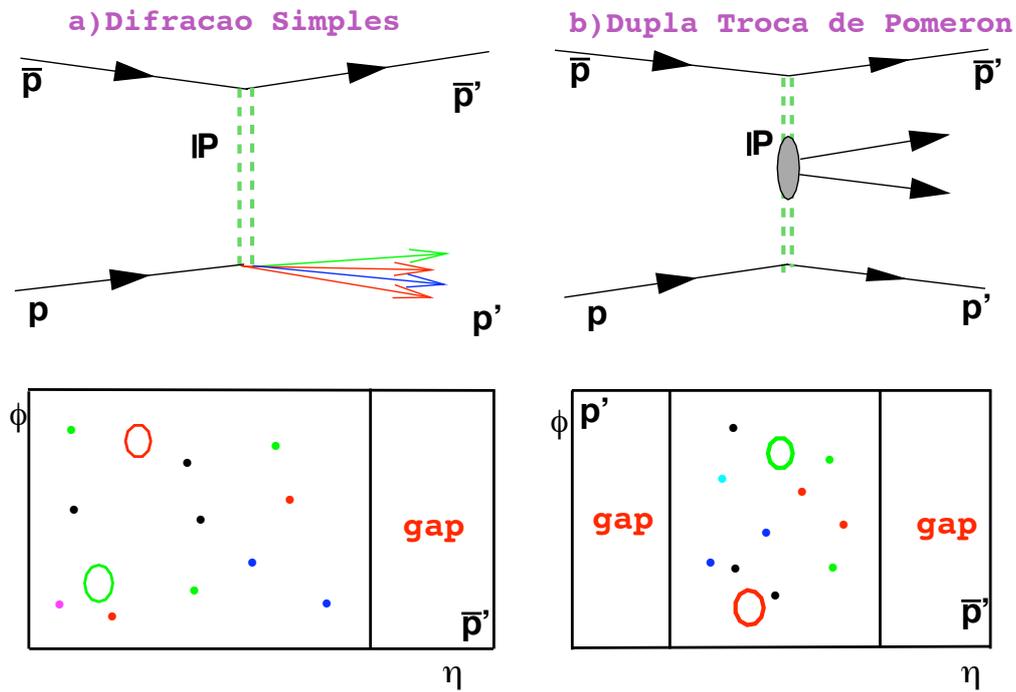


Figura 2.3: Processos difrativos: a) Difração dura simples, onde o próton se dissocia e o antipróton se mantém intacto no estado final, com um gap de rapidez no lado Norte do detector. b) Dupla Troca de Pomeron, ambos próton e antipróton se mantêm intacto depois da interação, resultando em um sistema difrativo X central.

energia total do centro de massa de $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$.

2.4 Cinemática

Vamos considerar a cinemática da difração simples dura, com pelo menos dois jatos no estado final (processo em questão estudado para a elaboração dessa Tese). No ambiente do Tevatron, temos (fig. 2.4):

$$p + \bar{p} \rightarrow \bar{p} + X \quad \text{ou} \quad p + \bar{p} \rightarrow p + X$$

O sistema é caracterizado através das variáveis independentes:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_X)^2 \quad (2.2)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_X)^2 \quad (2.3)$$

$$M_X^2 = (p_1 + p_2 - p_3)^2, \quad (2.4)$$

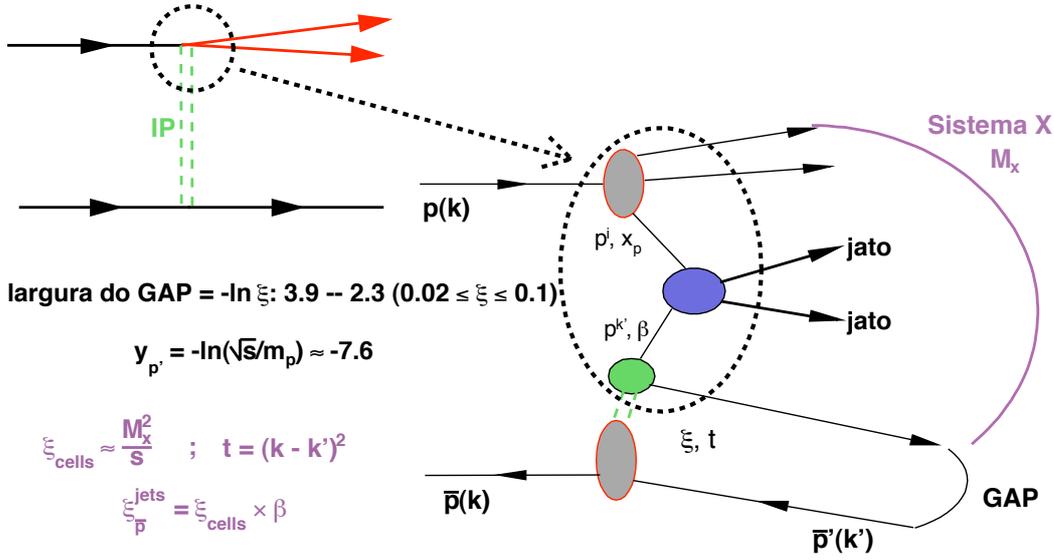


Figura 2.4: Reação da Difração Dura Simples, com pelo menos dois jatos no estado final.

onde X é o sistema de partículas emergente da fragmentação do próton (ou anti-próton), \sqrt{s} é a energia total do centro de massa (CM) do sistema e t é o quadri-momento transferido ao quadrado.

No limite de altas energias em que estamos trabalhando, s e M_X^2 são muito maiores que as massas das partículas interagentes e temos então:

$$|\vec{p}_1| = p_z \simeq \frac{\sqrt{s}}{2}, \quad E_1, E_2 \simeq \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (2.5)$$

e

$$|\vec{p}'| \simeq \frac{s - M_X^2}{2\sqrt{s}}, \quad E_3 \simeq \frac{s - M_X^2}{2\sqrt{s}}. \quad (2.6)$$

Usando as equações 2.5, 2.6 e 2.3, obtemos a seguinte relação para o ângulo de espalhamento θ , definido como o ângulo entre o eixo z e a partícula espalhada, para $s, M_X^2 \gg m_1^2, m_3^2$:

$$\cos\theta \simeq 1 + \frac{2t}{s - M_X^2}, \quad (2.7)$$

obtendo uma relação direta entre o momento transferido ao quadrado e o ângulo de espalhamento. No mesmo limite, o momento transversal da partícula espalhada é:

$$p_T^2 = \vec{p}'^2 \sin^2\theta \simeq -t \left(1 - \frac{M_X^2}{s}\right). \quad (2.8)$$

Outra variável muito usada na cinemática difrativa, é a variável de Feynman, x_F , definida como:

$$x_F := \frac{|\vec{p}_3|}{|\vec{p}_1|} \quad (2.9)$$

e representa a fração de momentum da partícula inicial, carregada pela partícula espalhada. Substituindo 2.6 em 2.9 e lembrando que estamos no limite em que $s, M_X^2 \gg m_i^2, p_T^2$, a variável de Feynman pode ser reescrita como:

$$x_F \simeq 1 - \frac{M_X^2}{s}, \quad (2.10)$$

e definimos ξ como

$$\xi \approx \frac{M_X^2}{s} = 1 - x_F \quad (2.11)$$

que é interpretada como a fração de momentum perdida pela partícula espalhada, \bar{p} .

Podemos então, levando em consideração as equações (2.8) e (2.6), escrever t em termos de ξ :

$$t \approx -\frac{p_T^2 + m_p^2 \xi^2}{1 - \xi} \quad (2.12)$$

Outra variável de extrema importância, é a rapidez. Para uma partícula de energia E e componente z do momentum, p_z , a rapidez é definida como:

$$y := \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.13)$$

No limite em que o momentum transversal da partícula espalhada é muito maior que a massa do próton, a rapidez pode ser aproximada pelo que definimos como pseudo-rapidez:

$$\eta := y|_{m=0} = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.14)$$

Para calcularmos o tamanho do *gap* de rapidez, assinatura difrativa experimental, devemos:

- calcular a rapidez máxima e mínima possíveis do estado final, y_{max} e y_{min} ;
- calcular o tamanho em rapidez, do sistema difrativo X , Δy_X ;
- calcular o tamanho do *gap*: $\Delta y_{gap} = y_{max} - y_{min} - \Delta y_X$, onde $y_{max}(y_{min})$ é a rapidez máxima(mínima) do estado final e Δy_X é o tamanho do sistema difrativo, em termos de rapidez.

Para calcular a rapidez máxima e mínima do estado final, partimos da definição de rapidez, usamos a relação $E^2 = p^2 + m_p^2$ e fixamos a unidade para a velocidade da luz, $c = 1$. Temos então:

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \frac{(E + p_z)^2}{E^2 - p_z^2} = \frac{1}{2} \ln \frac{(\sqrt{s})^2}{m_p^2} \\ &= \ln \frac{\sqrt{s}}{m_p} \\ \Rightarrow y_{max} &= \ln \frac{\sqrt{s}}{m_p}, \quad y_{min} = -\ln \frac{\sqrt{s}}{m_p}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

onde usamos que para altas energias, $E \simeq \sqrt{s}/2$ e $p_z \simeq \sqrt{s}/2$.

Para o sistema difrativo X , a rapidez mínima e máxima são dadas por[45]:

$$y_{X_{max}} \simeq \ln \frac{\sqrt{s}}{m_p} \quad y_{X_{min}} \simeq \ln \frac{m_p \sqrt{s}}{M_X^2} \quad (2.16)$$

Sendo assim, calculamos a largura, em termos de rapidez, do sistema difrativo X , como sendo:

$$\begin{aligned} \Delta y_X &= y_{X_{max}} - y_{X_{min}} \\ &= \ln \frac{\sqrt{s}}{m_p} - \ln \frac{m_p \sqrt{s}}{M_X^2} = \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{m_p} \frac{M_X^2}{m_p \sqrt{s}} \right) \\ &= \ln \frac{M_X^2}{m_p^2} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Finalmente,

$$\begin{aligned} \Delta y_{gap} &= y_{max} - y_{min} - \Delta y_X \\ &= \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{m_p} \right) + \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{m_p} \right) - \ln \left(\frac{M_X^2}{m_p^2} \right) \\ &= \ln \left[\left(\frac{\sqrt{s}}{m_p} \right)^2 \frac{m_p^2}{M_X^2} \right] = \ln \left(\frac{s}{M_X^2} \right) \\ \Delta y_{gap} &= -\ln \xi \end{aligned} \quad (2.18)$$

Podemos também calcular a rapidez do antipróton espalhado, usando $E_{\bar{p}'} = (1 - \xi)E_{feixe}$ e $\vec{p}_{\bar{p}'} = (1 - \xi)\vec{p}_{\bar{p}}$:

$$\begin{aligned} y_{\bar{p}'} &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_{\bar{p}'} + p_{\bar{p}'} z}{E_{\bar{p}'} - p_{\bar{p}'} z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_{\bar{p}'} - |p_{\bar{p}'} z|}{E_{\bar{p}'} + |p_{\bar{p}'} z|} \right) \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_{\bar{p}'} - |p_{\bar{p}'}|}{E_{\bar{p}'} + |p_{\bar{p}'}|} \right) \\ &= y_{min} = -\ln \frac{\sqrt{s}}{m_p} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Com isso podemos estimar a localização em pseudo-rapidez, do *gap* característico da difração, para as condições específicas do $D\emptyset$. Sabemos que a difração ocorre somente para valores de $0.02 \leq \xi \leq 0.1$:

$$y_{\bar{p}} = -\ln \left(\frac{\sqrt{s}}{m_p} \right) \approx -7.6$$

$$\Delta y_{GAP} = -\ln \xi \approx 3.91(\xi = 0.02), \quad 2.30(\xi = 0.1)$$

A figura 2.5 ilustra como se localiza o *gap* de rapidez para a difração simples.

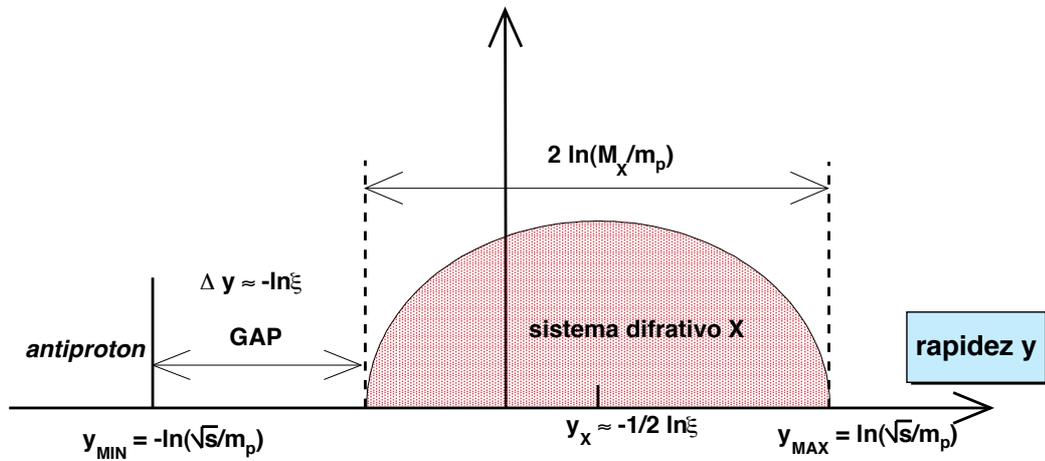


Figura 2.5: *Cinemática da Difração Simples. Localização em termos da rapidez y do antipróton espalhado, do sistema difrativo X e do gap de rapidez, que identificamos como GAP.*

Fenomenologicamente, ξ é definido como a soma sobre todas as partículas do sistema X [54]:

$$\xi = \sum_{i \in X} \frac{E_{T_i} e^{-\eta_i}}{\sqrt{s}} \quad (2.20)$$

Experimentalmente, não se pode medir exatamente todas as partículas do sistema difrativo do estado final, X, devido às imperfeições do detector ou instrumentação inadequada. A equação (2.20) se transforma então em uma aproximação, notando-se que as contribuições mais importantes para o cálculo de ξ virão das partículas (ou jatos) mais energéticas, que são detectadas pelo DØ. Podemos então calcular ξ como a soma sobre a energia depositada nas células do calorímetro:

$$\xi_{cells} \approx \sum_{i=cel. \text{ calo.}} \frac{E_{T_i} e^{-\eta_i}}{\sqrt{s}} \quad (2.21)$$

Calcula-se ξ também para a parte dura da interação de difração simples, como uma soma sobre a energia transversa dos jatos resultantes:

$$\xi_{jets} \approx \sum_{i=jatos} \frac{E_{T_i} e^{-\eta_i}}{\sqrt{s}} \quad (2.22)$$

e define-se então a fração de momentum do Pomeron carregada pelo parton interagente, β , como sendo:

$$\beta \equiv \frac{\xi_{jets}}{\xi_{cells}} \quad (2.23)$$

E na análise desenvolvida nessa dissertação de Tese, determinamos Q^2 como sendo:

$$Q^2 = (E_T^*)^2 \quad (2.24)$$

onde E_T^* é igual à metade da soma das energias transversas dos dois jatos mais energéticos do estado final:

$$E_T^* = \frac{E_{1T} + E_{2T}}{2} \quad (2.25)$$

2.5 Modelo de Regge

O modelo de Regge [48, 40] para altas energias, **descreve todas as interações** com a troca de objetos chamados de *Reggeon*. É deduzido a partir de uma análise das propriedades da amplitude de espalhamento no canal t , usando-se uma representação de momento angular, que se baseia na simetria cruzada das interações (**Teorema de Pomeranchuk**, [34]), no **teorema ótico** (para relacionar a seção de choque com a amplitude de espalhamento), e respeitando o **limite de Froissart**, [36] para altas energias.

Teorema Ótico

A amplitude de espalhamento, $f(s, t)$, é normalizada de tal forma que:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi |f(s, t)|^2 \quad (2.26)$$

Nessa normalização, o teorema ótico é expresso como:

$$\sigma_{tot} = 4\pi \text{Im}f(s, 0) \quad (2.27)$$

Ou seja, o teorema ótico estabelece a relação entre o comportamento da parte imaginária da amplitude de espalhamento a um ângulo de espalhamento igual a zero, e a seção de choque total que pode ser medida experimentalmente.

Limite de Froissart

Chamamos a relação abaixo de limite de Froissard, que limita o crescimento em energia da seção de choque:

$$\sigma_{tot} \leq C \ln^2 s, \quad (2.28)$$

onde \sqrt{s} é a energia total da reação elástica: $a(p_a) + b(p_b) \rightarrow a + b$, $s = (p_a + p_b)^2$. O coeficiente C é proporcional ao inverso de k_T^2 , $C \propto \frac{1}{k_T^2}$, onde k_T é o momentum transverso mínimo que pode ocorrer na reação. Como a massa mínima do espectro hadrônico é a massa do pión, o teorema de Froissart implica que $C \propto \frac{1}{m_\pi^2}$. O cálculo exato de C , fornece $C = 60$ mb.

Teorema de Pomeranchuk

O teorema da Pomeranchuk é a manifestação da simetria cruzada, que pode ser formulada como:

Uma função analítica $f(s, t)$ de duas variáveis s e t , descreve a amplitude de espalhamento de duas reações diferentes, $a + b \rightarrow a + b$, com $s > 0$ e $t > 0$, assim como $\bar{a} + b \rightarrow \bar{a} + b$, com $s < 0$ ($u = (p_a + p_b)^2 > 0$) e $t < 0$.

Segundo o teorema de Pomeranchuk, as seções de choque totais das duas reações acima devem ser iguais entre si, em altas energias, se a parte real da amplitude de espalhamento for menor que a parte imaginária.

Modelo de Regge

Para o modelo de Regge em altas energias, a contribuição do Reggeon para a amplitude de espalhamento é dada pela expressão [48]:

$$A_{\mathbb{R}}(s, t) = g_1(m_1, M_1, t)g_2(m_2, M_2, t) \frac{s^{\alpha(t)} \pm (-s)^{\alpha(t)}}{\text{sen}\pi\alpha(t)}, \quad (2.29)$$

onde $\alpha(t)$ é uma função do momentum transferido que chamamos de **trajetória de Regge**, e g_1 e g_2 são os acoplamentos em cada vértice.

Nota-se que o denominador da equação (2.29) desaparece para valores inteiros de $\alpha(t)$ e o numerador é zero para valores inteiros ímpares de $\alpha(t)$. Esse comportamento em altas energias é devido à *troca de ressonâncias*. Ou seja, as singularidades do Modelo de Regge, correspondem à troca de um Reggeon.

$\alpha(t)$ pode ser expressa como:

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$$

onde $\alpha(0)$ e α' são conhecidas como a *interseção* e a *inclinação* da trajetória, respectivamente. Em geral, processos distintos receberão uma contribuição de trajetórias distintas.

A fig.2.6, mostra trajetórias mesônicas de maior interseção. Nota-se que para o conjunto de trajetórias da figura, todas têm a mesma inclinação e mesma interseção, em torno de 0.5.

A interseção máxima das trajetórias para mésons e bárions é 0.5. A troca dessas trajetórias (ressonâncias) implica em uma seção de choque total que decresce com a energia. Entretanto, experimentalmente[55, 56], sabe-se que a seção de choque hadrônica total, como uma função de s , é razoavelmente constante para energias médias e cresce para altas energias.

Para que a seção de choque tenha um comportamento constante em altas energias, foi introduzida uma trajetória de Regge com interseção $\alpha(0) = 1$. O nome do *reggeon* que descreve essa trajetória é *pomeron*, em homenagem ao físico russo Isaak Yakovlevich Pomeranchuk (1913-1966).

A trajetória do Pomeron não corresponde a nenhuma partícula conhecida, e seus constituintes ainda não são inteiramente conhecidos.

A trajetória do pomeron tem uma inclinação medida experimentalmente[57, 58, 59] de $\alpha_{\mathbb{P}} \approx 0.25 \text{ GeV}^{-2}$.

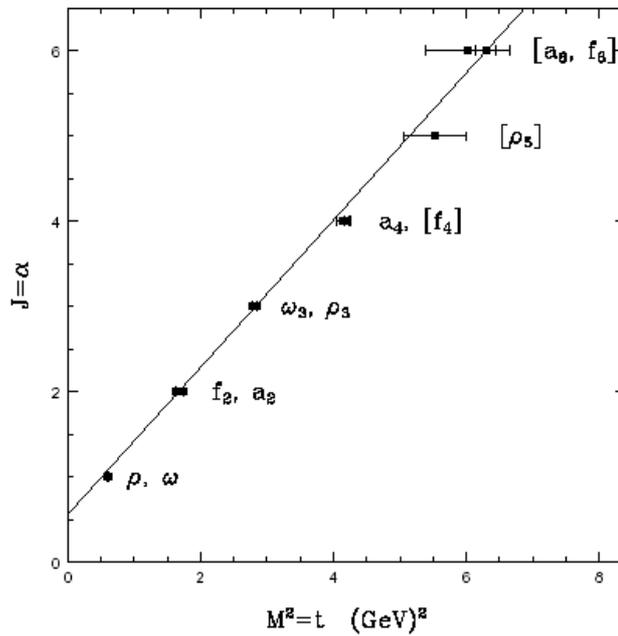


Figura 2.6: trajetórias mesônicas de Regge

Dados experimentais da seção de choque *soft* total, para os espalhamentos pp , $p\bar{p}$, $K^\pm p$, $\pi^\pm p$ e γp são bem ajustados pela teoria de Regge [60] como:

$$\sigma_{tot} = Xs^{0.0808} + Ys^{-0.4525} \quad (2.30)$$

onde X e Y são parâmetros livres dependentes da reação. A teoria de Regge diz que a seção de choque total é dada por:

$$\sigma_{tot} \approx \sum_i A_i s^{\alpha_i(0)-1} \quad (2.31)$$

onde a soma é sobre as trajetórias trocadas. Podemos então interpretar o primeiro termo da equação (2.30) como sendo devido à troca de pomeron, com $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + 0.0808 = 1.0808$ e o segundo termo como vindo da troca de reggeons (trajetória de mesons), com $\alpha_{\mathbb{R}} = 1 - 0.4525 = 0.5475$.

Outros resultados de ajustes mais recentes [59] obtêm valores ligeiramente mais altos para a trajetória do pomeron, $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$.

O Modelo de Regge, como uma dedução da amplitude de espalhamento no plano complexo do momento angular, é feita no canal t . Existem outros modelos deduzidos no canal s . Foi a introdução da dualidade[61, 62] que colocou o modelo de Regge mais geral e aplicável em qualquer canal. O Modelo de Veneziano[63] tem essa versatilidade e consegue levar em consideração as contribuições de todas as vias físicas sem dupla contagem. Uma evolução mais acabada com aplicação a praticamente todas as interações moles, é o Modelo de Deck a 3 Componentes[64, 65, 66], com resultados comparados a experimentos de interações em pp , $p\bar{p}$, $\pi - N$ e KN , entre outras.

Como o hádron deixou de ser considerado elementar, também o Modelo de Regge não poderia descrever as interações entre os quarks *via* glúons. Assim, a QCD, criada dentro das perspectivas das interações entre quarks *via* glúons, passou a ser a teoria mais usada para a descrição das interações fortes. Há no entanto um grande esforço dos físicos teóricos para que a QCD apresente também uma descrição reggeizada para a parte mole[67, 68, 69].

2.6 Fenomenologia da difração dura

2.6.1 A Equação de evolução de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

O fator $O(\alpha_s(Q))$ da equação 2.1 é o que leva em consideração o que é conhecido como a violação do *Scaling* de Bjorken. A princípio, a equação obtida para a função de estrutura pelo Modelo a Partons só permite a dependência da função de estrutura na fração de momentum (x), o que implica dizer que o fóton virtual no Modelo a Partons, deve ter o valor exato da fração de momentum carregada pelo parton para poder haver a interação entre eles. O que acontece de fato é que para a QCD, quando se leva em consideração a contribuição de emissão de glúons, um fator $\ln Q^2$ é introduzido na fórmula da função de estrutura e o *scaling* de Bjorken violado. Ou seja, para QCD, F_2 é uma função de Q^2 e x .

A QCD prevê que à medida que Q^2 aumenta (comparativamente com um valor de referência Q_0 , a resolução aumenta e o fóton começa a "ver" melhor. Quando $Q^2 \approx Q_0$, o fóton "vê" evidência dos quarks de valência como pontuais. Se o quarks não interagissem, quando Q^2 aumentasse a valores de $Q^2 \gg Q_0$, não seria vista nenhuma estrutura, a função de distribuição de partons seria somente dependente da fração de momentum x e não haveria violação de *scaling* de Bjorken. Mas à medida que a resolução aumenta, o fóton virtual começa a "ver" uma névem de partons em volta do quark, a qual tem o número de partons que a compõe (e dividindo entre si fração de momentum) aumentando com Q^2 . A probabilidade de se achar um quark a pequenos x é maior do que a probabilidade de se encontrar um quark a altos x . Isso se deve ao fato de que quarks de alto momentum, perdem momentum por radiação de glúons.

A evolução em Q^2 das densidades de quarks em QCD, é determinada pela *equação de evolução de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi* (DGLAP)[70, 71, 72]:

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \quad (2.32)$$

que expressa matematicamente o fato de que um quark com fração de momentum x (lado esquerdo da equação 2.32) poderia ter vindo de um quark "pai" (que emitiu um glúon) com fração de momentum y (lado direito da equação 2.32), maior do que x . A probabilidade de isso acontecer é $\alpha_s P_{qq}(x/y)$. A integral é a soma sobre todas as possíveis frações de momentum $y (> x)$ do quark "pai".

2.6.2 A Equação de Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov

Na QCD, o equivalente à troca de números quânticos do vácuo similar ao pomeron *soft*, é a troca de dois glúons [67, 68]. Como resultado da interação entre os dois glúons, é desenvolvida uma estrutura de "escada" (*ladder*). Na QCD perturbativa, as propriedades dessa *ladder* dependem da energia e escalas envolvidas na interação. No limite de altas energias, as propriedades da *ladder* de glúons foram deduzidas e com isso determinada a equação BFKL (Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov, [73, 74, 75]), que descreve a evolução na aproximação de logaritmo dominante (LLA) da *ladder* de glúons em $\ln(s/|t|)$, onde s é a energia total do centro de massa e t é o momento transferido.

A equação BFKL é "montada" a partir de dois *glúons reggeizados*, onde glúon reggeizado é um glúon com um propagador modificado do tipo (no calibre de Feynman⁴)

$$D_{\mu\nu}(s, q^2) = -i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_g(q^2)-1},$$

onde $\alpha_g(q^2) = 1 + \epsilon(q^2)$ é a trajetória de Regge, perturbativamente calculável, do glúon. A generalização dos dois glúons na cinemática *multi-Regge*, que se estende a todas as ordens em teoria de perturbação (mantendo somente o termo dominante de $\ln s$ em cada ordem), dá origem à equação BFKL. O Pomeron aparece como uma "escada" (*ladder*) de glúons em uma configuração de singleto, representado na figura 2.7. Nas linhas verticais, são os glúons reggeizados e os vértices são vértices efetivos de glúons tríplexes não locais (conhecidos como vértices de Lipatov).

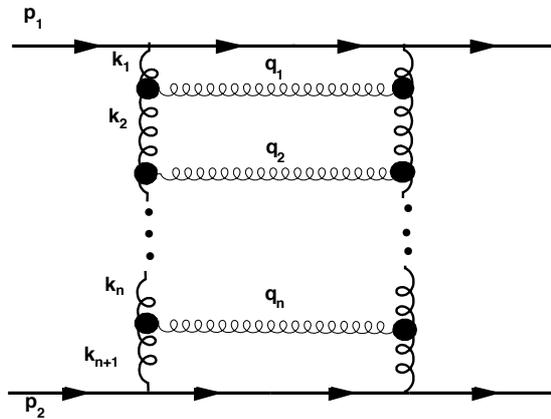


Figura 2.7: O Pomeron descrito pela Teoria BFKL. A linhas verticais representam os glúons reggeizados e os vértices são vértices efetivos de glúons tríplexes não locais.

⁴A equação geral de um propagador de um campo de calibre é dada por

$$D_{\mu\nu} = \frac{i}{k^2} \left(g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right),$$

onde k representa o momentum do propagador, $g_{\mu\nu}$ é o tensor que define a métrica de Minkowski e ξ é o parâmetro que define o tipo de calibre. No calibre de Feynman, $\xi = 1$.

2.6.3 A Equação de Ciafaloni-Catani-Fiorani-Marchesi

A equação BFKL, que re-soma as contribuições de $\ln(1/x)$ dominantes, tem uma faixa limitada de rapidez. Não espera-se que a equação de Altarelli-Parisi (DGLAP) seja válida para frações de momentum x muito pequenas. O *framework* teórico que junta ambas BFKL e DGLAP é conhecido como CCFM [76, 77, 78]. A equação Ciafaloni-Catani-Fiorani-Marchesi, conhecida como equação CCFM, é uma equação de evolução das funções de estrutura, que se reduz à BFKL na aproximação de $\ln(1/x)$ dominante e é equivalente à DGLAP para valores moderados de x .

2.6.4 Modelo de Ingelman-Schlein

Ingelman e Schlein criaram um modelo que explica a observação de um sistema difrativo X duro[79], como produto final da interação:

$$p + \bar{p} \rightarrow \bar{p} + X \quad (2.33)$$

Consideram que o processo representado em 2.33 é um processo fatorizável que acontece em dois passos distintos: no primeiro passo o antipróton emite um pomeron⁵ que vai, no segundo passo, interagir com o próton, como está esquematizado na figura 2.8. A seção de choque para tal processo é dada por:

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow \bar{p} + X)}{d\xi dt dx_1 dx_2} = f_{\mathbb{P}/p}(\xi, t) \frac{d\sigma(p\mathbb{P} \rightarrow X)}{dx_1 dx_2}, \quad (2.34)$$

onde $f_{\mathbb{P}/p}$, conhecido como **fator de fluxo**, indica a probabilidade do antipróton "emitir" um pomeron:

$$f_{\mathbb{P}/p} = \frac{d\sigma/d\xi dt}{\sigma_{p\mathbb{P} \rightarrow X}}, \quad (2.35)$$

onde $\sigma_{p\mathbb{P} \rightarrow X}$ é a seção de choque próton-pomeron total e pode ser extraída de uma análise baseada no Modelo de Regge para espalhamento elástico e de difração simples.

Ingelman e Schlein propuseram duas possíveis funções de estrutura para o pomeron, baseadas em duas possibilidades extremas. As duas funções de estrutura são:

$$\beta G(\beta) = 6\beta(1 - \beta)^1 \quad (2.36)$$

$$\beta G(\beta) = 6\beta(1 - \beta)^5, \quad (2.37)$$

onde β é a fração de momentum do parton do pomeron. As funções de estrutura (2.36) e (2.37) podem ser comparadas aos dados como teste do modelo. Na primeira, dois glúons dividem entre si o momentum do pomeron e na segunda, o pomeron é composto por múltiplos glúons (visto que $\langle \beta \rangle = 1/7$). Nos dois casos, as funções são normalizadas de modo que todo o momentum do pomeron é carregado pelos glúons, i.e., $\int_0^1 \beta G(\beta) = 1$. O modelo de

⁵Para uma versão modificada do modelo de Ingelman-Schlein, referir-se a [32]

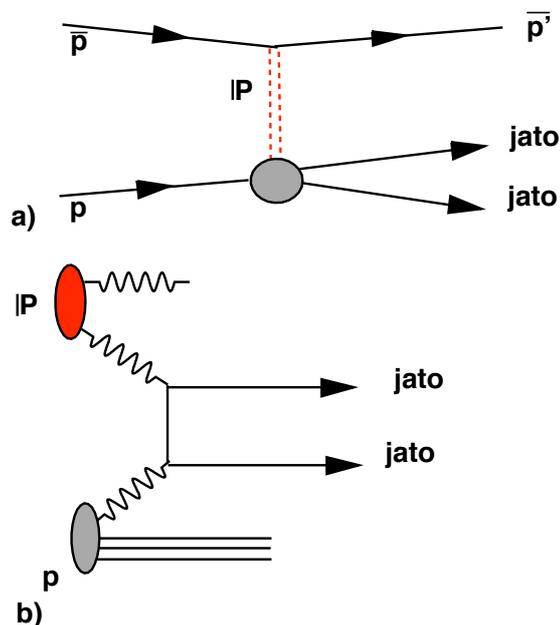


Figura 2.8: O Pomeron segundo o modelo de Ingelman-Schlein. a) O antipróton "emite" um pomeron e em b) um parton do próton interage com um parton do pomeron.

Ingelman-Schlein despreza a contribuição do mar de quarks e qualquer dependência da função de estrutura do pomeron em Q^2 .

Ainda nesse modelo, dijetos no estado final da interação 2.33, testam a natureza gluônica e quarkônica do Pomeron assim como partículas pesadas, tais como J/ψ e W , testam sua natureza gluônica.

Indicações da validade da fatorização foram amplamente observadas no HERA[17, 18, 7, 19, 20, 21, 22, 23], mas o modelo de Ingelman-Schlein (que se baseia na fatorização) parece falhar para colisões hádron-hádron[29, 30, 25, 26, 27], e muito recentemente foi observada a quebra da fatorização usada por Ingelman e Schlein, em eventos de fotoprodução do HERA[80].

Uma maneira de testar o modelo de Ingelman e Schlein em colisões hádron-hádron é extrair a função de estrutura do antipróton para eventos de difração simples com jatos no estado final.

2.7 O modelo de interação de cor mole – SCI

Um outro modelo que explica o aparecimento de intervalos de rapidez associados a jatos no estado final, é o modelo de interação de cor mole [81, 82], ou modelo de evaporação de cor, que explica a difração sem a presença do pomeron.

O modelo de evaporação de cor parte do princípio de que eventos com e sem *gap* de rapidez são descritos perturbativamente pela mesma dinâmica (ou seja, a parte perturbativa é a mesma) e o que determina o aparecimento de *gaps* de rapidez são interações não perturbativas do estado final. O mesmo modelo, tem apenas um parâmetro referente à parte não perturbativa e se baseia no modelo de cordas [83] para fazer contagens de quarks e glúons (espectadores

ou participando na interação), e assim estimar a frequência com que os intervalos de rapidez devem aparecer. O modelo descreve ambos os tipos de processos difrativos e não difrativos.

O modelo de interação de cor mole, abreviado do inglês Soft Color Interaction model, SCI, supõe que o estado final é formado em duas etapas. Começa do ponto onde o estado final vem da hadronização de partons que sofreram um espalhamento duro que pode ser bem descrito pela QCD. Em seguida, permite a ocorrência de interações moles depois da hadronização que não mudam a dinâmica da hadronização mas mudam a topologia de cor do estado de tal forma que outro estado hadrônico apareça após a hadronização. Essa topologia pode ser descrita por cordas de cor com o modelo de Lund [83]. O modelo de evaporação de cor é formulado a nível partônico, com trocas de cor entre os partons que emergem do processo de espalhamento duro (incluindo os remanescentes do hádron inicial).

O modelo de evaporação de cor foi aplicado em algumas situações particulares [84, 85, 86, 87, 88] dando uma boa descrição de dados de colisões $p\bar{p}$ e ep . No entanto sua generalização é difícil.

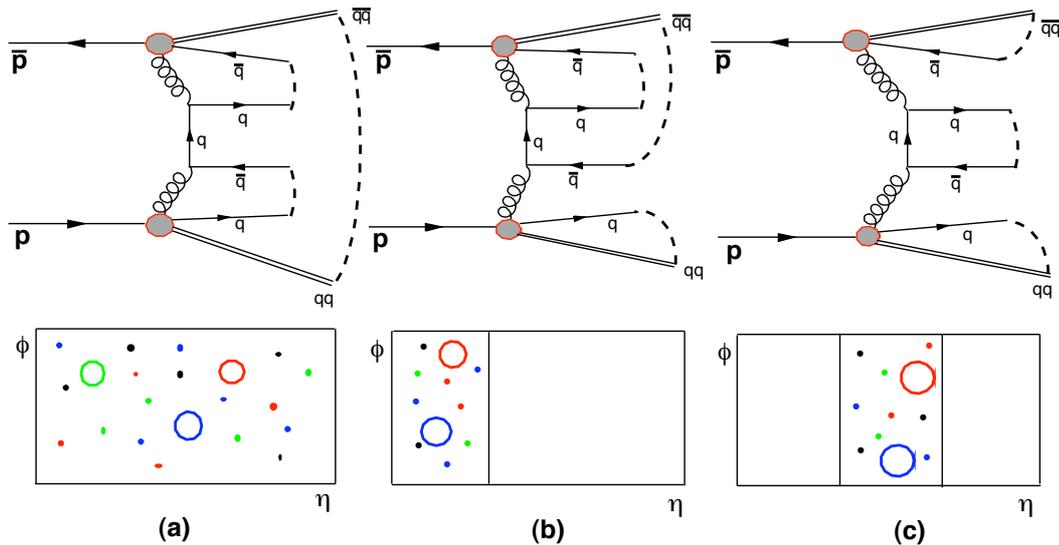


Figura 2.9: O modelo de Interação de Cor Mole e suas re-arrumações de cor para explicar processos de espalhamento duro (a) não difrativos, (b) de difração simples e de (c) dupla troca de pomeron.

2.8 Probabilidade de Sobrevivência de Gaps de Rapidez

A taxa de produção de intervalos de rapidez pode ser calculada teoricamente [24, 89]. Entretanto, existe uma probabilidade desses intervalos serem preenchidos por partículas que se originam do re-espalhamento mole dos partons e/ou hádrons espectadores, e/ou da emissão de glúons dos partons que participam da interação dura. Faz-se então a distinção entre a taxa de produção de intervalos de rapidez calculada teoricamente, F_{gap} , e a observada experimentalmente, f_{gap} :

$$f_{gap} = \langle |S|^2 \rangle \cdot F_{gap}, \quad (2.38)$$

onde $\langle |S|^2 \rangle$ é a probabilidade de sobrevivência de *gap*, que pode ser expressa como o produto entre a probabilidade de sobrevivência de *gap* devida ao re-espalhamento mole dos partons e/ou hádrons espectadores, $|S_{spec}(s)|^2$, e a probabilidade de sobrevivência de *gap* devida à emissão de glúons dos partons que participam da interação dura, $|S_{brem}(\Delta y)|^2$, [90]:

$$\langle |S(s, \Delta y)|^2 \rangle = \langle |S_{spec}(s)|^2 \rangle \cdot \langle |S_{brem}(\Delta y)|^2 \rangle, \quad (2.39)$$

onde s é a energia do centro de massa ao quadrado e Δy é o tamanho do *gap* de rapidez.

A estimativa de $\langle |S|^2 \rangle$ para o ambiente do Tevatron é de 0.1 a 0.3[91].

Capítulo 3

Experimento DØ no Tevatron

O Tevatron é o mais potente acelerador de partículas em funcionamento do mundo, com prótons e antiprótons acelerados a 980 GeV. Se encontra no Fermilab (figura 3.1) – do inglês **Fermi National Accelerator Laboratory**, abreviado para **FNAL** – em *Batavia* no subúrbio de Chicago, nos Estados Unidos. O nome Tevatron vem da escala de energia do centro de massa em que ele opera, 1.96 TeV, ou seja, 1.96 tera elétron-volts. Esse acelerador se localiza em um túnel de aproximadamente 6.28 km de circunferência. É um acelerador síncrotron, composto de magnetos supercondutores. Os ímãs dipolares (utilizados para manter os feixes de prótons e antiprótons em órbita circular) e ímãs quadrupolares (utilizados para focalizar e reduzir aberrações do feixe) são resfriados com Hélio líquido a 4.6 K, e assim operam em seu estado supercondutor.

As colisões entre próton e antipróton ocorrem em dois pontos do Tevatron, nos dois complexos experimentais CDF[92] e DØ[93].

3.1 O Tevatron

O complexo acelerador do Fermilab[94] é constituído de várias etapas. Os prótons passam pelo *pré acelerador (Cockcroft-Walton), LINAC e Booster* (que constituem a Fonte de Prótons), e os antiprótons pelo Desempacotador (em inglês *Debuncher*) e *Acumulator* (que constituem a Fonte de Antiprótons). Ambos prótons e antiprótons são enviados ao *Injetor Principal* – ou *Main Injector* em inglês – (os antiprótons passando antes pelo Reciclador, *Recycler*), como dois feixes distintos de próton e antipróton. Do Injetor Principal, os feixes de prótons e antiprótons são injetados no Tevatron em forma de 36 "pacotes" de antiprótons e 36 de prótons e lá são acelerados a 1.96 TeV de energia de centro de massa. A figura 3.2 mostra uma vista geral da cadeia de aceleradores do Fermilab.

A seguir, especificamos cada parte do complexo acelerador do Fermilab.

O Pré Acelerador

O pré acelerador é o primeiro acelerador da cadeia de aceleradores até chegar ao Tevatron. É uma fonte de íons de Hidrogênio negativamente carregados, que funciona convertendo gás de Hidrogênio em gás de Hidrogênio ionizado (H^-) e alojando-os em uma cúpula eletricamente



Figura 3.1: *Fermilab e o acelerador Tevatron.*

carregada, operando a uma potencial de -750 kV. O gás ionizado é acelerado a uma energia de 750 keV através de uma coluna que vai da cúpula carregada até o muro aterrado. O pré acelerador acelera o feixe a cada 66 milissegundos.

Ao sair da coluna aceleradora, o feixe de íons de Hidrogênio negativo passa por uma linha de transferência chamada 750 keV (em referência à energia cinética do feixe transportado) e entra no LINAC.

O Acelerador Linear – LINAC

O acelerador linear, ou LINAC, é o segundo estágio de aceleração do feixe de íons de Hidrogênio negativamente carregados. Ele acelera os íons com uma energia inicial de 750 keV a uma energia de 400 MeV.

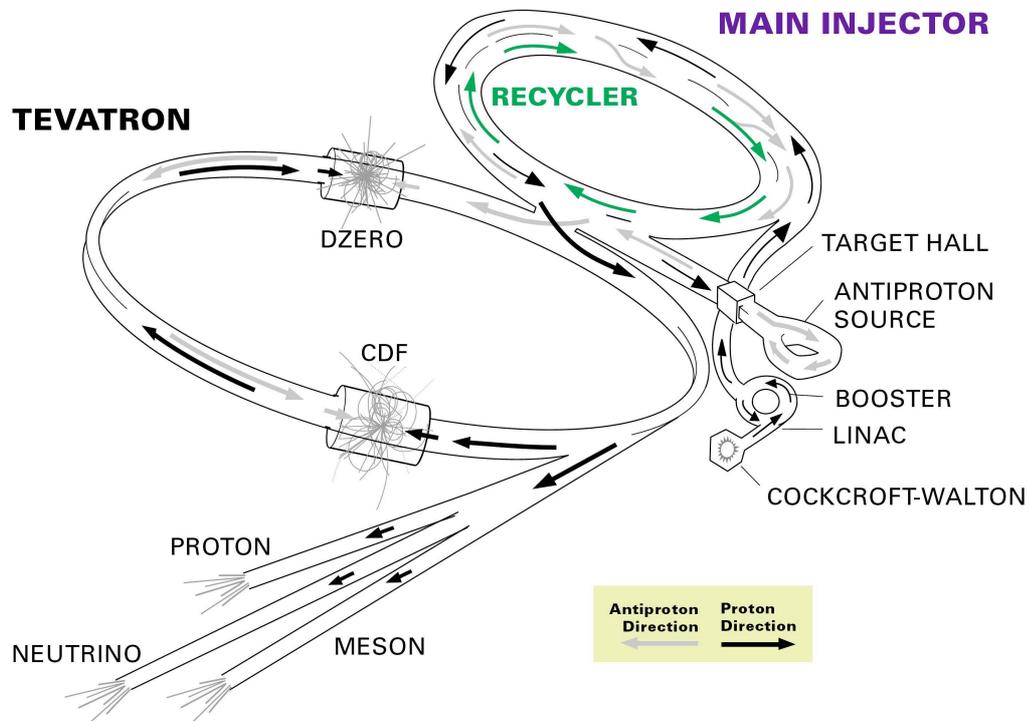
Após aceleração dos íons de H^- no LINAC, esses podem ser enviados a duas localidades, dependendo das necessidades:

1. À linha de 400 MeV, linha de transferência que conecta o LINAC ao BOOSTER;
2. Ao depósito do LINAC, um grande bloco de concreto. O LINAC tem na verdade dois depósitos, um dos quais é usado exclusivamente para estudos.

O LINAC opera nos seguintes modos:

- *HEP*: modo de Física de Altas Energias, em que envia o feixe de íons de H^- ao BOOSTER;

FERMILAB'S ACCELERATOR CHAIN



Fermilab 00-635

Figura 3.2: Cadeia de aceleradores do Fermilab [1]

- *NTF*: abreviado do inglês, *Neutron Therapy Facility*. Centro de tratamento de câncer situado na galeria do LINAC. O feixe NTF bate em um alvo produzindo neutrons, que são direcionados para tumores cancerígenos.
- *Estudos*: feixe de íons de H^- produzidos para um dos dois depósitos do LINAC, com propósitos de ajustes ao acelerador ou diagnósticos.

O Booster

O Booster é o próximo estágio da cadeia de aceleração. Recebe os íons de Hidrogênio do LINAC, "retira" os elétrons, deixando apenas o próton, e acelerando os prótons a 8000 MeV, ou 8 GeV. O Booster é o primeiro acelerador circular, ou síncrotron, da cadeia de aceleradores. O feixe acelerado de prótons no Booster pode ser direcionado para duas localidades diferentes, dependendo das necessidades:

1. À linha *MI* – 8, uma linha de transferência do Booster para o Injetor Principal (*Main Injector*);
2. Ao depósito do feixe, também na linha *MI* – 8, que direciona o feixe para um absorvedor.

O Booster acelera o feixe a cada 66 milissegundos, a uma taxa de 15 Hz, e opera nos seguintes modos:

- *HEP*: modo de Física de Altas Energias, em que envia o feixe de prótons ao Injetor Principal;
- *MiniBooNE*: uma sequência a um experimento rodado originalmente em Los Alamos, o MiniBooNE tem seu nome vindo do inglês, onde BooNE se refere a Booster Neutrino Experiment. O MiniBooNE usa prótons de 8 GeV vindos do Booster para produzir um feixe de neutrinos apontado para o detector do MiniBooNE. O feixe de prótons sai do Booster através da linha $MI - 8$ como se estivesse destinado ao Injetor Principal, mas é desviado no último momento na direção do alvo do MiniBooNE;
- *Estudos*: o feixe de prótons pode ser produzido exclusivamente para o depósito do Booster, com propósitos de ajustes ao acelerador ou diagnósticos.

O Injetor Principal

O Injetor Principal é um síncrotron com uma circunferência sete vezes maior que a do Booster e ligeiramente menor que a do Tevatron. O anel é dividido em 6 seções, ou setores, nomeados de $MI - 10$ a $MI - 60$. $MI - 60$ é a região adjacente ao Tevatron. O Injetor Principal tem 18 cavidades aceleradoras e pode acelerar os prótons de 8 GeV vindos do Booster a energias de 120 GeV ou de 150 GeV, dependendo ao que o feixe é destinado. Quando usado para "empilhar" antiprótons, a energia final do feixe é 120 GeV e quando usado para "empilhar" prótons, a energia final é de 150 GeV. O Injetor principal aceita tanto prótons vindos do Booster, como antiprótons vindos da Fonte de Antiprótons (seção 3.1). O injetor principal acelera o feixe a cada 2.2 segundos.

Alguns dos modos de operação do Injetor Principal são:

- *Produção de antiprótons*: quando o Injetor Principal está produzindo antiprótons, um lote de prótons do Booster é injetado no Injetor Principal e acelerado a 120 GeV. O feixe de prótons é então extraído e enviado à fonte de Antiprótons. No mesmo túnel do Injetor Principal, logo em cima desse, se encontra o Reciclador (*Recycler*) usado para armazenar antiprótons;
- *Shot Setup*: do inglês, preparação de Tiro. Esse modo está relacionado com o ato de extrair antiprótons da fonte de Antiprótons. Esse ato é comumente chamado de shot, "tiro". A preparação de tiro é o momento logo antes da transferência dos antiprótons. Quando o Tevatron está sendo carregado com prótons, 7 "pacotes" de prótons são injetados do Booster e acelerados a 150 GeV. Os sete pacotes iniciais são unidos para formar um único pacote, por um processo chamado de coalescência. E esse pacote coalescido é extraído do Injetor Principal e injetado no Tevatron. Esse processo é repetido em uma sequência de 36 vezes e assim são carregados os prótons necessários para um "store" (ciclo de tomada de dados do Tevatron) de 36×36 (36 pacotes de prótons por 36 pacotes de antiprótons). Ao carregar os antiprótons, quatro pacotes são extraídos do Reciclador, acelerados a 150 GeV no Injetor principal e injetados no Tevatron. Esse processo é repetido nove vezes para resultar em um total de 36 pacotes de antiprótons;

- *NuMI*: o nome vem do inglês, *Neutrinos from the Main Injector*, que significa Neutrinos do Injetor Principal. É um outro experimento de neutrinos rodando no Fermilab. Até seis lotes do Booster são injetados no Injetor Principal e acelerados a 120 GeV. Esse feixe de prótons é enviado à sala de alvo do NuMI. O spray resultante de partículas secundárias inclui partículas que eventualmente decairão nos neutrinos desejados pelo experimento. Esses neutrinos serão direcionados para duas salas experimentais, uma chamada de detector próximo (que é a sala que fica no Fermilab) e a outra chamada de detector longínquo (que se localiza em uma mina em Soudan, Minnesota, EUA);
- *Estudos*: o feixe pode ser rodado exclusivamente para o depósito do Injetor Principal, com propósitos de ajustes ao acelerador ou diagnósticos.

A Fonte de Antiprótons

A fonte de Antiprótons é constituída de um "Desempacotador", adaptado do nome em inglês, *Debuncher*, e de um Acumulador:

- *Alvo*: A estação de alvo do antipróton é usada para produzir antiprótons. Isso é cumprido fazendo o feixe de prótons acelerados a 120 GeV pelo Injetor Principal, acertar um alvo de níquel. Esses prótons energéticos que acertam o alvo de níquel, produzem todos os tipos de partículas secundárias. Usando magnetos para escolher o momentum e carga, coleta-se antiprótons de 8 GeV desse spray. Esse processo é chamado de "empilhamento", ou *stacking*, do inglês. Esses antiprótons são direcionados para o Desempacotador;
- *Desempacotador* : é um dos dois síncrotrons que constituem a Fonte de Antiprótons. Tem uma forma triangular arredondada nas pontas, com um raio médio de 90 metros. Seu objetivo principal é capturar os antiprótons espalhados, vindos do Alvo. O desempacotador mantém o feixe de antiprótons a uma energia constante de 8 GeV e em seguida transfere o feixe para o Acumulador;
- *Acumulador* : O acumulador é o outro acelerador síncrotron da Fonte de Antiprótons. É também triangular com as pontas arredondadas, tem um raio médio de 75 metros e se encontra no mesmo túnel do Desempacotador. É o anel de armazenamento dos antiprótons. Todos os antiprótons que são fabricados, são armazenados no Acumulador a uma energia de 8 GeV e resfriados até o necessário. Um feixe de 8 GeV de antiprótons, pode ser extraído do Acumulador e enviado ao Injetor Principal.

Os feixes de prótons e antiprótons são enviados do Injetor Principal para o Tevatron, organizados em 36 pacotes de prótons rodando no sentido horário, cada pacote separado por 396 ns, contra 36 pacotes de antiprótons, rodando no sentido anti-horário, com uma separação de 396 ns entre os pacotes. A cada 12 pacotes, há uma separação um pouco maior, de $2.64 \mu\text{s}$ entre dois pacotes. Dizemos então que os 36 pacotes se organizam em 3 superpacotes. Esses 36×36 pacotes, colidem um contra o outro em 2 pontos do acelerador Tevatron, que são os dois complexos experimentais CDF e $D\bar{0}$. Um ciclo de colisões dos pacotes de próton e antipróton no Tevatron, é chamado de *store*.

A análise tema dessa dissertação de Tese de Doutorado foi realizada com os dados colhidos pelo experimento $D\bar{0}$, que está descrito na seção a seguir.

3.2 O Experimento $D\emptyset$

O experimento $D\emptyset$ [95] foi projetado com o objetivo de detectar léptons e jatos de forma eficiente. Esse objetivo foi atingido com um calorímetro de fina segmentação eletromagnético e hadrônico, um detector de múons que usa magnetos toroidais e um sistema não magnetizado de identificação de traços.

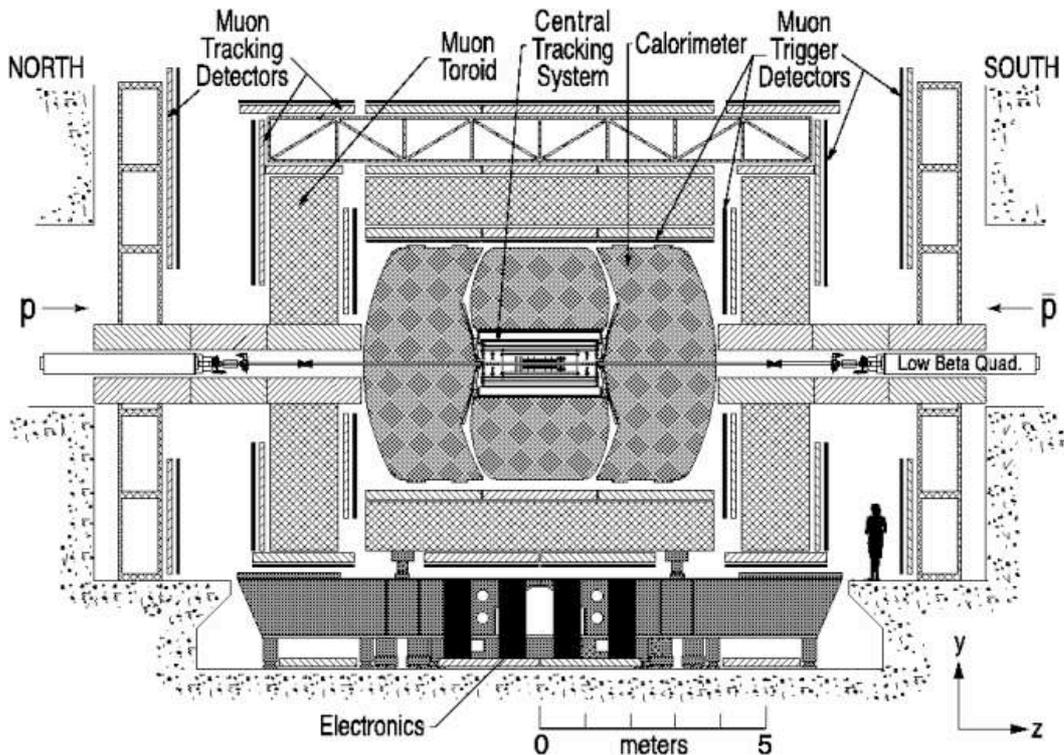


Figura 3.3: Vista esquemática lateral do detector $D\emptyset$

Cada um desses detectores é usado pelo sistema de aquisição de dados do $D\emptyset$ e para a filtragem dos dados através dos *triggers*. Descreve-se abaixo cada um dos detectores separadamente, começando pela definição do sistema de coordenadas do $D\emptyset$, passando pelos detectores e terminando a seção com o sistema de aquisição de dados.

3.2.1 O Sistema de Coordenadas

Na descrição do detector assim como na análise de dados, usamos o sistema de coordenadas no qual o eixo z se encontra ao longo da direção e sentido do feixe de prótons. O eixo y se encontra perpendicular ao eixo z , apontando para cima (figura 3.3). O ângulo ϕ é o ângulo azimutal e o ângulo θ , o ângulo polar. A distância r denota a distância perpendicular ao eixo z . A rapidez $y = 1/2 \ln[(E + p_z c)/(E - p_z c)]$ é aproximada pela pseudo-rapidez $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, para ângulos finitos no limite em que $E \gg mc^2$.

3.2.2 O Sistema de Traços Central

O Sistema de Traços Central consiste do detector de Traço de Microfaixa de Silício (SMT) e do detector de Traço de Fibras Central (CFT), que se encontram na parte interna do Solenóide supercondutor de 2T. O Sistema tem um comprimento de 2.37 m e se encontra em volta do tubo do feixe, que tem espessura de 0.508 mm e um diâmetro externo de 38.1 mm. Os dois detectores localizam o vértice primário da interação com uma resolução de aproximadamente $35 \mu\text{m}$ ao longo do eixo z . São também usados para identificação de jatos de quark b , com uma resolução para o parâmetro de impacto de $15 \mu\text{m}$ em $r - \phi$, para jatos com momentum transversal $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ em $|\eta| = 0$. A alta resolução na posição dos vértices, permite uma boa medida do momentum transversal de léptons (p_T), de energia transversal de jatos (E_T) e de energia transversal 'faltante', \cancel{E}_T (*missing* E_T) [95].

SMT – Silicon Microstrip Tracker

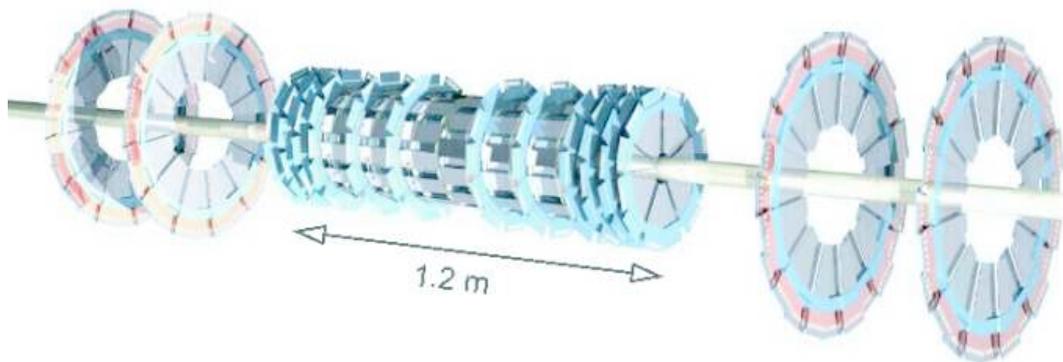


Figura 3.4: O design de barril/disco do SMT

O SMT [96] consiste em detectores em forma de barril localizados em torno do tubo do feixe, associados com detectores em forma de disco posicionados perpendicularmente ao tubo do feixe (ver figura 3.4). São no total, 6 barris na região central e 16 discos, sendo 12 “discos-F” (*F-disks*) na região central e 4 “discos-H” (*H-disks*) na região mais externa. Cada barril contém 4 camadas de leitura de sinal, chamadas de $L1$, $L2$, $L3$ e $L4$. Cada camada é composta de módulos de silício, chamados de “*ladders*” (*degraus*) e duas subcamadas (ver figura 3.5). As camadas 1 e 2 têm 12 módulos cada, enquanto as 3 e 4 têm 24.

Cada barril é “tampado” com um “disco-F”, que é composto por 12 detectores em “*fatias*” bilaterais.

Os módulos dos barris são bilaterais ou unilaterais, dependendo da configuração geométrica do barril. Esses módulos ficam montados entre suportes de berílio, que são também usados para abrigar canais resfriadores (figura 3.5). Os barris e discos-F estão montados em dois cilindros de fibra de carbono, que partem precisamente do ponto de interação do DØ.

Afastando-se do centro do detector ($(x, y, z) = (0, 0, 0)$), existem ainda 3 discos-F posicionados em sequência, seguidos por 2 discos-H, de cada lado. Os discos-H são compostos

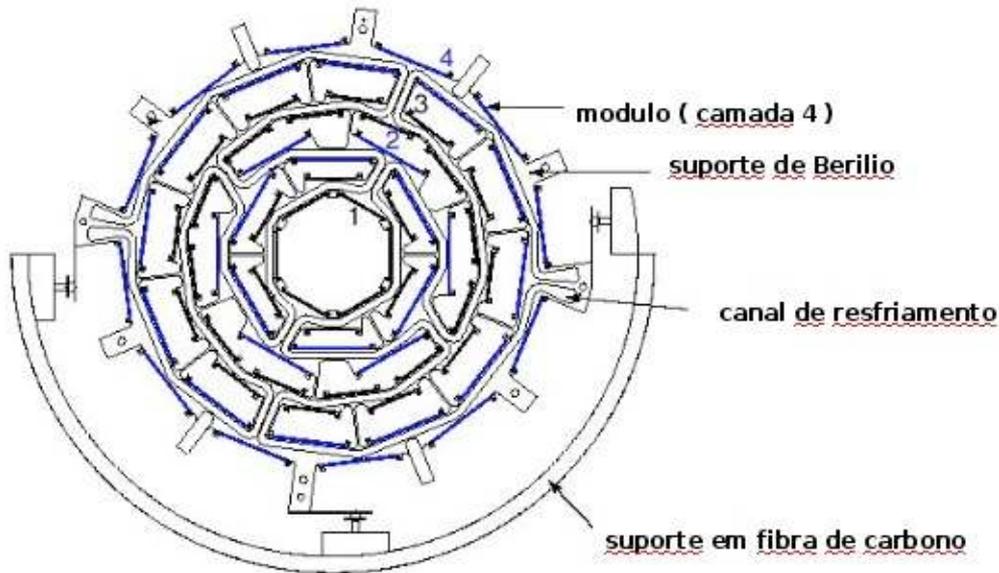


Figura 3.5: Seção reta de um barril do SMT e suas 4 camadas, com 2 subcamadas cada, compostas pelos módulos de silício. Entre as camadas, o suporte de berílio com os canais resfriadores. Como suporte do barril, o cilindro em fibra de carbono.

de 24 pares de detectores unilaterais, colados um de costa para o outro. Para os discos F e H, as “fatias” ficam montadas e alinhadas em anéis de berílio, que abrigam também canais resfriadores.

Cada módulo/“fatia” tem um sensor de silício para a detecção do sinal. Para a leitura do sinal, é colada ao sensor, uma HDI (*High Density Intercounter*). A HDI é um circuito flex laminado a um substrato de berílio e preenchida com chips SVXIIe. A HDI é então conectada via um *Interface Board* (IB) ao sistema de leitura do sinal e monitoramento da eletrônica.

O Detector de Fibra Central de Traços

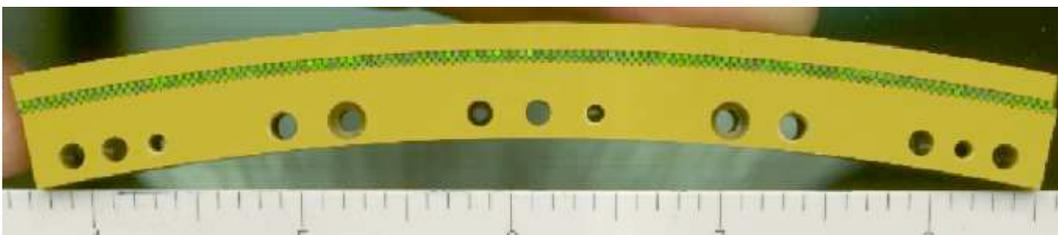


Figura 3.6: “faixa” com as duas subcamadas de singletos, formando os dubletos

O detector de Fibra Central de Traços, abreviado do inglês *Central Fiber Tracker*, CFT [95], consiste em fibras cintiladoras montadas em oito cilindros concêntricos e cobre uma região de $|\eta| \lesssim 1.7$. Cada cilindro abriga camadas de fibras (camadas U, V e X), cada

fibra tendo um diâmetro de $835\mu\text{m}$, o que resulta em uma resolução do CFT de $100\mu\text{m}$, desde que a posição da fibra seja conhecida com uma precisão de até $50\mu\text{m}$. Cada camada é composta por “faixas” com duas subcamadas. Uma faixa abriga 256 fibras e é composta por 2 subcamadas de *singleto*s de fibras com 128 fibras cada. Cada *singleto* de uma faixa é deslocado em relação ao outro, de forma tal que o centro de cada *singleto* de uma subcamada se encontra na separação entre os *singleto*s da outra subcamada, formando assim os *doubleto*s da faixa (figura 3.6). Essas faixas compõem oito camadas de fibras axiais (X), e oito de fibras estéreo (quatro camadas U e quatro camadas V), com um ângulo de $+3^\circ$ (U) e -3° (V) em relação ao eixo z (camada axial X).

A luz das fibras é convertida em pulsos elétricos para a leitura do sinal, pelos *Visible Light Photon Counters* (Contadores de Fóton de Luz Visível, VLPC), que funcionam à uma temperatura de 10 K.

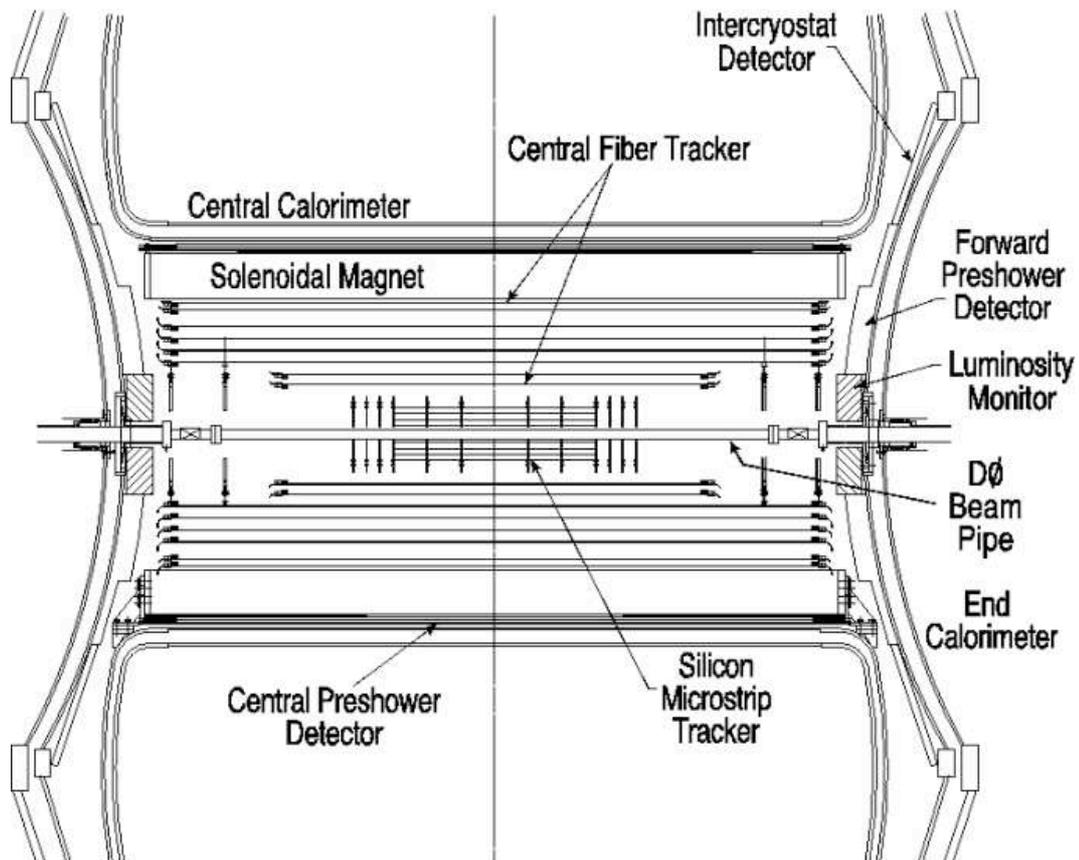


Figura 3.7: Vista de uma seção reta do detector DØ, com o CFT, SMT, sistema de calorimetria e o detector de múons

A visualização do detector de Fibras Cintilantes CFT, assim como sua posição em relação ao resto do detector, pode ser feita na figura 3.7. O CFT se estende radialmente de 20 cm a 52 cm, e ao longo do feixe, os comprimentos dos cilindros variam de 1.66 m (os dois cilindros mais internos) a 2.52 m (os dois cilindros mais externos).

3.2.3 O Campo Magnético

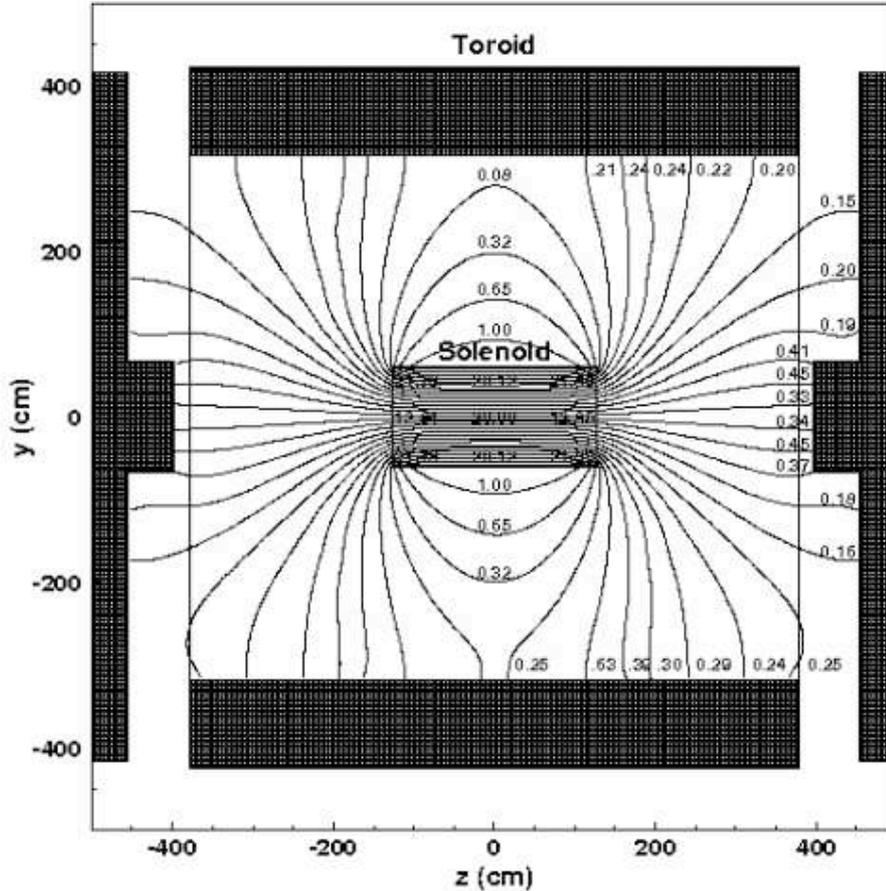


Figura 3.8: Vista no plano $y - z$ do campo magnético do $D\emptyset$ (em kG) com ambos solenóide e toróide à corrente máxima (4749 A e 1500 A, respectivamente). O campo magnético no toróide central é aproximadamente 1.8 T, enquanto que o campo magnético nos toróides das extremidades é de 1.9 T. As linhas de campo são projeções no plano $y - z$. As extremidades das linhas do lado esquerdo e direito diferem em 2.5 m em x .

O magneto solenoidal supercondutor foi instalado com o objetivo de otimizar a resolução no momentum transversal, $\delta p_T/p_T$, e para o reconhecimento dos padrões de traços, levando em consideração as condições pré-existentes, como espaço físico para abrigar o solenóide. Esse, foi instalado para o RunII do Tevatron, quando o Tevatron passou por um período de reformas e *upgrades*.

O solenóide supercondutor tem dimensões 2.73 m de comprimento e 1.42 m de diâmetro, produzindo um campo magnético central de 2 T (que diminuiu para 1.92 T após o *shutdown* de 2004).

O magneto toroidal, remanescente do RunI, é usado no RunII, no sistema do detector de múons.

A figura 3.8 mostra uma visão do campo magnético, no plano $y - z$, com ambos toróide e solenóide ligados à corrente plena.

3.2.4 Os Detectores Preshower

Os detectores *preshower* auxiliam na identificação de elétrons e na rejeição de ruído de fundo (*background*) tanto na parte de trigger quanto na de reconstrução *offline*. Eles têm ambas as funções de calorímetro e detector de traços. O detector *preshower* central (CPS) cobre a região $|\eta| < 1.3$ e está localizado entre o solenóide e o calorímetro central, com um raio mais interno de 71.76cm e um raio mais externo de 74.19cm. Os dois detectores *preshower* nas regiões de maiores η (chamados de detectores *forward*), FPS (*Forward Preshower*), cobrem uma região de $1.5 < |\eta| < 2.5$ e ficam anexados às paredes dos calorímetros de extremidade. Os detectores *preshower* podem ser vistos na figura 3.7.

Os detectores *preshower* podem ser usados *offline* para corrigir a medida de energia eletromagnética dos calorímetros central e de extremidades, por perdas no solenóide e materiais acima do solenóide, como cabos e suportes. Eles têm uma rápida resposta de medida na energia e posição, o que permite que sejam incluídos no trigger nível 1.

3.2.5 O Calorímetro

O sistema de calorimetria do DØ consiste em três partes, feitas principalmente de urânio/argônio e de um intercriostato.

Os calorímetros foram concebidos para fazer medidas de energia de alta resolução, medindo elétrons, fótons e jatos assim como para ajudar na identificação dos mesmos e de múons e no balanceamento da energia transversa nos eventos físicos. É um sistema de calorimetria *Compensador*, o que significa que a energia visível para chuveiros hadrônicos (h) é aproximadamente a mesma que para chuveiros eletromagnéticos (e), $e/h \approx 1$.

Como pode-se ver nas figuras 3.9 e 3.10, o calorímetro central (CC) cobre uma região de pseudo-rapidez $|\eta| < 1$ e os dois outros calorímetros das extremidades (*end calorimeters*), ECN (norte) e ECS (Sul), se estendem até $|\eta| \approx 4$. Cada calorímetro contém uma região eletromagnética (EM), mais próxima do ponto de interação, seguida pelas regiões hadrônicas fina e grossa (*fine* e *coarse hadronic*, FH e CH, respectivamente), a região *coarse hadronic* cobrindo o fim do chuveiro hadrônico. O meio ativo dos calorímetros é argônio líquido e cada um dos três calorímetros (EC, ECN e ECS) está localizado em seu próprio criostato, que mantém a temperatura dos detectores em aproximadamente 90K. Cada criostato pesa aproximadamente 300 toneladas e é preenchido com 15000 litros de argônio líquido.

Cada calorímetro é dividido em unidades básicas, células, para a leitura do sinal (figura 3.11). Cada unidade de célula é composta por uma placa absorvedora (composta de urânio para as regiões EM e CH, e por cobre e aço para a região FH) e uma placa de sinal, separadas por estruturas de *gap* preenchidas por argônio líquido. Unidades de células agrupadas apropriadamente, formam uma célula de leitura de sinal.

Essas células de leitura de sinal por sua vez, se agrupam para formar torres pseudo-projetivas. Os centros das células de leitura são alinhados seguindo os raios de pseudo-rapidez constante, enquanto os delimitadores das células são perpendiculares às placas de sinal. Essas torres pseudo-projetivas podem ser observadas na figura 3.10.

O tamanho transversal de cada célula de leitura é proporcional ao tamanho dos chuveiros: 1 – 2 cm para chuveiros eletromagnéticos e 10 cm para chuveiros hadrônicos. As torres, em

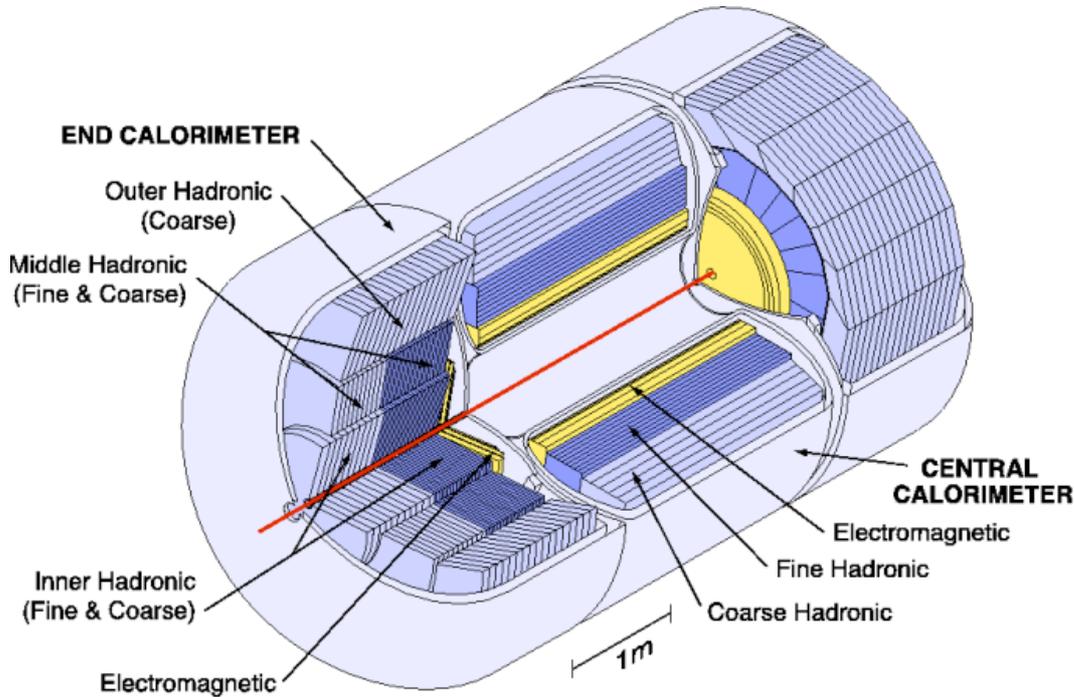


Figura 3.9: Vista dos calorímetros Central (CC), Extremidade Norte (ECN) e Extremidade Sul (ECS)

ambas as regiões eletromagnética e hadrônica têm dimensões $\Delta\eta = 0.1$ e $\Delta\phi = 2\pi/64 \approx 0.1$, podendo chegar a $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$, para possibilitar uma leitura mais fina no final dos chuveiros eletromagnéticos. O tamanho de cada célula de leitura aumenta em ϕ e η para maiores η para evitar células muito pequenas.

O Criostato Central

O CC tem um formato cilíndrico e suas placas absorvedoras são paralelas ao feixe de $p\bar{p}$. O Calorímetro Central cobre a região até $|\eta| \lesssim 1$.

A parte eletromagnética é composta por 4 camadas, EM1, EM2, EM3 e EM4, com comprimento de radiação X_0 ¹ aproximadamente 1.4, 2.0, 6.8 e $9.8X_0$, respectivamente. Os módulos FH têm 3 aglomerações longitudinais, medindo aproximadamente 1.3 , 1.0 e $0.74\lambda_A$ ². O único módulo CH tem uma espessura em termos de comprimento de interação de $3.2\lambda_A$.

Os Criostatos de Extremidade

Nos EC, as camadas eletromagnéticas EM1, EM2, EM3 e EM4, têm comprimento de radiação 1.6, 2.6, 7.9 e $9.3X_0$.

¹variável que mede a probabilidade de ocorrer produção de par por bremsstrahlung em um dado meio

²comprimento de interação nuclear. Caminho livre médio de uma partícula em um dado meio, antes de decair por uma interação que não é nem elástica nem difrativa

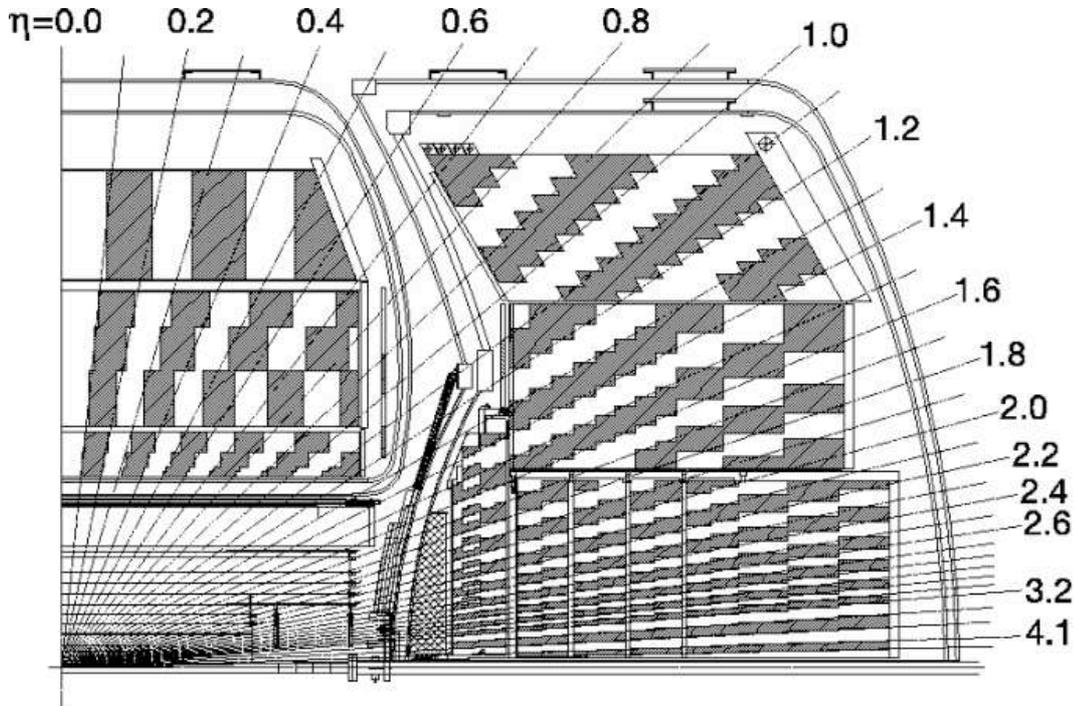


Figura 3.10: Vista esquemática lateral de parte do calorímetro central e um dos calorímetros de extremidade. As nuances de preto na figura, indicam como as células dos calorímetros se agrupam em torres para a leitura do sinal. As retas indicam intervalos de pseudo-rapidez, partindo do centro do detector.

Os dois módulos *inner hadronic* (figura 3.9) são cilíndricos, com raios mais interno (*inner*) e mais externo (*outer*), 3.92 e 86.4 cm, respectivamente. A região hadrônica fina (*fine hadronic*) consiste de quatro células de leitura, espessas de $1.1\lambda_A$ cada. A porção *coarse hadronic* tem uma única célula de leitura, de espessura $4.1\lambda_A$. Cada módulo do EC *middle hadronic* contém quatro células de leitura *fine hadronic* de espessura $0.9\lambda_A$ cada, e uma seção *coarse hadronic* de $4.4\lambda_A$. Os módulos hadrônicos externos do EC são feitos de placas de aço inoxidável inclinadas a um ângulo de aproximadamente 60° em relação ao eixo do feixe (ver figura 3.10). A espessura máxima é de $6.0\lambda_A$. Cada camada está deslocada com respeito à outra por questões de hermeticidade.

O Detector Intercriostato

Por estar contido em três criostatos separados, o sistema de calorimetria provê uma cobertura incompleta na região de $0.8 < |\eta| < 1.4$ como pode ser visto na figura 3.9. Essa região é majoritariamente coberta por cabos dos detectores de traços *CFT* e *SMT*. Além dos cabos, encontra-se também material não amostrados, degradando a resolução da energia. Para lidar com esse problema, foram adicionadas entre o calorímetro central (CC) e o calorímetro de extremidade (EC), células unitárias de leitura de sinal, chamadas de *massless gaps*. O detector

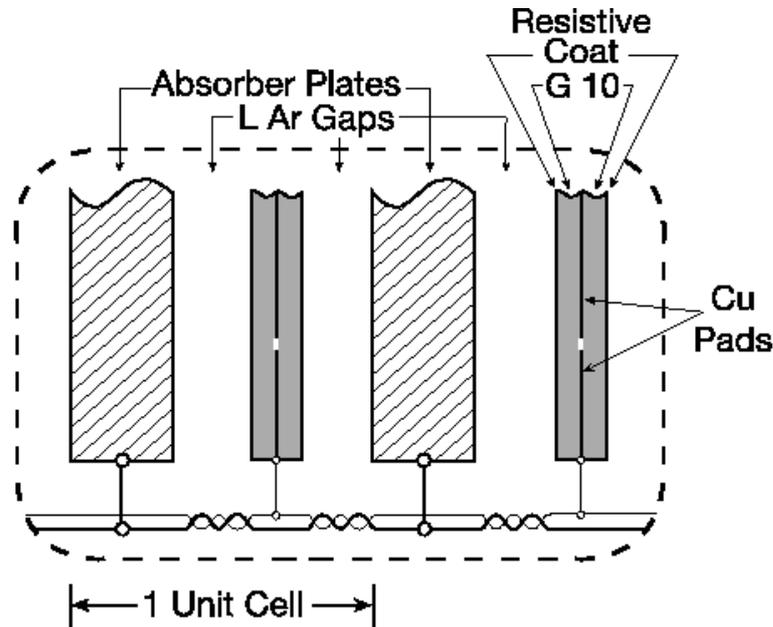


Figura 3.11: Unidade de célula típica para o calorímetro, mostrando a estrutura de gap, as placas absorvedoras aterradas e as placas de sinal

Intercristato (ou ICD) fornece amostragem cintiladora, anexada às superfícies externas dos EC. O ICD cobre uma região de $1.1 < |\eta| < 1.4$ e sua posição em relação ao resto do detector pode ser vista na figura 3.7.

3.2.6 O Detector de Múons

O detector de múons[97] consiste em uma parte central que cobre a região de $|\eta| < 1.0$ e uma região dianteira (chamada de *forward*), que cobre a região de $1.0 < |\eta| < 2.0$. Como um todo, o detector de múons identifica propriedades dos traços dos múons, além de fazer uma boa separação do ruído de fundo e ser usado no sistema de *trigger*. O detector de múons central é composto por dois magnetos toroidais centrais, por câmaras de arrasto proporcional (**P**roportional **D**rift **C**hamber), chamadas de **PDT** e por contadores scintiladores de disparo (*trigger scintillation counters*). O sistema dianteiro do detector de múons usa **MDT** (**M**ini **D**rift **T**ube), mini tubos de arrasto (em vez de PDT), usa também magnetos toroidais, contadores scintiladores de disparo e um sistema de blindagem do feixe.

Os principais componentes do sistema de múons podem ser vistos na figura 3.12.

- **Cintiladores:** usados para sincronizar um múon com a colisão $p\bar{p}$ e para informação precisa de *timing* para a reconstrução de traços de múons, usando as câmaras de arrasto, PDTs ou MDTs. A resolução dos scintiladores tem segmentação fina e ótima resolução no tempo. 2 camadas scintiladoras na parte central, uma dentro e outra fora do toróide. A parte central também abriga contadores scintiladores na parte inferior e superior (são as "tampas" cósmicas inferior e superior). Na parte dianteira, existem três camadas

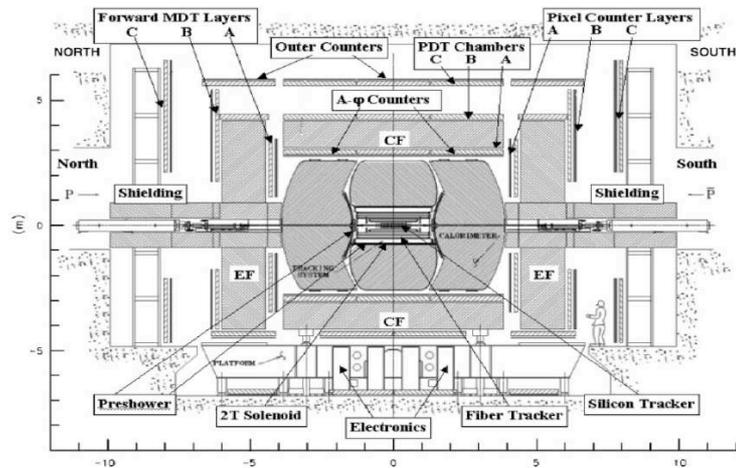


Figura 3.12: Vista lateral o detector DØ com os principais componentes do detector de múons

de scintiladores, A, B e C, que são chamados de contadores "pixel". Os contadores scintiladores são essenciais para a rejeição de múons cósmicos.

- **PDT e MDT:** constituem o sistema de traços de múons. A resolução em momentum do sistema de traços de múons é determinada pelo sistema de traços central. As PDT estão na parte central do detector de múons, e estão arrumadas em 3 camadas A, B e C. As MDT estão na parte dianteira do detector e também se arrumam em três camadas A, B e C. O sistema de traços de múons provê identificação de múons e um sistema independente de medida do momentum dos múons, oferecendo um sistema de identificação e medida de momentum de múons também para a região de $|\eta| < 1.6$, não alcançada pelo sistema de traços central (seção 3.2.2).
- **Blindagem:** Dois conjuntos que consistem de camadas de ferro, chumbo e polietileno instaladas por entre os toróides das extremidades e em torno dos magnetos de quadrupolo do acelerador.
- **Toróides:** usados para a reconstrução dos traços dos múons.

3.2.7 O Detector de Luminosidade

O detector de Luminosidade é composto de cintiladores e localiza-se a $z = \pm 140$ cm (sendo identificado lado Sul do detector o que tem z positivo), na parte interior do calorímetro, simetricamente posicionado em torno do feixe. Tem um alcance medido em termos de pseudo-rapidez de $2.7 < |\eta| < 4.4$ e mede a luminosidade no DØ [98, 99, 100, 101], quantidade fundamental para análises realizadas com os dados do DØ que precisam de normalização.

O Monitor de luminosidade, como também é conhecido, consiste em 48 "fatias" (figura 3.14) de detectores scintiladores (24 na parte Sul e 24 na parte Norte) ligados a 48 fotomultiplicadoras cujos sinais são lidos usando eletrônica VME³ [102]. A carga digitalizada e sinais

³a eletrônica VME é totalmente integrada ao resto do detector DØ. Sua instalação foi finalizada em

de tempo de cada fotomultiplicadora são lidos, assim como qualquer cálculo intermediário, permitindo que um monitoramento e uma calibração detalhados sejam feitos *offline*.

Os dados do monitor de luminosidade são armazenados em um banco de dados, que tem um *design* bastante complexo (ver apêndice A). Parte da implementação do banco de dados do monitor de luminosidade (como o carregamento e o acesso aos dados, e o cálculo da luminosidade), foi feita pelo grupo brasileiro no $D\bar{O}$. Em particular, o desenvolvimento de métodos em python para o carregamento de grandes blocos de dados no banco de dados do monitor de luminosidade, foi feito como parte do meu doutoramento e a explicação detalhada do *script* desenvolvido em python, está feita no apêndice A.

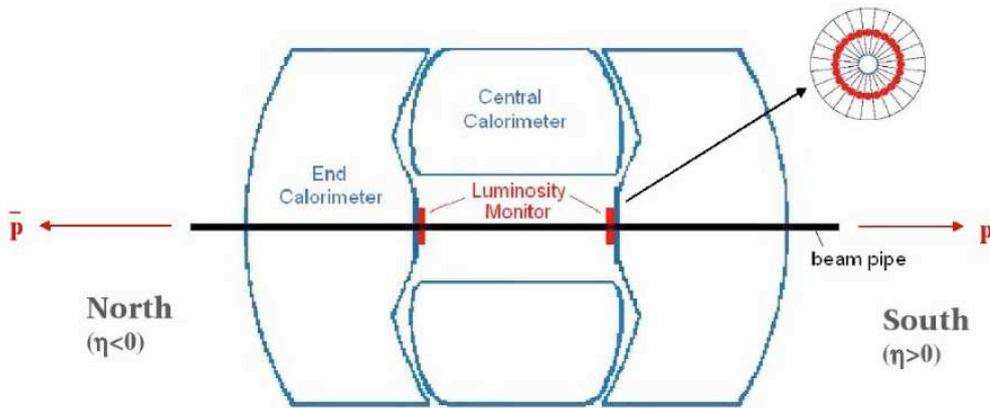


Figura 3.13: Localização do detector de luminosidade do $D\bar{O}$

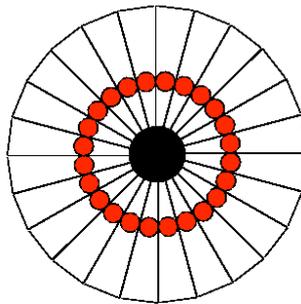


Figura 3.14: detector de luminosidade do $D\bar{O}$

A Luminosidade \mathcal{L} é determinada medindo-se a taxa de colisões inelásticas $p\bar{p}$ registradas pelo Monitor de Luminosidade do $D\bar{O}$:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma_{p\bar{p},eff}} \frac{dN}{dt}(p\bar{p}), \quad (3.1)$$

onde $\sigma_{p\bar{p},eff}$ é a seção de choque efetiva no Monitor de Luminosidade e difere da seção de choque inelástica medida por outro experimento, $\sigma_{inelastica}$, pela aceitação geométrica e in-

outubro de 2005. Até então, a eletrônica disponível era a NIM, herdada do RunI.

ficiências do detector. Essas são calculadas com eventos inelásticos gerados em Monte Carlo, que passam por uma simulação completa do detector de luminosidade.

Na prática, a luminosidade é calculada invertendo-se a expressão:

$$P(0) = e^{-\sigma_{\text{eff}}\mathcal{L}/f} \times (2e^{(-\sigma_{SS}/2f)\mathcal{L}} - e^{-\sigma_{SS}\mathcal{L}/f}), \quad (3.2)$$

onde $P(0)$ é a probabilidade de não ter interação em um cruzamento de pacotes do feixe. σ_{SS} é a seção de choque efetiva de quando apenas um lado do detector de luminosidade dispara e f é a frequência de cruzamento para um dado pacote do feixe. Durante uma tomada de dados, $P(0)$ é medido para cada um dos 36 cruzamentos de pacotes do feixe, separadamente. O período de tempo da contagem de eventos para a determinação de $P(0)$ é de um minuto e é identificado de uma maneira única em um *LBN*, abreviado do inglês *Luminosity Block Number*, número do bloco de luminosidade. Esse período foi escolhido longo o bastante para minizar a incerteza estatística na determinação de $P(0)$ (menor que 1%) e curto o bastante de modo que a mudança no valor da luminosidade instantânea seja desprezível. O termo entre parênteses com uma dependência em luminosidade do lado direito da equação 3.2, leva em consideração a presença de interações múltiplas em um cruzamento de pacote do feixe.

Com a informação do cálculo da luminosidade instantânea, pode-se então calcular a luminosidade integrada para cada *trigger*. Esse cálculo costumava ser feito baseado em arquivos - chamados de *stage3* - mas recentemente tem sido feito usando-se o banco de dados do monitor de luminosidade[103]. O programa que faz esse cálculo é chamado de *lm_access* [104] e é usado por qualquer estudo que use normalização de acordo com a luminosidade da amostra de dados utilizada na análise.

3.2.8 Os Sistemas de Disparo e de Aquisição de Dados

A taxa de armazenamento dos dados adquiridos pelo sistema de aquisição de dados do DØ em fita é limitada, se restringindo a 50Hz. Por essa razão faz-se uma pré-seleção dos dados a serem armazenados. Essa seleção é feita em três níveis distintos, 1, 2 e 3, chamados de níveis de disparo⁴. A cada nível de trigger, a taxa de eventos aceitos diminui, assim como aumenta a complexidade dos eventos selecionados. Se um dado evento passa pelo trigger L1, é selecionado para ser testado pelo de L2 e ao passar o L2, é submetido ao de L3. O pacote que faz o gerenciamento de que eventos passam por quais triggers e decide se um evento deve ou não ser passado para o próximo nível de trigger, é o COOR. Na figura 3.15, vê-se esquematicamente o sistema de aquisição de dados do DØ.

Os diferentes níveis de trigger estão classificados em:

- **triggers de L1:** primeiro estágio. Comporta um conjunto de elementos de trigger de *hardware* que têm uma taxa de aceitação de trigger de 2kHz. Consiste em um *Trigger Framework* (TFW) e subsistemas de trigger de L1, como mostrado na figura 3.16. Cada subsistema de trigger de L1 processa informação específica dos subdetectores e envia o resultado, a cada 132 ns (a cada *tick*), ao TFW por meio de termos *AndOr*, AOT[105]. Os AOT são usados para incluir a Física, o feixe, ruídos e informações climáticas (como

⁴a partir daqui, toda referência a disparo será feita por *trigger*

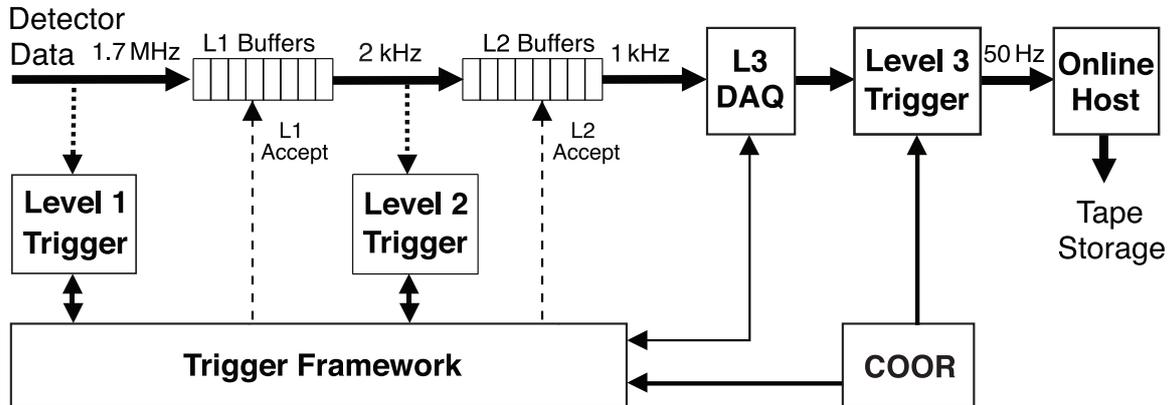


Figura 3.15: Vista geral esquemática do sistema de trigger e do sistema de aquisição de dados do $D\bar{O}$.

temperatura e umidade do ambiente onde se encontra a eletrônica), necessários para formar uma decisão de trigger.

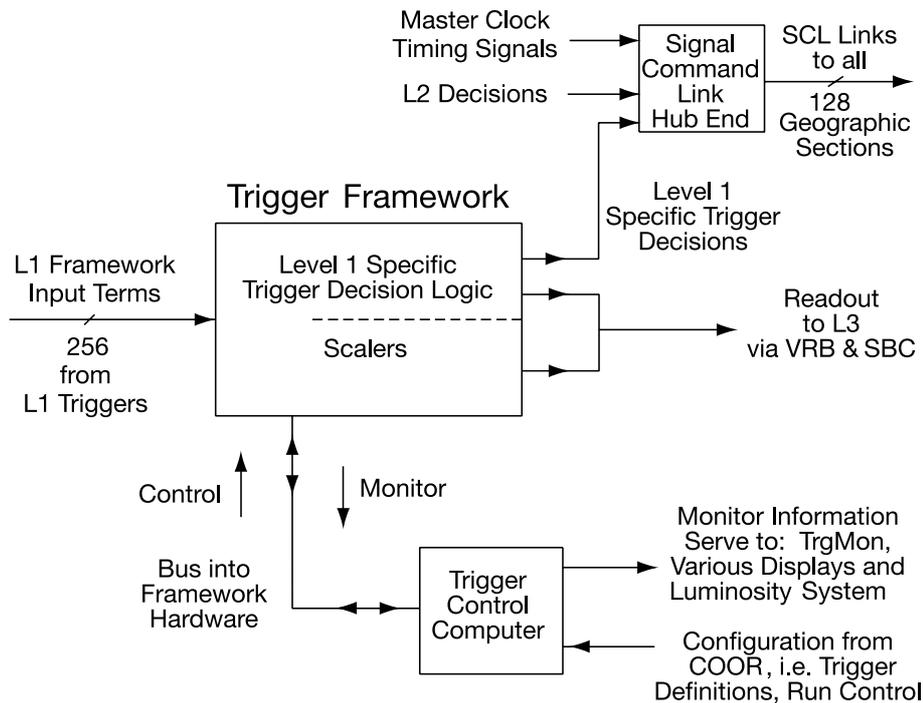


Figura 3.16: Diagrama do TFW.

- **triggers de L2:** segundo estágio. Provê programas específicos de pré-processamento de cada subdetector e um estágio global, L2Global, que procura por correlações em assinaturas de física entre os subdetectores. Combina dados entre os subdetectores para formar objetos físicos de maior qualidade e examinar correlações a nível de evento. O

sistema de trigger de L2 foi concebido para receber até 10 kHz de taxa de dados e só deixar passar 1kHz de aceitações do trigger. Os eventos que passam o L2 são marcados para leitura completa do evento e são passados para o L3.

- **triggers de L3:** último estágio. Eventos que passaram L1 e L2 são processados no L3. Os triggers de L3 são puramente computacionais e consistem em fazer o desempacotamento, reconstrução e filtragem dos dados, assim como armazenar em fitas os eventos que foram aceitos pelo L3. É um *software* totalmente programável que reduz de 1kHz para 50Hz, a taxa de armazenamento dos dados em fita, para análise *offline*. As decisões de L3 são baseadas em objetos físicos completos, assim como nas relações entre esses objetos (tal como a rapidez ou o ângulo azimutal separando objetos físicos ou sua massa invariante).

O trigger **JT_15TT** por exemplo, deve satisfazer os seguintes requerimentos em cada nível de trigger:

- **L1:** ter duas torres de jato (formadas nas camadas eletromagnética ou hadrônica do calorímetro) com $E_T > 3$ GeV;
- **L2:** irrestrito em L2;
- **L3:** O script de L3 é satisfeito (e o bit de trigger ajustado a verdadeiro) se pelo menos um jato com $E_T > 15$ GeV for encontrado usando um algoritmo de cone simples (seção 3.4.1).

3.3 O Detector de Prótons Frontais

O detector de prótons frontais, ou FPD[106] (abreviado do inglês, *Forward Proton Detector*) é um sistema que foi especialmente projetado para Física Difrativa no $D\emptyset$. Foi em parte montado em Campinas, no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, LNLS.

O FPD

O FPD se localiza no túnel do Tevatron, logo após a parede delimitadora do detector $D\emptyset$. Consiste em 9 espectrômetros de momentum, posicionados dos dois lados do ponto de interação (ver figura 3.17). Um espectrômetro é um conjunto de dois detectores (cada detector se encontra em um "Roman Pot") posicionados em sequência, paralelos à linha do feixe. Ficam posicionados acima (AU, PU) e abaixo (AD, PD) do feixe, e na parte externa (AO, PO) e interna (AI, PI, DI) da circunferência do feixe. Cada detector constituinte de um espectrômetro é identificado pelos números 1 ou 2, em ordem crescente partindo do ponto de interação. Do lado do (anti)próton espalhado se encontram os quadrupolos (assim chamados por estarem logo após os ímãs quadrupolares focalizadores do feixe) (A1U)P1U, (A2U)P2U, (A1D)P1D, (A2D)P2D, (A1I)P1I, (A2I)P2I, (A1O)P1O e (A2O)P2O. Entre os detectores de quadrupolo,

há um separador⁵ do feixe. O espectrômetro situado do lado do anti-próton, após os quadru-polos e logo após o ímã dipolar (utilizado para manter o feixe em sua órbita), é chamado de dipolo (DI).

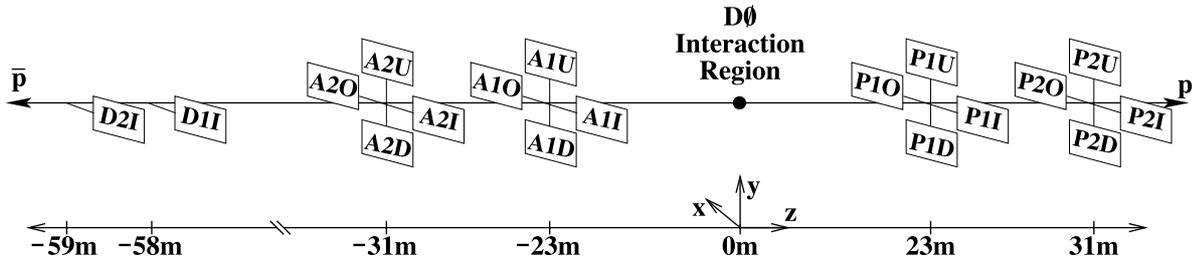


Figura 3.17: Layout do detector de prótons dianteiros, FPD.

Os castelos

Cada Roman Pot (pequena caixa de aço inoxidável que isola o detector cintilador do vácuo e com isso permite que o mesmo opere no mesmo nível de vácuo que o feixe) é abrigado em um braço de um castelo (figura 3.18) de quatro braços para os quadru-polos e apenas dois para os dipolos. Cada castelo fica sobre um suporte nivelável, movível em até 15 mm em todas as direções com uma precisão de 1 mm, que permite alinhar a posição do castelo com a tubulação do feixe e em relação ao centro da linha do feixe. Cada castelo tem o sistema de vácuo monitorado e associado ao castelo um sistema bombeador que provê o alto vácuo.

Cada Roman Pot está conectado a um sistema de motor que permite que cada detector seja movido perpendicularmente ao feixe, se aproximando deste com uma precisão de $4.5 \mu\text{m}$. A aproximação dos detectores do feixe é feita em cada ciclo de tomadas de dados do Tevatron a luminosidades baixas o suficiente que permitam a aproximação ao dos detectores do feixe, sem prejudicar o detector por partículas espúrias do feixe (que são quanto maior em número quanto a luminosidade do *store*) ao mesmo tempo em que não se prejudica o feixe.

Os detectores de posição

Cada detector de posição (figura 3.19) é constituído por fibras cintilantes quadradas de 0.8 mm de largura, arrumadas em um conjunto de quatro fibras, formando assim um canal, com uma separação entre os canais de $1/3$ da largura de uma fibra. Cada canal, composto por 4 fibras, se conecta a um canal de uma fotomultiplicadora multicanal Hamamatsu H6568-MOD - chamada de MAPMT - de 16 canais. Os canais de cada detector se organizam em planos (U, V e X). Cada plano é constituído de duas camadas (U-U', V-V' e X-X'), sendo as camadas U, V e X deslocadas de $2/3$ da largura de uma fibra em relação às camadas U', V' e X'. O plano X de cada detector faz um ângulo de 90° em relação à base horizontal do detector enquanto

⁵o papel do separador é aplicar campos elétricos horizontais e verticais, de tal forma que as partículas do feixe chegando no $D\bar{D}$, colidam frente a frente no ponto de interação, assim como as partículas do feixe que não colidiram, deixem o detector $D\bar{D}$ retomando sua trajetória circular em um movimento em forma de hélice.

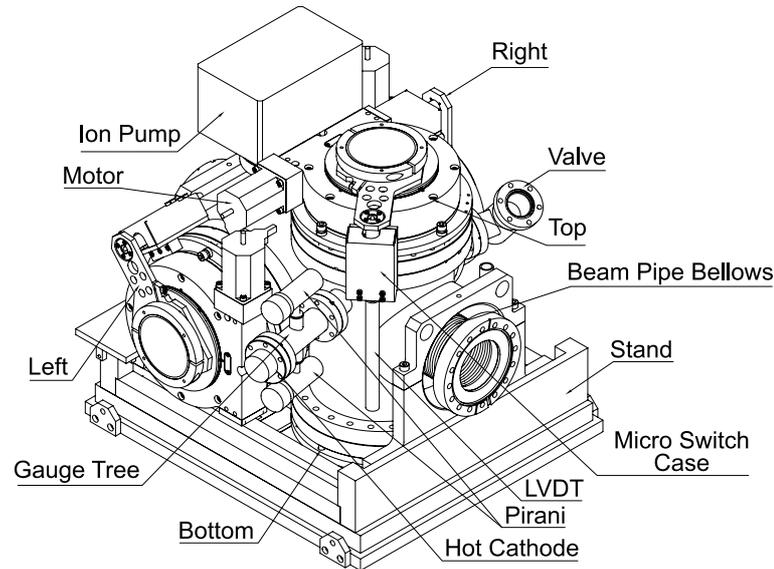


Figura 3.18: Um castelo dos quadrupolos do FPD.

que os planos U e V fazem um ângulo de $\pm 45^\circ$ respectivamente, com o plano X. Cada camada dos planos U e V contém 20 canais e no plano X, são 16 canais por camada. São no total 112 canais por detector, usando 7 MAPMT. Os planos X e V são separados por um bloco cintilador plástico que é usado como parte do *trigger*.

Definição de "hit"

Um hit em um dos detectores do FPD, deve ser consistentemente associado à passagem de um próton[107] difrativamente espalhado. A definição de "hit" pode ser diferente dependendo dos cortes de qualidade aplicados ao hit. Idealmente, um hit seria o disparo concomitante de três canais dos 3 planos distintos de um detector, mas devido à geometria e ineficiências do detector, às vezes permite-se que um hit seja definido a partir de apenas dois dos três planos de um detector. Um hit é identificado a partir de segmentos definidos nas camadas de um detector e pode ser definido com apenas uma das duas camadas de um plano, ou deixar sua marca nas duas camadas do plano de um determinado detector (figura 3.20). Cada segmento tem uma largura de 0.27 mm, o que resulta em uma resolução espacial de $\sim 80 \mu\text{m}$.

Um hit pode ser classificado como "loose" ou "tight", se definido a partir de dois ou três planos, respectivamente, de um detector.

A partir de dois hits encontrados um em cada detector de um espectrômetro, pode-se definir um traço, que será por sua vez classificado como "loose" ou "tight", dependendo da qualidade dos hits associados ao traço em questão.

Reconstrução

O objetivo da reconstrução de trajetória das partículas detectadas pelo FDP, é a determinação de ξ - fração de momentum do (anti)próton carregada pelo Pomeron - e t - quadri-momentum

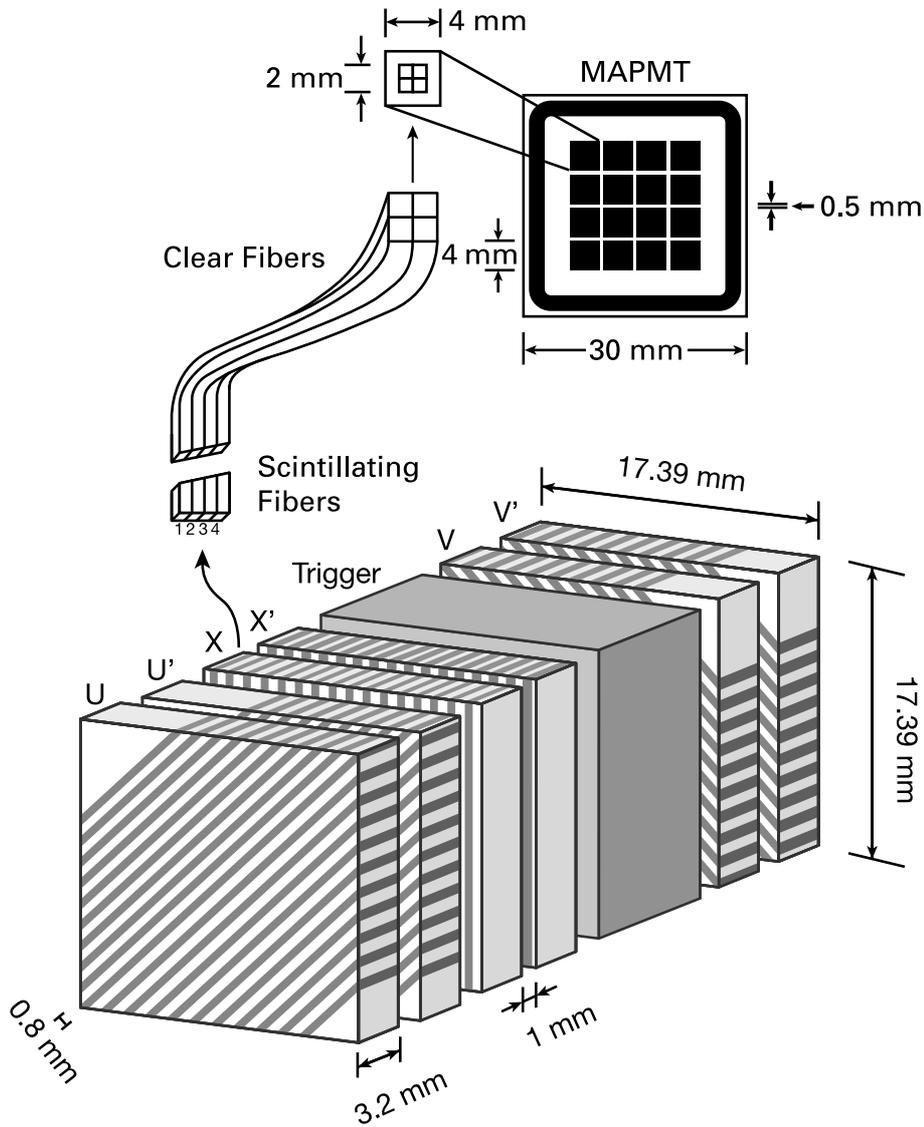


Figura 3.19: Os detectores de posição do FPD e as MAPMTs.

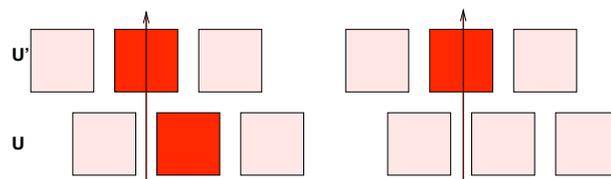


Figura 3.20: Segmentos de hits em duas camadas de um Roman Pot do FPD.

transferido ao quadrado - a partir das coordenadas (x, y) dos hits de um candidato a traço - prototrack - em um espectrômetro do FPD.

O algoritmo de reconstrução do FPD[108, 109, 110], identifica as coordenadas dos hits de um traço, e com a matriz de transporte (para regiões de curvatura) e uma matriz de trajetória

retilínea (para regiões onde a partícula viaja em uma trajetória retilínea) propaga a trajetória da partícula até o ponto de interação, IP, passando pelo separador.

Uma vez que a trajetória da partícula foi reconstruída até o IP, se determina o momentum da partícula, com informação precisa sobre a inclinação do traço. $\Delta P/P$ é determinado por um método iterativo, que começa com um valor de teste para $\Delta P/P$ e através de várias iterações calcula-se qual o valor mais provável para $\Delta P/P$.

O sistema de trigger, tomada de dados e análise com o FPD

A partir de janeiro de 2005, o sistema de *trigger* do FPD foi completamente integrado ao DØ. Parte da eletrônica usada pelo FPD é a mesma do CFT (Central Fiber Tracker).

O sistema envia informação sobre os seus 18 Roman pots para o *DØ L1 Trigger Framework* e para o *L3 Data Acquisition System* (seção 3.2.8), em forma de pulsos de corrente. [111]

Esses pulsos de corrente são amplificados pelas placas de um *Amplifier Shaper* e enviados para as placas *Analog Front End* - AFE. Módulos Multi Chip - MCM - recebem o sinal, discriminam-o⁶ e guardam-no. O sinal é guardado como uma forma de compensar por diferentes extensões de percurso entre luz e partícula. O sinal discriminado é então enviado às placas *Digital Front End* - DFE - que executam a lógica da procura de traços (de acordo com as equações de traços[112]). O MCM também converte amplitude do pulso de sinal para informação em forma digital para o sistema de L3.

As placas DFE geram os sinais de L1 para cada espectrômetro e envia-os para o *L1 Trigger Manager*, que também recebe informação de regulação de tempo. Os sinais gerados pelo *Trigger Manager* são mandados para o *Trigger Framework*.

O diagrama do "caminho" do sinal do FPD está mostrado na figura 3.21.

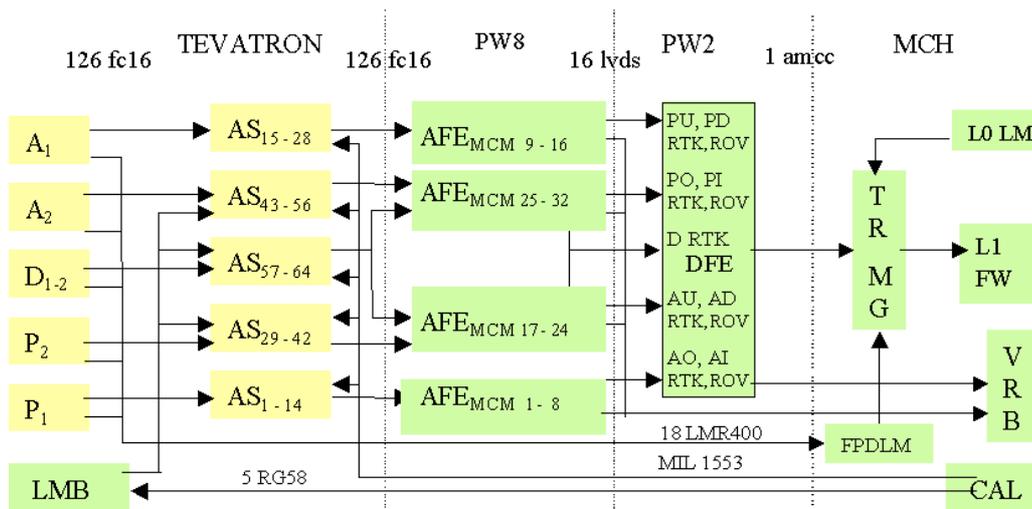


Figura 3.21: Hardware do sistema de trigger do FPD.

⁶o discriminador é uma espécie de portal para o sinal, que se abre ou fecha se o sinal satisfizer ou não as condições do discriminador.

O ciclo de tomada de dados do FPD, começa pela inserção dos pots: aproximação minuciosa e milimétrica dos detectores do feixe. Uma vez aproximados do feixe e em sua posição de tomada de dados final, que varia de *store* para *store*, as MAPMT são ligadas e toda a cadeia de aquisição de dados entra em ação, saindo do sinal capturado pelas MAPMT, passando pelo Amplificador de Sinal, sendo enviado para as AFE, indo para as DFE, que transmitirão as decisões de L1 do FPD. Os dados que passaram as decisões de trigger são armazenados em fita junto com os dados brutos dos outros subdetectores do DØ, passam pelo programa de reconstrução DØReco (seção 3.4.7) e por consertos e atualizações de calibrações a cada subdetector do DØ (apesar dos dados do FPD não passarem por nenhuma reconstrução do FPD, essa etapa é necessária para poder se combinar os dados do FPD com outros objetos detectados pelo DØ, como jatos, múons, etc), até chegarem ao *framework* de análise, em forma de "folhas" de uma *caf tree* (seção 3.4.8).

Um ingrediente essencial para qualquer análise com os dados do FPD, é o alinhamento dos Roman Pots[113], entre si e em relação ao feixe. O trabalho de alinhamento do espectrômetro DI para os dados de 2004 - 2005, foi feito como parte do meu doutoramento e está detalhado no apêndice B.

3.4 Os Softwares do Detector DØ

3.4.1 O Algoritmo de Reconstrução de Jatos no DØ

O Algoritmo de Cone Simples

Um algoritmo de cone é um algoritmo que associa aos objetos identificados como um jato (jato de partons⁷, jato de partículas⁸ ou jato do detector⁹), um cone com origem no ponto de interação e raio fixo em um espaço angular bidimensional, com a distância entre dois objetos identificados como jatos determinada por $\Delta R = \sqrt{\Delta Y^2 + \Delta\phi^2}$, onde Y é a rapidez (definida na seção 3.2.1) e ϕ é o ângulo azimutal.

O Algoritmo de Cone Ideal

Um algoritmo de jatos ideal deve satisfazer os seguintes requerimentos:

1. *Segurança no Infravermelho*: singularidades no infravermelho não devem aparecer nos cálculos perturbativos e deve-se encontrar soluções que sejam insensíveis à radiação mole.
2. *Segurança de colinearidade*: O algoritmo, além de não ter nenhuma singularidade colinear nos cálculos perturbativos, deve também encontrar jatos que são insensíveis à radiação colinear no evento.

⁷jatos compostos por partons, calculados a uma ordem fixa de QCD perturbativa ou por modelos de chuveiros de partons, como os implementados em geradores de Monte Carlo

⁸jatos compostos por partículas estáveis, após hadronização dos partons, ou seja, geradores de Monte Carlo

⁹jatos compostos por torres do calorímetro, identificadas por deposição de energia vinda de chuveiros eletromagnéticos, hadrônicos ou por ionização

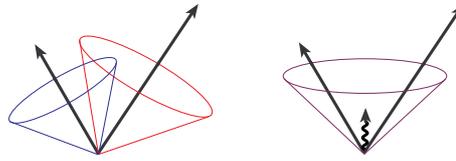


Figura 3.22: Exemplo de sensibilidade infravermelha de um algoritmo de jato. O tamanho das setas é proporcional à sua respectiva energia. Nesse exemplo, evidencia-se como dois jatos são identificados como apenas um, devido à radiação mole entre os jatos. Um algoritmo de cone jatos ideal, não deve ser sensível a esse efeito.

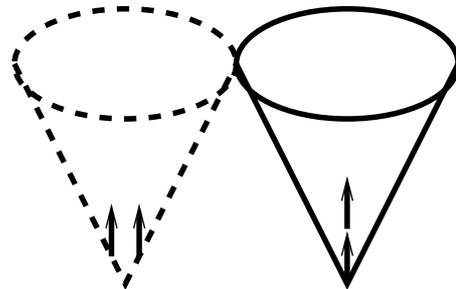


Figura 3.23: Exemplo de segurança de colinearidade. No exemplo da esquerda, o algoritmo falha ao encontrar uma semente de jato, devido à energia estar distribuída em várias torres do calorímetro de pequena energia. No exemplo da direita, o algoritmo identifica a semente de jato por este ter a energia distribuída de forma mais "estreita".

3. *Invariância sob Boosts*: O algoritmo deve encontrar as mesmas soluções independentemente de boosts longitudinais.
4. *Estabilidade de limite*: É desejável que as variáveis cinemáticas usadas para descrever os jatos tenham limites cinemáticos que sejam insensíveis aos detalhes do estado final do jato.
5. *Independência na ordem*: O algoritmo deve encontrar os mesmos jatos a nível partônico, de partícula e de detector.

Uma vez que os jatos entram no detector, vários efeitos, tais como chuviscos de partículas, resposta do detector, ruído, energia adicional de outros espalhamentos duros devidos a interações múltiplas, mudam a performance do algoritmo. Os grupos experimentais devem ter por objetivo corrigir tais efeitos em cada análise de jatos. Alguns dos critérios que determinam um algoritmo de jato desejável do ponto de vista experimental são:

1. *Independência de detector*: O algoritmo de jatos deve ser o mais independente possível do detector que provê os dados.
2. *Minimização de "smearing" de resolução e viés de ângulo*: O algoritmo não deve amplificar os efeitos de "smearing" de resolução¹⁰ e de tendências de ângulos.

¹⁰efeito do detector sobre o jato, que diminui o poder de resolução do mesmo.

3. *Estabilidade com a luminosidade*: a reconstrução de jatos não deve ser afetada por interações duras adicionais ocorrendo no mesmo cruzamento de "pacote" do feixe, devidas a alta luminosidade. Por exemplo, os jatos não devem crescer para tamanhos excessivamente grandes causados por interações adicionais. As resoluções de energia e angular dos jatos também não devem ter uma dependência forte na luminosidade.

O Esquema-E

O mesmo "esquema-E", conhecido como *E-scheme*, é usado em várias fases do algoritmo de jatos. Esse esquema consiste em adição de quadri-momentum e é usado para combinar células do calorímetro em torres, em seguida para combinar objetos em *preclusters* ou *clusters*, pre-agrupamentos ou agrupamentos, e eventualmente para calcular as variáveis dos jatos finais.

O Algoritmo de Cone do RunII do $D\bar{D}$

O Algoritmo de Cone do RunII do $D\bar{D}$ foi projetado com o intuito de satisfazer no máximo possível, as regras de determinação de um algoritmo de jatos ideal. Ele consiste em 3 fases principais: agrupamento (*clustering*), adição de meios-pontos (*midpoints*) e fundição/separação (*merging/splitting*). A primeira fase é a de agrupamento. Nessa fase, os preagrupamentos (feitos pelo programa de cone simples e que servem como sementes para o programa de Cone de Jato do RunII do $D\bar{D}$) são testados e somente os que formarem cones estáveis (proto-jatos, combinação de objetos em um cone cujo eixo corresponde ao eixo do jato), serão utilizados na próxima fase, a de adição de meios-pontos, que procura por proto-jatos em pontos entre qualquer combinação de dois proto-jatos formados na fase anterior. Os proto-jatos da fase de agrupamento e os proto-jatos da fase de meio-ponto formam uma lista de proto-jatos que serão usados no próximo e último passo (*merging/splitting*). Nessa última fase, os proto-jatos são testados e rearrumados para que não haja dupla contagem de jatos. Passada essa última fase, obtém-se os jatos reconstruídos pelo algoritmo de Jato de Cone do RunII do $D\bar{D}$.

Para informações mais detalhadas sobre os algoritmo de Jato de Cone do RunII do $D\bar{D}$ ou sobre o algoritmo de k_T , favor referir-se a [114, 115].

3.4.2 Identificação de Jatos

Considera-se como bom para ser usado em uma análise de Física, cada jato de uma amostra que passar por verificações que testam a sua qualidade.

Essas verificações são definidas como cortes nas seguintes variáveis[116]:

- **CHF**: Fração Hadrônica Grossa, abreviado do inglês, *Coarse Hadronic Fraction*. Representa a fração de energia do jato depositada na parte Hadrônica Grossa do calorímetro;
- **EMF**: Fração Eletromagnética, abreviado do inglês, *Electromagnetic Fraction*. Representa a fração de energia do jato contida na parte Eletromagnética do calorímetro;

- **L1_{ratio}**: Razão do L1[117]. Variável usada para confirmar que a energia agrupada em um jato foi também observada na leitura do trigger em L1. É definida como:

$$L1_{ratio} = \frac{p_T^{da\ leitura\ de\ L1}}{p_T^{da\ leitura\ de\ precisao}},$$

onde $p_T^{da\ leitura\ de\ L1}$ representa a soma do momentum transversal das 100 torres mais energéticas de L1, e $p_T^{da\ leitura\ de\ precisao}$ representa a soma do momentum transversal das torres dos jatos, excluindo as camadas do calorímetro Hadrônico Grosso.

- **n90**: representa o número de células do calorímetro contendo pelo menos 90% da energia. O objetivo desse corte é rejeitar células ruidosas.

Os critérios de seleção de um bom jato foram atualizados [118] e são atualmente definidos como:

Um jato passa os cortes na variável CHF se tiver:

- $CHF < 0.4$;
- $CHF < 0.6$ e $8.5 < |\eta_{det}| < 12.5$ (na camada ECMH do calorímetro) e $n90 < 20$;
- $CHF < 0.44$ e $|\eta| < 0.8$ (calorímetro central);
- $CHF < 0.46$ e $1.5 < |\eta| < 2.5$ ("tampa" da extremidade do calorímetro, EC, excluindo a região dianteira).

Um jato passa os cortes na variável EMF se tiver:

- $EMF > 0.05$;
- $1.3 > ||\eta_{det}|12.5| + \max(0, 40 \times (\sigma_\eta 0.1))$ (fora do *gap* do calorímetro eletromagnético);
- $EMF > 0.03$ e $11.0 < |\eta_{det}| < 14.0$ (fora do *gap* do calorímetro eletromagnético);
- $EMF > 0.04$ e $2.5 < |\eta|$ (região dianteira).

Um jato passa os cortes na variável $L1_{ratio}$ se tiver:

- $L1_{ratio} > 0.5$, ou;
- $L1_{ratio} > 0.35$ e $p_T < 15$ e $1.4 < |\eta|$ (EC);
- $L1_{ratio} > 0.1$ e $p_T < 15$ e $3.0 < |\eta|$ (região dianteira do calorímetro);
- $L1_{ratio} > 0.2$ e $p_T \geq 15$ e $3.0 < |\eta|$ (região dianteira do calorímetro),

onde a variável $L1_{ratio}$ é calculada excluindo as energias das células únicas, denominadas em inglês de *massless gaps*, que ficam no CC e EC entre as placas do final do módulo e a parede do criostato.

3.4.3 A Escala de Energia de Jatos – JES

O objetivo da correção de escala de energia dos jatos[2] é corrigir a energia dos jatos observados no detector, para a energia dos jatos de partículas, que se caracteriza como o jato antes da interação com o detector (figura 3.24).

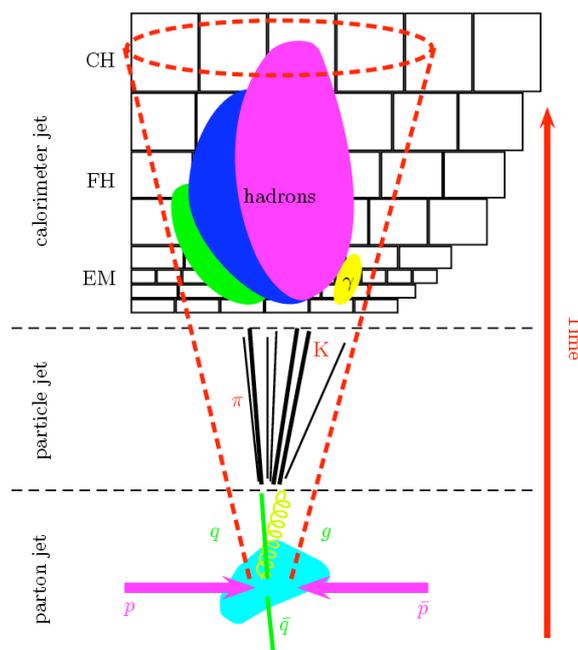


Figura 3.24: Esboço da evolução do parton do espalhamento duro até o jato observado no detector [2].

O procedimento de correção da escala de energia dos jatos se baseia na equação (3.3) e envolve um certo número de sub-correções que são aplicadas em sequência, separadamente para dados e Monte Carlo. O primeiro passo é subtrair da energia do jato observado no detector, a energia que não está associada ao espalhamento duro (correção de energia de compensação). O passo seguinte é fazer o que é chamado "correção de resposta relativa", que consiste em intercalibrar a resposta em energia do detector em função da pseudo rapidez η . Após a correção de resposta relativa, faz-se a "correção de resposta absoluta", que é a maior das correções ($\sim 30\%$), e corrige a energia dos jatos observados no detector por efeitos tais como regiões do detector sem instrumentação e resposta do calorímetro mais baixa para hádrons do que para elétrons e fótons. O último passo da correção de escala de energia dos jatos, é a "correção de chuveiros", que leva em consideração a energia depositada fora (dentro) do cone de jato do calorímetro por partículas de dentro (fora) do jato de partículas, devido a efeitos tais como desenvolvimento de chuveiro no calorímetro e curvatura da partícula devida ao campo magnético.

A Correção de Escala de Energia de Jatos é feita a partir da fórmula:

$$E_{particula}^{jato} = \frac{E_{calo}^{jato} - O}{F_{\eta} \times R \times S} \quad (3.3)$$

onde

1. E_{calo}^{jato} é a correção de energia de compensação: do inglês *offset energy*, energia depositada no jato do detector, que não está associada ao espalhamento duro. Eventos subjacentes (*underlying events*) - tais como interações partônicas múltiplas e remanescentes do feixe -, ruído vindo do urânio do calorímetro, energia de colisões prévias (*pile-up*¹¹) e colisões múltiplas de próton e antipróton são as contribuições à energia de compensação;
2. F_{η} é a correção de resposta relativa: também chamada de intercalibração em η . É uma espécie de calibração em pseudorapidez η , levando em consideração as imperfeições do calorímetro, com o objetivo de uniformizar a resposta do calorímetro, em função da pseudorapidez, antes de medir a dependência em energia da resposta do calorímetro. A correção relativa de resposta é medida usando uma amostra de fóton+jatos combinada com uma amostra de dijets, relacionando-se então a resposta relativa à energia transversa faltante.
3. R é a correção de resposta absoluta: é a correção na resposta em energia do calorímetro, após a correção de resposta relativa. Com uma amostra fóton+jatos, obtém-se a resposta absoluta como uma função da energia, após a aplicação da correção de compensação e correção relativa de resposta;
4. S é a correção de chuveiros: Quando partículas que compõem um jato entram no detector, elas interagem com o material produzindo um chuveiro de outras partículas. Algumas partículas produzidas dentro do jato de partículas, depositam uma fração de sua energia fora do cone do jato do detector, e vice-versa, à medida que o chuveiro se desenvolve no detector. Além disso, partículas originalmente emitidas dentro (fora) do jato, podem ser curvadas pelo campo magnético para fora (dentro) do cone. O objetivo principal da correção de chuveiros é uma correção que visa corrigir apenas esses efeitos do detector, tais como o desenvolvimento do chuveiro no calorímetro e efeitos de curvamento devido ao campo magnético, entre outros. Não corrige efeitos de chuveiro de Física, como os vindos de radiação de glúons de altos ângulos. A correção de chuveiros do detector é calculada separadamente para dados e Monte Carlo usando eventos de fóton+jatos e requerendo apenas um vértice primário reconstruído, para reduzir o impacto de interações múltiplas.

Na análise desenvolvida nessa dissertação de Tese, usa-se a versão do pacote que implementa a correção de Escala de Energia de Jato, *jetcorr v07.01.02*.

Informações mais detalhadas sobre cada correção da Escala de Energia de Jatos podem ser encontradas em [2, 119].

3.4.4 A Energia Transversa Faltante

É a energia que "falta" no detector para balancear o evento em termos de conservação de energia. A energia faltante[120], ou em inglês *missing* E_T , denotada por \cancel{E}_T , é a assinatura de

¹¹eventos de "amontoados", em inglês *pile-up*, são eventos em que a eletrônica do calorímetro não foi suficientemente rápida no processamento dos sinais e guardou remanescentes de energia do evento anterior.

partículas não interagentes no detector, como por exemplo neutrinos.

O cálculo de E_T envolve quantidades de vários subdetectores: calorímetro, sistema de traços central (para a determinação do vértice primário) e detector de múons (para correção dos múons na energia do evento). A energia transversa faltante também deve ser corrigida por efeitos da Física e por isso depende da reconstrução de outros objetos do evento, tais como objetos eletromagnéticos, jatos, múons, além da correção de escala de energia de jatos (correção descrita na seção 3.4.3). Para determinar a energia transversa faltante, é necessário determinar primeiramente a energia visível depositada no calorímetro. Pode-se então calcular a energia transversa faltante a partir de células ou torres do calorímetro, com ou sem limites, incluindo ou não a contribuição do calorímetro hadrônico grosso.

Na análise apresentada nessa dissertação de Tese, usa-se a E_T calculada somando-se todas as contribuições em energia do calorímetro e corrigindo-se pelos objetos do calorímetro e múons. Tal variável é chamada de *METC*.

3.4.5 A Reconstrução de Traços

A deposição de energia por partículas carregadas ao passarem pelas camadas dos subdetectores CFT e SMT, é classificada como um "hit". O conjunto dos "hits" deixado nesses subdetectores pode ser reconstruído no que se chama de traço. A reconstrução dos traços formados pela passagem das partículas carregadas é feita por dois métodos diferentes, dois programas de C++ distintos. São os programas:

- HTF[121]: do inglês *Histogramming Track Finder*, Histogramador Achador de Traços. O número de hits encontrados no CFT e/ou SMT é em média de 10^4 a 10^6 hits, o que torna muito complexo e extremamente alto em consumo de CPU, tentar encontrar traços nesses detectores. O método HTF portanto, reduz o consumo em CPU fazendo em uma primeira etapa, uma pré seleção global dos traços, através do preenchimento de histogramas em diferentes espaços de parâmetros. Na segunda etapa do método, é aplicado um método de filtragem de eventos, conhecido como filtro de Kalman[122], que consiste (simplificadamente) em ajustes tridimensionais para o reconhecimento de padrões de traços. O método HTF é aplicado de duas maneiras, começando com a hipótese de hits no SMT e extrapolando os traços encontrados no SMT para o CFT, e vice-versa, produzindo duas listas de traços, das quais uma única é montada, removendo-se as entradas duplicadas.
- AA[123]: Algoritmo Alternativo. A busca de traços pelo AA começa pelo SMT para o CFT. Candidatos a possíveis traços são classificados em uma lista, de acordo com critérios - que incluem ajustes bi/tri-dimensionais e análise dos hits do SMT - usados para determinar, dentre as possibilidades, quais as mais prováveis de serem classificadas como um traço. O último passo do critério de seleção consiste em analisar o número de hits compartilhados pelas hipóteses de traços e os que passam essa seleção são ordenados em uma lista - que utiliza como critério de ordem, o número de hits de cada traço, entre outros - de traços AA, ou AATracks. O AATracks são então utilizados para definir a posição do vértice primário e reordenados em uma nova lista que passará por sua vez pelos critérios de seleção de um AATrack. A mesma seleção de AATracks é feita

novamente em uma segunda fase do algoritmo, começando dessa vez com hits no CFT e utilizando a condição adicional da hipótese de traço ter que passar perto de um vértice primário (determinado na fase anterior, começada no SMT). Os traços encontrados nessa segunda fase são extrapolados do CFT para o SMT.

As listas de traços vindas do HTF e AATrack são combinadas em uma única lista, com remoção dos eventos duplicados e reordenamento de acordo com os critérios do AA. Essa lista de traços resultante é utilizada como entrada para o programa de reconstrução de vértices primários.

3.4.6 A Reconstrução de Vértice Primário

Os vértices primários são os pontos de interação de colisões $p\bar{p}$. A reconstrução do vértice primário[124] consiste em dois passos principais: achar o vértice e fazer curvas de ajuste ao vértice, para reconhecimento de padrão. O primeiro passo aplica cortes "soltos" de seleção de traços e forma um primeiro conjunto de vértices. O segundo passo aplica cortes mais restritivas nos traços e refaz os ajustes nas curvas identificadoras dos vértices primários, baseado na primeira lista de vértices. A seleção do vértice associado ao espalhamento duro é feita por meio de um método probabilístico[125] que determina a probabilidade de que um vértice reconstruído venha de uma interação de *minimum bias*¹². Da lista de vértices determinada no segundo passo da reconstrução dos vértices primários, é calculada a probabilidade de cada vértice ter vindo de uma interação de *minimum bias* e o vértice que tiver a menor probabilidade é escolhido como vértice primário do evento em questão.

3.4.7 Os Algoritmos de simulação, digitalização e reconstrução do detector DØ

DØgstar

O nome dØgstar vem de *DØ GEANT Simulation of the Total Apparatus Response* e é a simulação total do detector DØ, no período RunII de tomada de dados.

O pacote de simulação dØgstar [126] se baseia no pacote de simulação do CERN[16], GEANT [127, 128]. Características e propriedades do GEANT são usadas para simular o comportamento de partículas no detector (simulação do detector), para salvar os hits e para reconstrução e análise (se desejado).

DØSim

O DØSim[129] usa os arquivos de saída do DØgstar como *input* e faz a digitalização de cada detector, pileup (sobrepondo eventos de *minimum bias*) e simulação dos *raw data*, i.e, *dados brutos*, que são os dados que ainda não passaram pelo programa de reconstrução. O DØSim

¹²Trigger do Monitor de Luminosidade. Requer hits do Monitor de Luminosidade acima do limiar, em coincidência Norte e Sul. Esse trigger resulta em uma 'boa' e rápida medida do vértice na coordenada z e é comumente chamado de 'fastz', do inglês "z rápido".

gera arquivos que serão usados como input do $D\bar{O}$ Reco (seção 3.4.7) e executa as seguintes funções:

- Combina eventos de espalhamento duro e *minimum bias*;
- Adiciona *pileup* do calorímetro de eventos anteriores;
- Faz o *L1CalTTowerChunk* para a simulação de L1;
- Adiciona ruído do calorímetro;
- Adiciona ruído e ineficiências do SMT;
- Adiciona ruído e ineficiências do CFT;
- Adiciona ruído e ineficiências do detector de Múons;
- Faz um *RawDataChunk* (i.e., bloco de dados brutos);
- Descarta todos os blocos de dados do $D\bar{O}$ gStar.

$D\bar{O}$ Reco

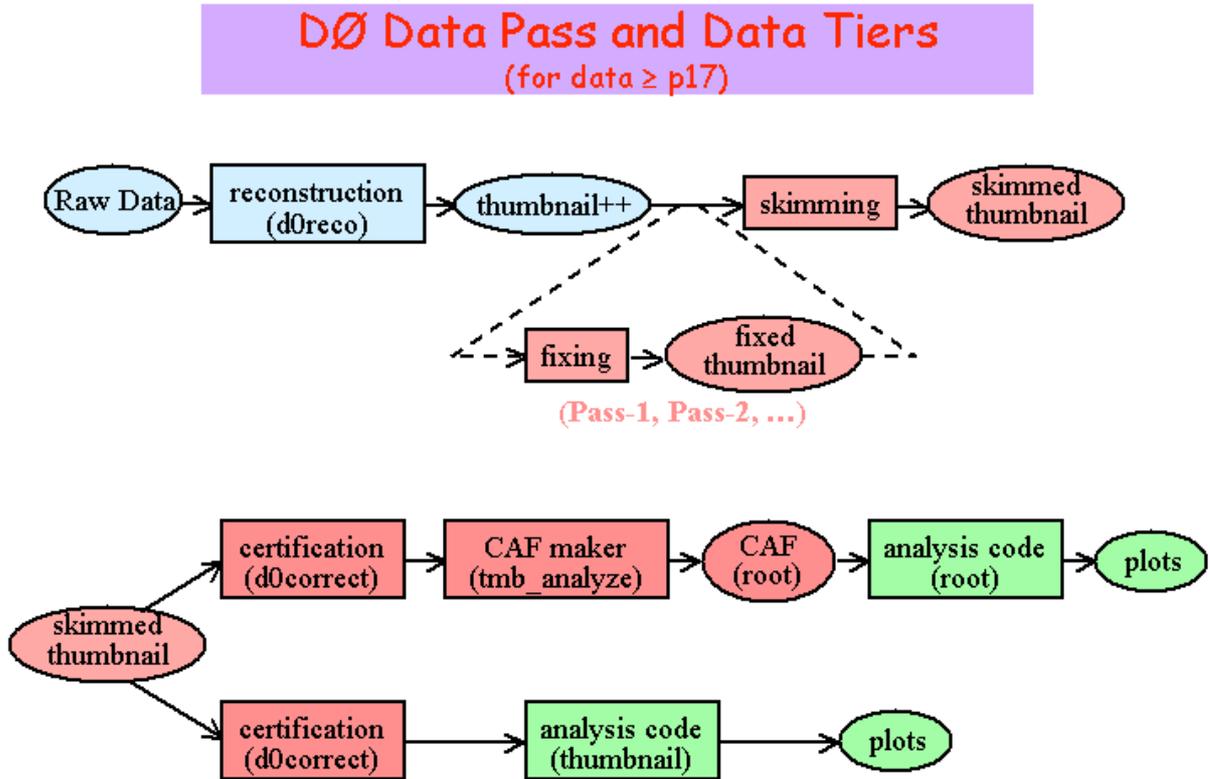
O programa de reconstrução *offline* $D\bar{O}$ Reco é responsável pela reconstrução de objetos usados nas análises físicas. É um programa que faz uso intensivo de CPU e processa eventos gravados durante a coleta de dados e eventos simulados por MC. Recebe de entrada os arquivos de saída do $D\bar{O}$ Sim (seção 3.4.7) e executa duas funções:

- aplica a informação de calibração aos dados brutos de um subsistema do detector para gerar hits corrigidos;
- e aplica vários algoritmos aos hits para encontrar objetos físicos, tais como elétrons, múons, jatos, etc. Alguns desses algoritmos estão listados nas seções anteriores.

3.4.8 O Formato de Análise Comum - CAF

O formato de análise comum[130] do $D\bar{O}$ é um *framework* de análise baseado em C++ e ROOT[131] que tem como objetivo centralizar as análises feitas no $D\bar{O}$ em um único formato que usa as mesmas classes de C++ para acessar os dados, com a vantagem de ser rápido, devido ao fato de ser rodado em cima de *ROOT TTrees* (chamadas de CAF trees, ou árvores do CAF) que contêm apenas as informações básicas necessárias para qualquer análise, tais como[132] objetos reconstruídos (jatos, traços, etc), informação de trigger, identificação de objetos (identificação de quark b) e dados do detector (células do calorímetro, FPS, CPS, ...).

Na figura 3.25 é possível a observação do "caminho" percorrido pelos dados até chegarem às árvores do CAF.



F. Déliot, Vancouver Workshop

Basic Data Analysis

Figura 3.25: caminho dos dados no detector DØ. Os dados brutos entram no programa de reconstrução (que vai reconstruir os traços, vértices primários, jatos, etc) e saem em um formato chamado de "thumbnail" [3, 4], que contém informação comprimida de objetos físicos, tais como traços, vértices, jatos, múons e MET e também informação do detector, tal como informação sobre as células do calorímetro e informação extra de trigger. Dessa "thumbnail", são rodados os reparos necessários (tal como conserto de alguma versão de algum algoritmo que não foi corretamente aplicado no DØReco ou está obsoleto no mesmo) e faz-se o "skimming", i.e., só guardar um certo tipo de informação (tal como um trigger específico) de interesse de cada grupo de física do DØ. A "thumbnail" na qual foi aplicado o "skimming", é então passada pelo programa d0correct [5], que é um pacote central que chama e aplica correções e certificações para os objetos: eletromagnéticos, múons, jatos e energia transversa faltante (MET). Após passar pelo d0correct, o usuário pode ou analisar diretamente as "thumbnails" que passaram pelo "skimming" e d0correct, ou as árvores do CAF, que são produzidas a partir dessas "thumbnails".

Capítulo 4

A função de estrutura do antipróton em eventos difrativos

Nesse capítulo, a análise feita para a extração da função de estrutura difrativa do antipróton será discutida em detalhes. Os estudos feitos com Monte Carlo serão descritos inicialmente e em seguida discute-se como esses resultados foram usados na análise. O começo desse capítulo explica a seleção de *dijatos* (a mesma para dados e Monte Carlo). Segue-se com os estudos feitos no Monte Carlo para a determinação dos cortes a serem feitos na identificação dos eventos de difração simples e dos não difrativos e como esses cortes são aplicados nos dados e no Monte Carlo.

Compara-se as distribuições obtidas a partir dos dados e do Monte Carlo, calcula-se as correções a serem aplicadas nos dados e finalmente, na última seção, chega-se à forma da função de estrutura difrativa do antipróton.

4.1 Dados e Monte Carlo

Para essa análise, utilizamos parte do RunIIa, a definição de *dataset* do CAF¹, que contém runs começando do 178098 até o 210542 e o trigger JT_15TT que tem luminosidade integrada de 0.1868pb^{-1} .

Para a amostra de eventos difrativos produzidos pelo Monte Carlo, foi usado o POMWIG[133], e um total de cinco amostras com diferentes valores de momentum transverso mínimo, iguais a 13 GeV, 23 GeV, 33 GeV, 43 GeV, 53 GeV, de forma a cobrir a maior região do espaço de fase possível.

Para a amostra de Monte Carlo não difrativa, utilizou-se o PYTHIA[134], e um total de três amostras geradas em *bins* de momentum transverso de 20 – 40 GeV, 40 – 80 GeV e 80 – 160 GeV.

Ambas as amostras têm atribuído aos eventos, um peso que varia de acordo com a seção de choque de cada amostra de Monte Carlo. Esses pesos são atribuídos aos eventos com programas já existentes, desenvolvidos pelo grupo de Escala de Energia de *Jatos* do DØ, JES.

¹CSG_CAF_QCD_PASS3.p17.09.03

São esses programas o JESMCWeighter[135] e JESMCcalc². As amostras também têm pesos atribuídos a seus eventos, de acordo com a luminosidade instantânea, de maneira a ter uma comparação consistente com os dados. Para tal, usa-se os programas MeasureLumiProfile[136] e LumiReWeighting³. O MeasureLumiProfile é o programa que vai determinar o perfil da luminosidade instantânea do Monte Carlo e comparar com o perfil da luminosidade instantânea dos dados. Com a razão entre a distribuição de dados e Monte Carlo, o MeasureLumiProfile determina o peso a ser aplicado a cada evento pelo LumiReWeighting, de forma a ter uma razão em torno da unidade.

Todas as amostras de POMWIG e PYTHIA passaram pela simulação e reconstrução plena do detector DØ.

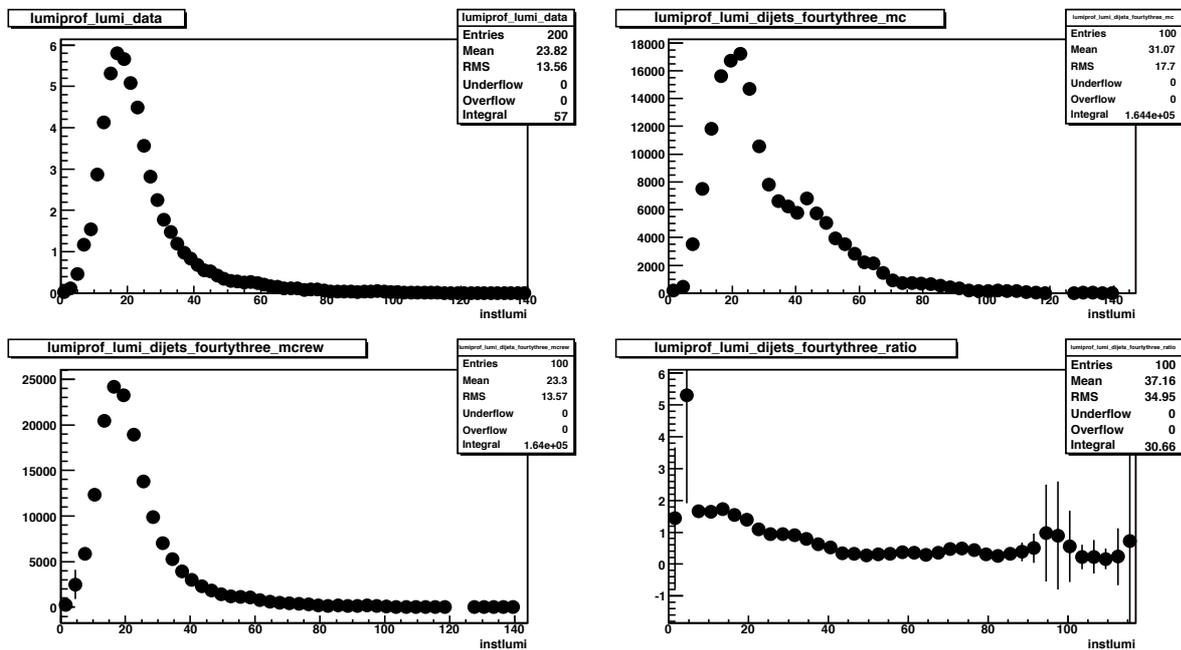


Figura 4.1: Razão dos perfis de luminosidade dos dados com a amostra de POMWIG com $PT_{MIN} = 43$. A distribuição é muito similar para as outras amostras de POMWIG.

Os runs e LBN considerados ruins pelo sistema de qualidade dos dados do DØ, são excluídos por meio de pacote padrão do CAF⁴.

4.1.1 Seleção de eventos

A amostra de dijetos é selecionada usando os programas JESGoodEvent e JESTopoCutDijet⁵, JetSelector⁶ e ApplyJES[137]⁷, que aplica as correções de escala de energia de jatos. Além

²ambos do pacote do CAF *jes.tools v02-06-02*

³do pacote do CAF *caf.mc.util p18-br-22*

⁴*dq_defs v2006-11-30*

⁵do pacote do CAF *jes.tools v02-06-02*

⁶do *caf.util p18-br-29*

⁷do pacote *jetcorr v07-01-02*

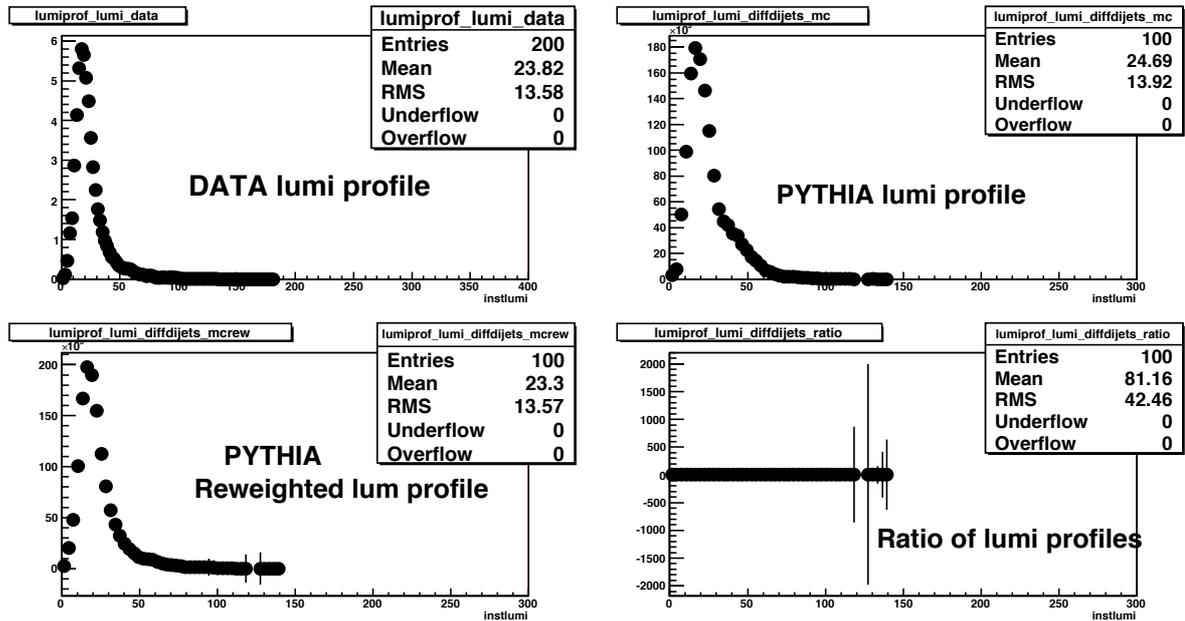


Figura 4.2: Razão dos perfis de luminosidade dos dados com a amostra de PYTHIA.

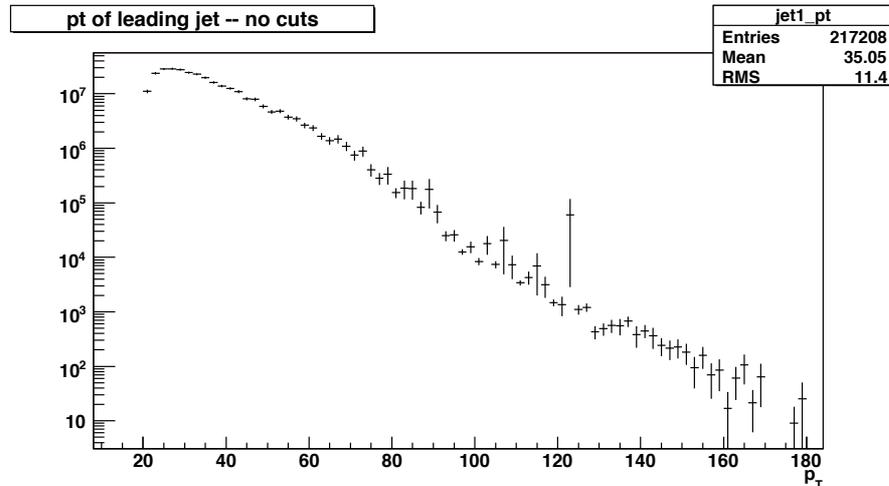


Figura 4.3: Espectro de p_T do jato de maior momentum transversa. Amostra de POMWIG.

desses, outros programas específicos da análise aqui mostrada, foram escritos.

Os cortes para selecionar a amostra de dijetos são:

- jatos JCCA – jatos com um raio de cone de 0.7;
- pelo menos 2 jatos bons, de acordo com os critérios de seleção de bons jatos (seção 3.4.2);
- exclusão da região do detector em $\eta_{detector} > 2.4$;

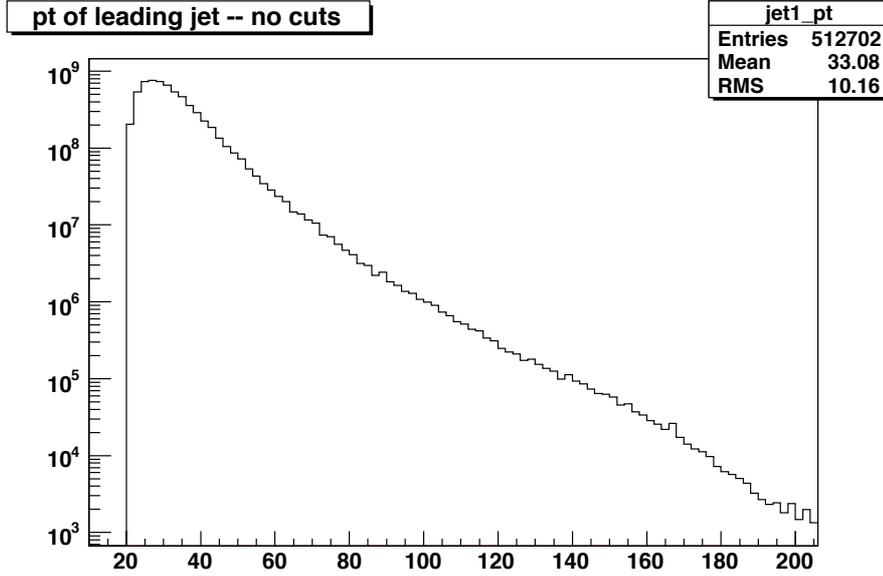


Figura 4.4: Espectro de p_T do jato de maior momentum transverso. Amostra de PYTHIA.

- exclusão da região do detector em $0.8 < \eta_{detector} < 1.4$ (região do detector ICD);
- requerimento no momentum transverso do jato de maior p_T ($p_T^{leading\ jet}$) e do jato de segundo maior p_T ($p_T^{2^{nd}\ leading\ jet}$), de $p_T^{leading\ jet}, p_T^{2^{nd}\ leading\ jet} > 20\text{GeV}$;
- requerimento na razão da energia transversa faltante calculada incluindo a parte do calorímetro hadrônico grosso ($METC$) sobre o momentum transverso do jato de maior p_T não corrigido pelo JES (up_T), de $METC/up_T < 0.7$. Corte utilizado com o objetivo principal de excluir ruído do calorímetro, principalmente devido a raios cósmicos;
- requerimento $-50\text{cm} < z_{VTX} < 50\text{cm}$, para lidar na análise apenas com vértices primários de boa qualidade;
- requerimento de pelo menos 3 traços associados ao 0-ézimo vértice primário, para vértices primários de boa qualidade.

Os cortes listados acima são aplicados para a seleção da amostra de dijetos. A seguir, aplicam-se cortes adicionais para a seleção das sub-amostras de Difração Simples (SD) e Não Difrativa (ND), que serão especificados mais adiante.

4.2 Variáveis usadas nos processos difrativos

Experimentalmente, as variáveis que medimos são:

$$\zeta_{\bar{p}}^{cells} = \sum_{i \in \text{CALO CELLS}} \frac{E_{T_i} e^{-\eta_i}}{\sqrt{s}}; \quad (4.1)$$

$$\xi_{\bar{p}}^{jets} = \sum_{i \in jets} \frac{E_{T_i} e^{-\eta_i}}{\sqrt{s}}; \quad (4.2)$$

e

$$\beta = \frac{\xi_{jets}}{\xi_{cells}}. \quad (4.3)$$

Para mantermos a consistência da análise, a fração de momentum do parton no pomeron, β , é calculada utilizando-se de jatos não corrigidos pela escala de energia de jatos JES. Esse procedimento é empregado porque a energia das células do calorímetro não é corrigida, assim como a pseudo-rapidez associada a cada célula é a pseudo-rapidez do detector (em que o ponto de interação é considerado em (0,0) nas coordenadas do detector). Sendo assim, a pseudo-rapidez dos jatos utilizados no cálculo de β é tomada como a do detector.

4.2.1 Células do calorímetro

Para evitar lidar com células ruidosas, aplica-se cortes *offline* além dos cortes aplicados no programa de reconstrução D0Reco, na energia das células. Quando lidando com as camadas eletromagnéticas do calorímetro, seleciona-se apenas células que tenham energia acima de 100MeV, e acima de 200MeV para células das camadas correspondentes ao calorímetro hadrônico fino. Não analisamos células do calorímetro hadrônico grosso. Além do corte na energia, exclui-se também células do tipo t42[138, 139] e NADA[140, 141].

Calcula-se então para cada evento, a fração de momentum do antipróton carregada pelo pomeron, ξ_{cell} , e a soma da deposição de energia nas células do calorímetro, E_{sum} , na região do detector em $2.7 < |\eta_{detector}| < 4.4$. A distribuição de E_{sum} para as amostras de POMWIG e PYTHIA podem ser vistas na figura 4.6. Essa mesma figura sugere que o comportamento da distribuição da soma da energia das células, é diferente para eventos difrativos e não difrativos. Eventos difrativos têm tendência a terem menos partículas detectadas devido à presença do *gap* de rapidez. Então, ao procurá-los nas regiões dianteiras do calorímetro, em $2.7 < |\eta_{detector}| < 4.4$, deve-se esperar que para eventos difrativos, a distribuição da soma da energia das células, esteja se não em torno de zero, bastante concentrada em valores baixos de E_{sum} , como uma indicação da ausência de partículas naquela região do detector. Não espera-se a observação desse tipo de comportamento para eventos não difrativos, já que esses não possuem *gaps* de rapidez, ou melhor, os têm exponencialmente suprimidos[24, 89].

Portanto, a variável da soma da energia das células do calorímetro, E_{sum} , pode ser considerada como uma boa variável de corte para separar eventos difrativos de não difrativos. É de fato uma das variáveis de corte utilizadas para selecionar as sub-amostras SD e ND, na análise apresentada nessa dissertação de tese. A outra variável e corte utilizada, é a fração de momentum do (anti)próton carregada pelo pomeron, $\xi_{(\bar{p})p}^{jets}$ (figura 4.7).

Vale notar que a equação (4.1) é uma aproximação do $\xi_{\bar{p}}$ verdadeiro. Uma maneira de corrigir $\xi_{\bar{p}}^{cell}$, é analisando a correlação entre o ξ gerado por POMWIG e o calculado pela equação (4.1), como pode ser visto na figura 4.8. A inclinação da reta de correlação é igual à diferença entre o $\xi_{\bar{p}}$ verdadeiro e o calculado pela equação (4.1). Estamos corrigindo $\xi_{\bar{p}}^{cells}$ por esse efeito, aplicando um fator multiplicativo de 1.398, correspondente à inclinação da reta da

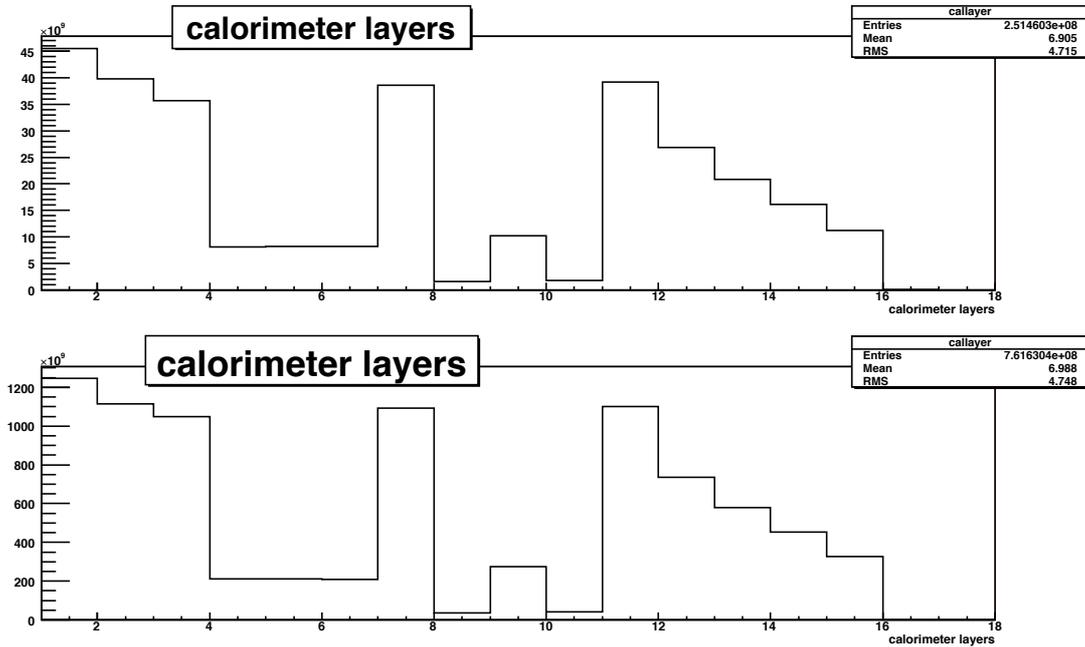


Figura 4.5: Camadas do calorímetro nas amostras de POMWIG (acima) e PYTHIA (abaixo). Camadas eletromagnéticas: 1 - 7, camadas do calorímetro hadrônico fino: 11 - 14 e camadas do calorímetro hadrônico grosso: 15 - 17.

figura 4.8, que representa uma correção a ξ_p^{cell} de aproximadamente 40%. Todos os gráficos e histogramas que seguem a partir daqui, têm ξ_p^{cell} corrigido pelo método aqui explicado.

Como a versão de POMWIG disponível até o dado momento de escrita dessa dissertação, não continha a implementação de difração simples com um *gap* de rapidez do lado SUL do detector, ξ_p^{cell} (fração de momentum do próton carregada pelo pomeron), é corrigida pelo fator de correção encontrado para os eventos de difração simples com dissociação do próton, i.e, 1.398.

O Monte Carlo difrativo também é usado para determinar a aceitância geométrica de ξ , permitindo dessa maneira, ter-se uma estimativa do tamanho dos intervalos de rapidez que se espera observar, por ser conhecido que a largura é dada por $\approx -\ln \xi$ (capítulo 2). Analisando a figura 4.9, observa-se que o mais baixo valor possível de ξ_p^{cells} que tem sua aceitância geométrica⁸ acima de 40%, é $\xi_p^{cells} = 0.02$. Estima-se então que a largura do *gap* pode variar entre 3.9 e 2.3. Sabendo-se que a estimativa da posição do antipróton espalhado em termos de rapidez é -7.6 (ver capítulo 2), deve-se esperar intervalos de rapidez na região do detector de $3.7 < |\eta_{detector}| < 5.3$ (figuras 4.10 e 2.4).

⁸por aceitância geométrica, queremos dizer a divisão da distribuição de ξ_p^{cells} calculado pela fórmula (4.1), pela distribuição de ξ_{gen} gerados, para os eventos que foram reconstruídos. Ou seja, $\frac{\xi_p^{cells}}{\xi_{gen}}$.

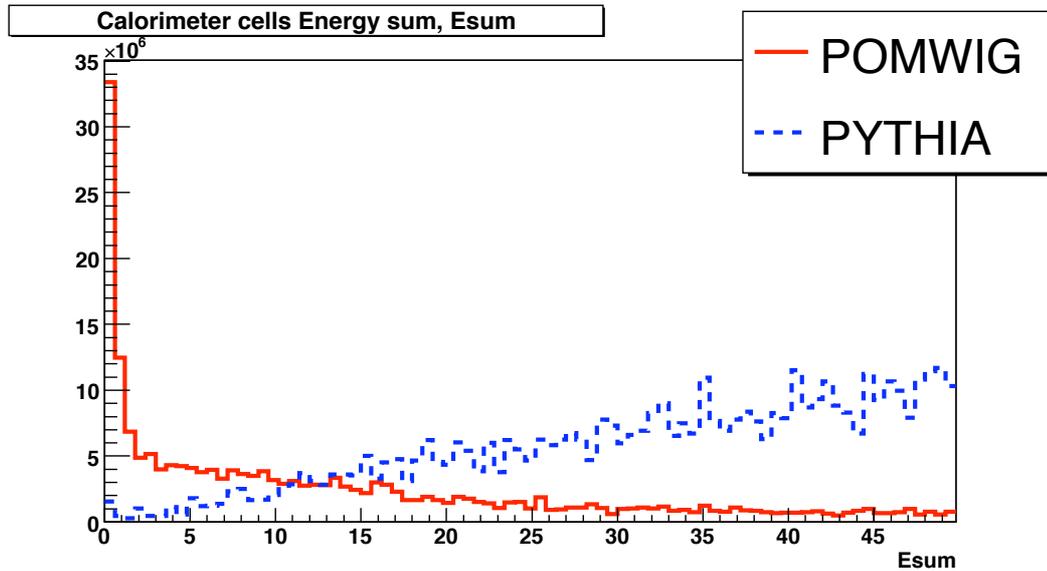


Figura 4.6: Soma de energia das células do calorímetro, E_{sum} , no lado NORTE(\bar{p}) do detector, para POMWIG (linha contínua) e PYTHIA (linha pontilhada). A distribuição difrativa tende a se acumular em valores baixos da soma de energia das células, E_{sum} , indicando uma região com ausência de partículas que caracteriza um gap de rapidez. Para a distribuição de PYTHIA, E_{sum} está acumulada em valores maiores, indicando uma distribuição mais homogênea das partículas no detector para eventos não difrativos.

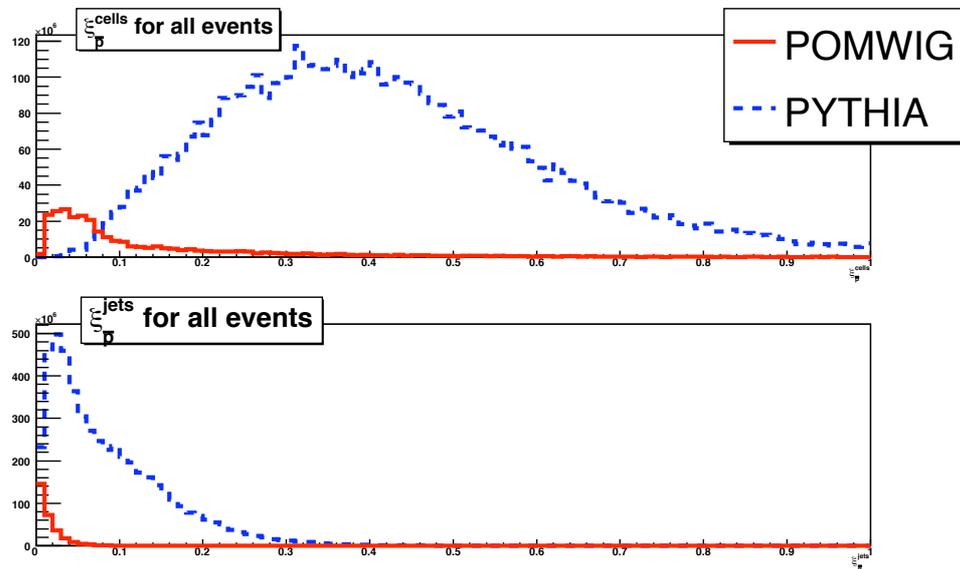


Figura 4.7: $\xi_{\bar{p}}^{cells}$ (acima) e $\xi_{\bar{p}}^{jets}$ (abaixo) para POMWIG (linha contínua) e PYTHIA (linha pontilhada). Os eventos difrativos se acumulam na região de menores $\xi_{\bar{p}}^{cells}$ ou $\xi_{\bar{p}}^{jets}$, diferentemente das distribuições correspondentes não difrativas.

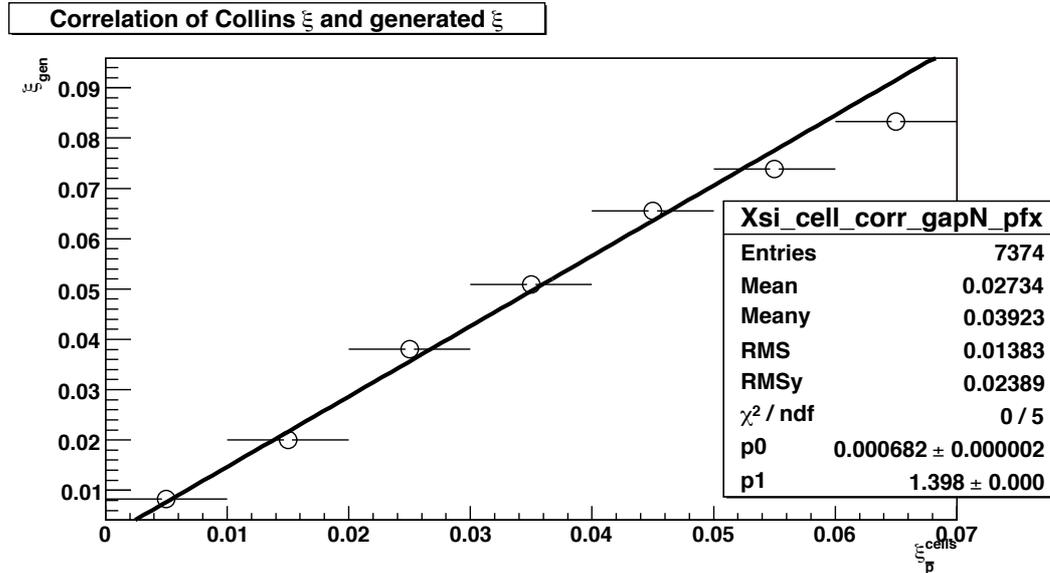


Figura 4.8: Correlação entre ξ_{gen} gerado e ξ_{cells} calculado a partir da soma sobre as células do calorímetro, através da equação (4.1). Pode-se ver no gráfico que existe uma diferença de aproximadamente 40% entre as duas variáveis. Essa diferença é tomada como uma correção e é aplicada às distribuições de dados e Monte Carlo de ξ_p^{cell} . A correlação mostrada na figura foi obtida utilizando-se duas amostras de POMWIG gerada com $PTMIN = 13$ e $PTMIN = 23$.

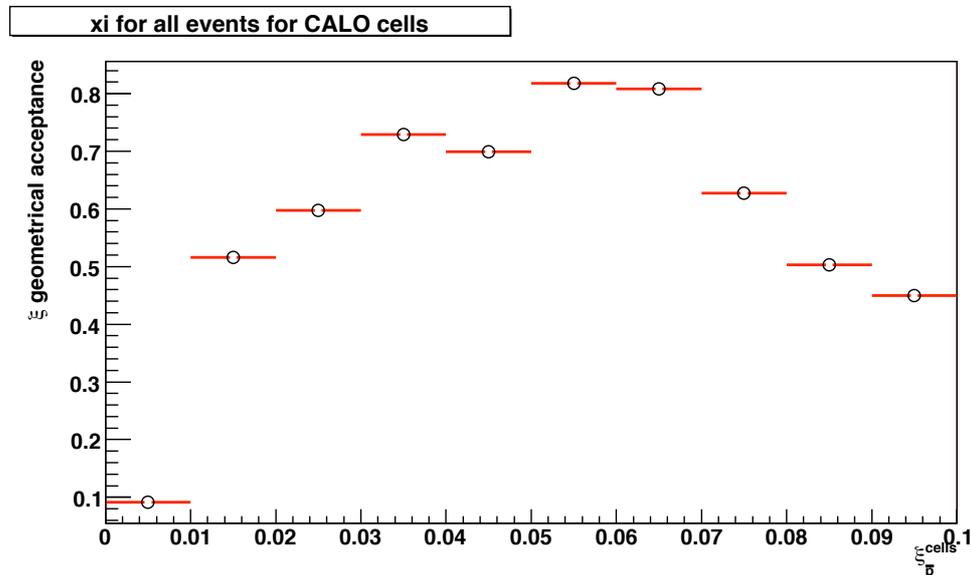


Figura 4.9: Aceptância geométrica de ξ .

4.3 Determinação dos Cortes

Os cortes a serem aplicados na amostra de dijetos para selecionar as sub-amostras de Difração Simples (SD) e Não Difrativa (ND), foram determinados a partir de um estudo de

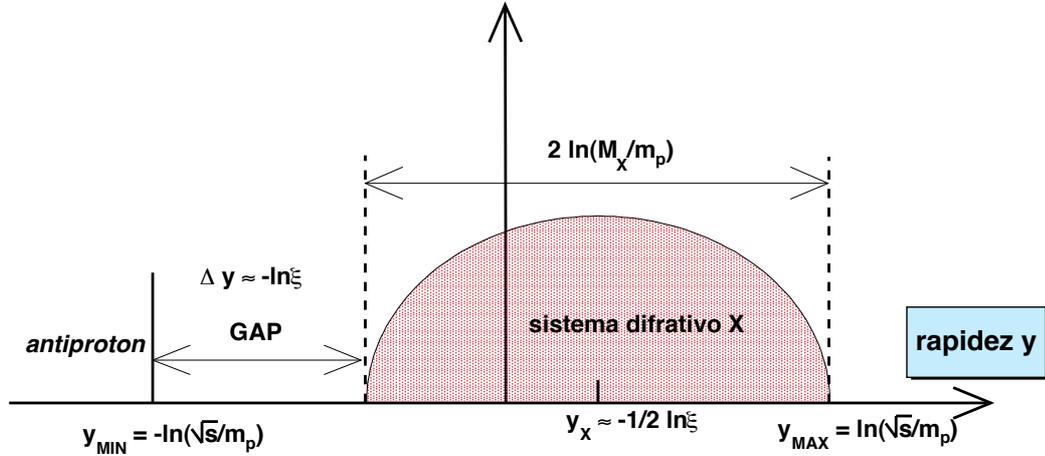


Figura 4.10: Estimativa da largura dos gaps de rapidez para eventos difrativos.

Monte Carlo, baseado na comparação entre as distribuições de pureza em função dos cortes aplicados nas variáveis $Esum$ e ξ , para POMWIG e PYTHIA. Para levar em consideração a possibilidade de correlação do corte nas variáveis $Esum$ e ξ , este foi determinado para $Esum$ e ξ simultaneamente, i.e., considerando-se apenas eventos que passaram o corte em $Esum$ e ξ concomitantemente. Exemplos de como esse procedimento foi aplicado, podem ser vistos nas figuras 4.11 para POMWIG e 4.12 para PYTHIA onde se mostra a distribuição da pureza⁹ dos eventos como função de $Esum$ e ξ . Para estimar os cortes, faz-se as projeções da pureza no eixo de $Esum$ e ξ e analisa-se as duas distribuições para determinar o melhor corte.

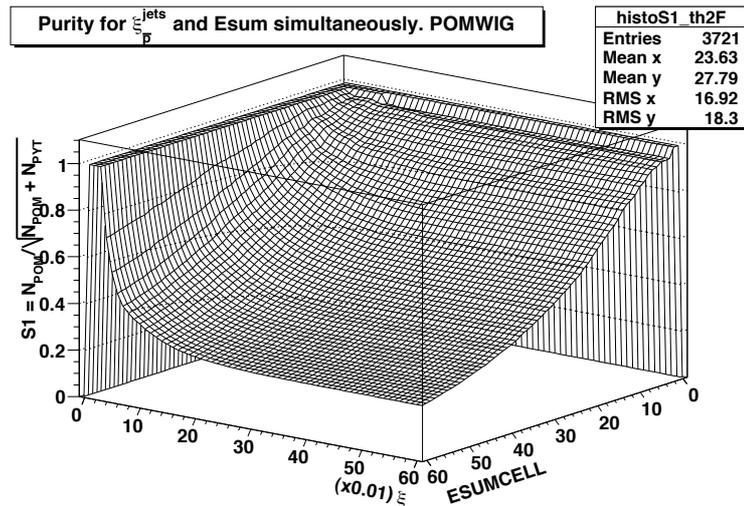


Figura 4.11: Pureza = $\frac{N_{POMWIG}}{N_{total}}$, para POMWIG, calculada simultaneamente para ξ e $Esum$ para levar em consideração possíveis correlações entre os cortes nas duas variáveis.

⁹definida como N_{signal}/N_{total} , onde N_{signal} é o número de eventos de POMWIG(PYTHIA) que passaram os cortes e N_{total} é o número total de eventos (POMWIG+PYTHIA))

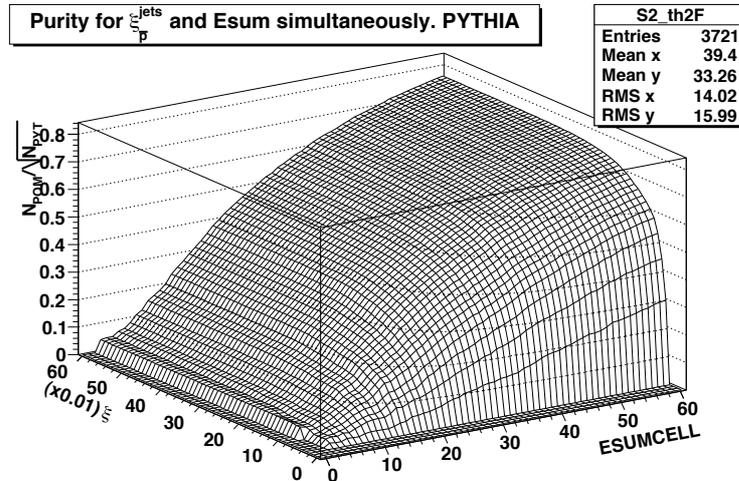


Figura 4.12: Pureza = $\frac{N_{PYTHIA}}{N_{total}}$, para PYTHIA, calculada simultaneamente para ξ e Esum para levar em consideração possíveis correlações entre os cortes nas duas variáveis.

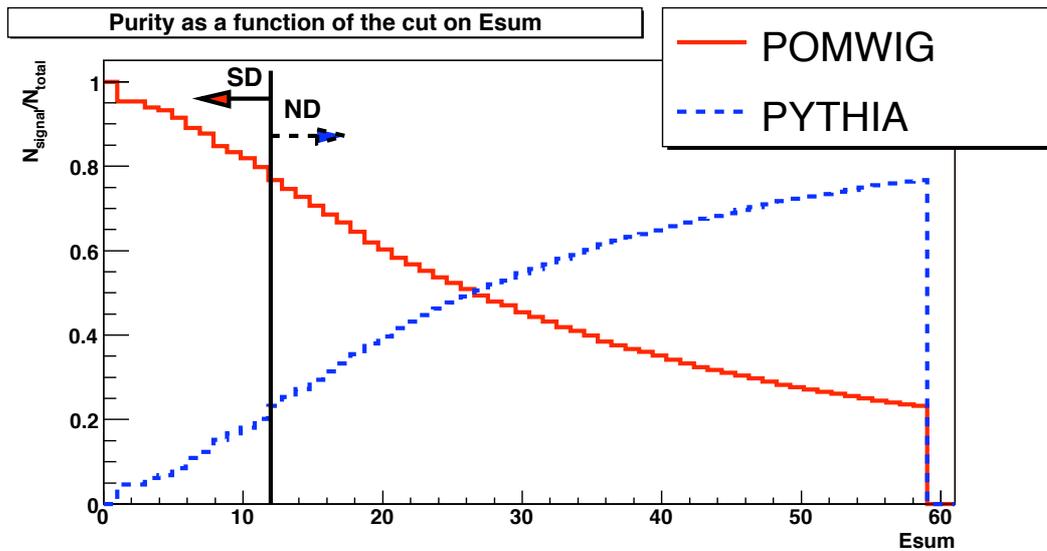


Figura 4.13: Comparação da pureza em Monte Carlo entre PYTHIA (não difrativo, linha pontilhada) e POMWIG (difrativo, linha contínua) em função de Esum. Determina-se o corte de seleção a partir de uma análise dessas distribuições.

De acordo com o estudo da pureza em função dos cortes aplicados (figuras 4.13 and 4.14), determinam-se os cortes de seleção a serem aplicados na amostra de dijetos:

- **Difração Simples no lado Norte(\bar{p}) do detector, SD_{NOR} :** $Esum_{NOR} \leq 12\text{GeV} \ \&\& \ Esum_{SUL} > 12 \ \&\& \ \xi_p^{jets} < 0.1$;
- **Difração Simples no lado Sul(p) do detector, SD_{SUL} :** $Esum_{SUL} \leq 12\text{GeV} \ \&\& \ Esum_{NOR} > 12 \ \&\& \ \xi_p^{jets} < 0.1$;

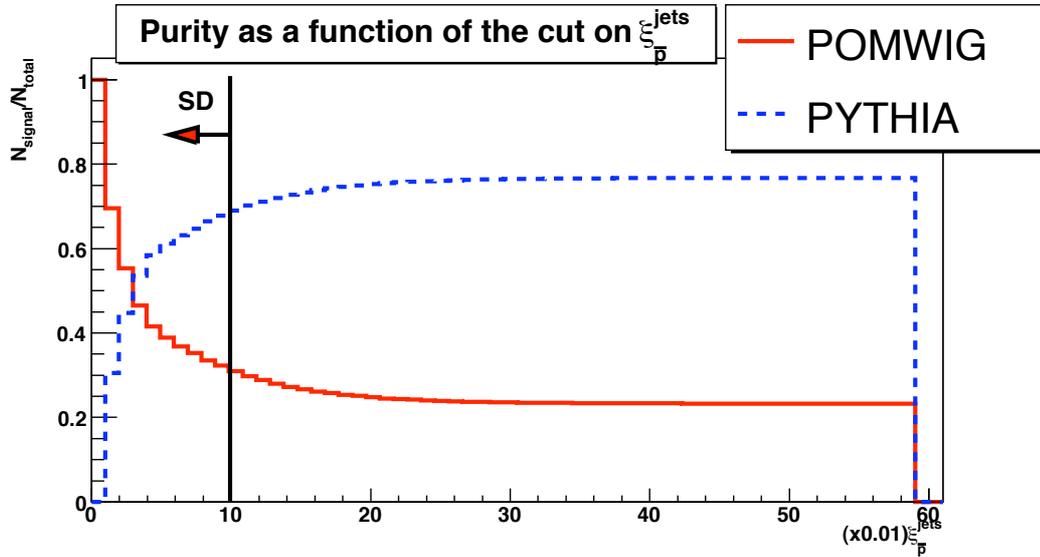


Figura 4.14: Comparação da pureza em Monte Carlo entre PYTHIA (não difrativo, linha pontilhada) e POMWIG (difrativo, linha contínua), em função de ξ_p^{jets} .

- Não Difrativa, ND: $E_{sum_{NOR}} > 12\text{GeV} \ \&\& \ E_{sum_{SUL}} > 12$.

4.4 Comparação entre dados e Monte Carlo

Uma vez que foram estabelecidos os cortes a serem aplicados na amostra de dijetos para a seleção das sub-amostras de SD e ND, comparam-se dados e Monte Carlo com o objetivo de verificar se os cortes estão consistentes, além de se extrair as purezas das sub-amostras enriquecidas de SD e ND. Uma vez determinadas as purezas, estas são aplicadas como um fator corretivo aos dados, com intuito de corrigir o resultado final obtido na análise aqui apresentada.

As amostras de Monte Carlo já tiveram pesos atribuídos a seus eventos de acordo com suas seções de choque e perfis de luminosidade instantânea. O que falta para se poder comparar as amostras de Monte Carlo com a de dados é a normalização de ambas à mesma luminosidade integrada, ou seja, resta normalizar a amostra de Monte Carlo para a mesma luminosidade integrada dos dados, 0.1868pb^{-1} , que é a luminosidade do *trigger* JT_15TT, usado nessa análise. O que se nota a esse dado momento, é que na comparação dos dados com Montecarlo, o Monte Carlo está superestimado. Atribui-se esse fato ao POMWIG e, então, procura-se por um fator ¹⁰ utilizando o método ¹¹ de χ^2 (explicado em detalhes no apêndice C). Esse fator é determinado como sendo 0.35 e é incorporado na normalização do

¹⁰fazendo uma comparação da forma da distribuição do ângulo azimutal do jato de maior momentum transversal do evento, entre dados e Monte Carlo

¹¹compara-se a distribuição em ϕ do jato com maior momentum transversal de dados com Monte Carlo. Calcula-se para cada *bin* o $\chi_{bin}^2 = (bin_{MC}^\phi - bin_{DATA}^\phi)^2 / (binError_{MC}^2 + binError_{DATA}^2)$. χ^2 é a soma de χ_{bin}^2 sobre todos os *bins*. Repete-se esse procedimento para cada fator multiplicativo que é aplicado na amostra de POMWIG. O fator multiplicativo que tiver o menor χ^2 , é escolhido

POMWIG e mantido durante toda a análise. Inclusive, as purezas das sub-amostras SD e ND são determinadas com esse fator extra de normalização.

As variáveis comparadas com os dados são a pseudo-rapidez, η , o momentum transverso, p_T (como pode ser visto na figura 4.15 para a sub-amostra SD), assim como as distribuições do ângulo azimutal, ϕ , dos dois jatos de maior p_T , a massa de dijetos e o número de jatos, como está mostrado na figura 4.16, para a sub-amostra SD. As distribuições mostram um acordo razoável entre dados e Monte Carlo, de modo que se pode atribuir as diferenças nas distribuições de η ao fato da função de estrutura do Pomeron utilizada no POMWIG datar de 1994 e, muito provavelmente, estar obsoleta. Existem dados mais recentes, mas infelizmente na época de escrita dessa dissertação, esses dados não tinham sido incorporados ao Monte Carlo difrativo do DØ. A pureza da amostra SD é encontrada como sendo 65%, como indicado nas figuras 4.16 e 4.15.

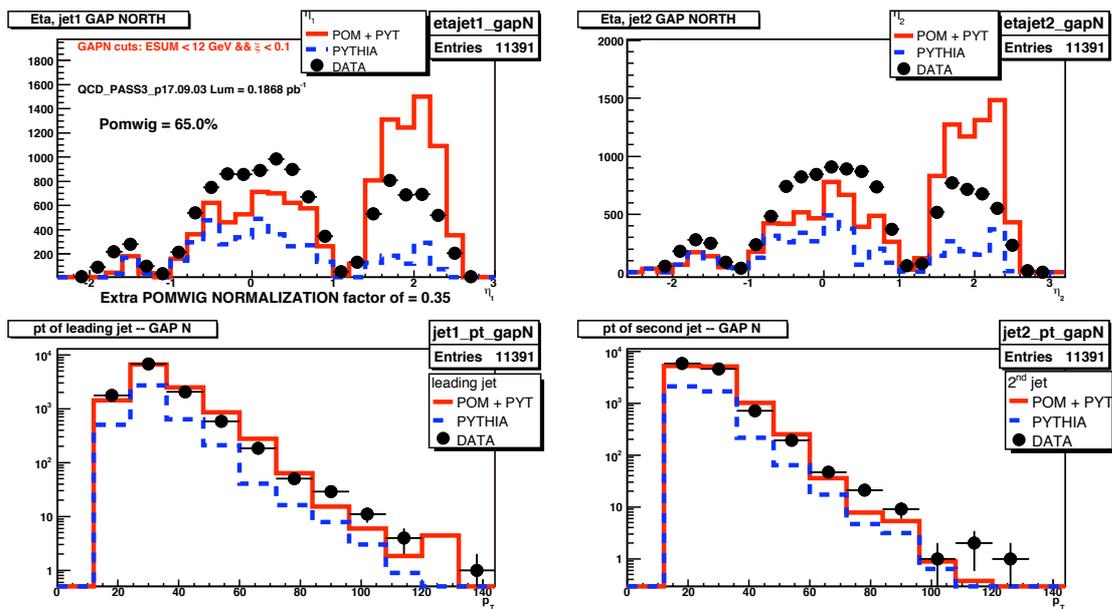


Figura 4.15: Amostra SD. Distribuições de linha contínua: sinal + background (POMWIG + PYTHIA). Distribuições de linha pontilhada: background (PYTHIA). Pontos: dados.

Também é feita a comparação entre a sub-amostra ND de dados e a sub amostra ND de Monte Carlo (mantendo o fator extra de normalização descrito no parágrafo anterior). A pureza da sub-amostra ND é encontrada como sendo 98.8%. As distribuições podem ser vistas nas figuras 4.17 e 4.18.

Vale notar que, por haver interesse na razão SD/ND, não foram incorporadas nas distribuições mostradas nessa seção, as eficiências de trigger[142] ou de identificação de jatos[143, 144], uma vez que estas se cancelam quando se toma a razão entre as sub-amostras SD e ND.

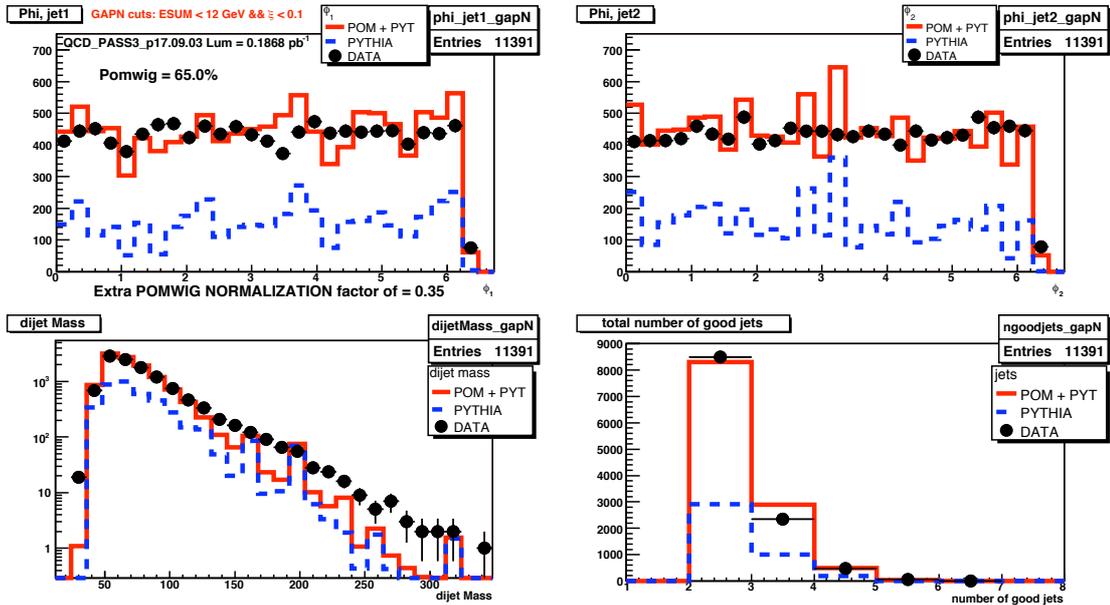


Figura 4.16: Amostra SD. Distribuições de linha contínua: sinal + background (POMWIG + PYTHIA). Distribuições de linha pontilhada: background (PYTHIA). Pontos: dados.

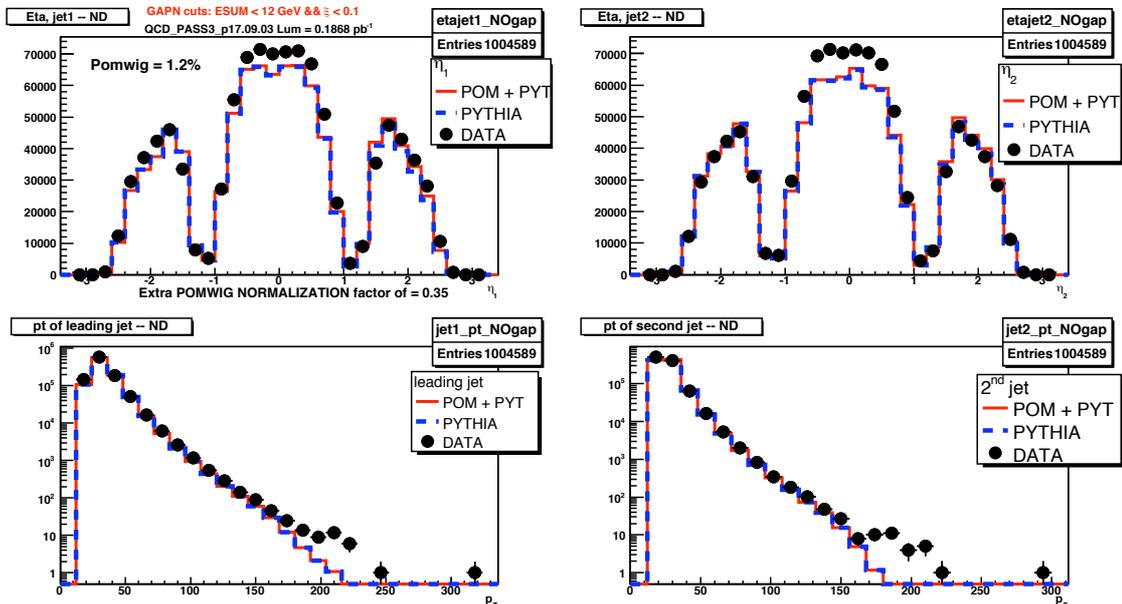


Figura 4.17: Amostra ND. Distribuições de linha contínua: sinal + background (POMWIG + PYTHIA). Distribuições de linha pontilhada: background (PYTHIA). Pontos: dados.

4.5 Amostra de Dados: SD, ND e distribuições de SD/ND

Uma vez determinados os cortes a serem aplicados para a seleção das sub-amostras SD e ND e tendo verificado sua consistência com o Monte Carlo, analisam-se as distribuições de SD e ND

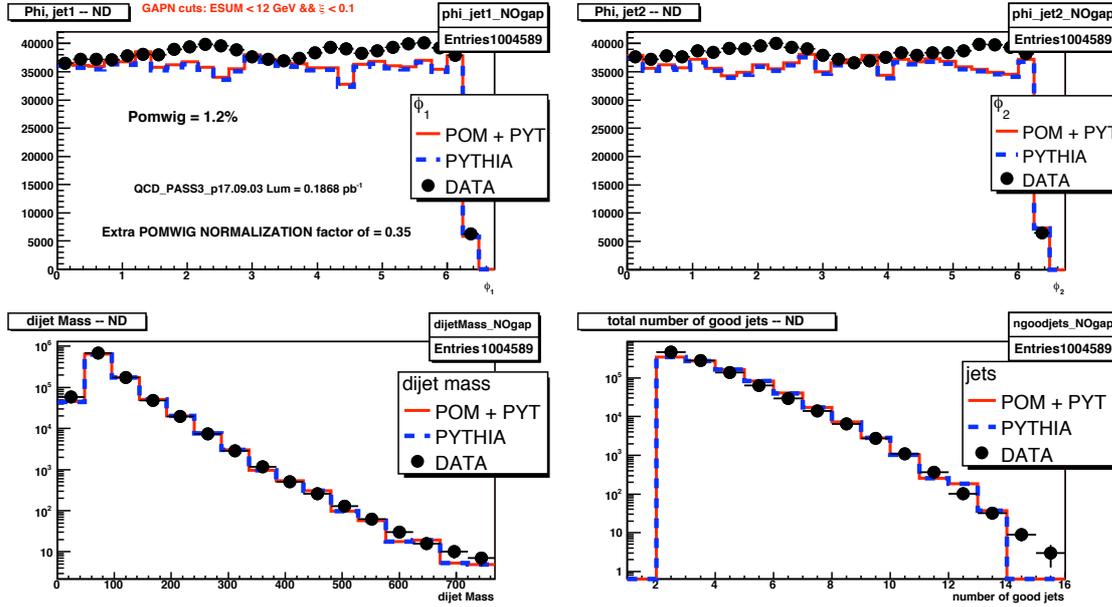


Figura 4.18: Amostra ND. Distribuições de linha contínua: sinal + background (POMWIG + PYTHIA). Distribuições de linha pontilhada: background (PYTHIA). Pontos: dados.

dos dados e suas respectivas razões SD/ND. Pode-se estudar as diferenças de comportamento entre as distribuições SD e ND dos dados com respeito às variáveis cinemáticas, tais como a média de rapidez do primeiro e segundo jatos de maior momentum transversal, η^* , a diferença em ângulo azimutal entre eles, $\Delta\phi$, sua energia transversal média, E_T^* , a fração de momentum do (anti)próton carregada pelo pomeron, calculada a partir da soma na energia das células do calorímetro ($\xi_{\bar{p}}^{cells}$) e calculada a partir dos jatos do evento, $\xi_{\bar{p}}^{jets}$. Todas as distribuições mostradas nessa seção foram corrigidas pela pureza apenas.

Para a distribuição da média da rapidez dos dois jatos de maior momentum transversal, analisa-se eventos SD que foram marcados seja com um *gap* de rapidez NORTE ou SUL, separadamente. Nota-se que a distribuição de η^* para os eventos que têm um *gap* de rapidez NORTE se acumula na região de η^* positivo, como esperado. Quando uma interação de difração simples ocorre, ela produz um *gap* em um lado do detector (o lado do próton ou antipróton intacto) e o sistema difrativo X final, é detectado do lado oposto. Usando a mesma lógica para os eventos de SD com um *gap* SUL, deve-se esperar atividade do lado NORTE ($\eta < 0$) do detector, o que é de fato o que ocorre. O mesmo comportamento pode ser re-confirmado pelas distribuições da razão SD/ND das distribuições de η^* . Para eventos SD com um *gap* NORTE, a razão SD/ND em função de η^* , é constante para valores negativos de η^* e cresce com η^* para valores positivos desse. Para eventos SD marcados com um *gap* SUL, a distribuição de SD/ND em função de η^* , é plana para η^* positivo, e decresce para $\eta^* < 0$, indicando que um maior número de eventos está presente na região de η^* negativo.

Já as distribuições de η^* da amostra ND, se comportam de forma mais central em η^* , e estão de acordo com as distribuições já observadas anteriormente em Monte Carlo, para a distribuição da pseudo-rapidez dos jatos de maior momentum transversal observadas separadamente, como pode ser visto na figura 4.17. A maior parte dos jatos se acumula na parte

central do calorímetro, em valores de η em torno de zero, que quando somados continuarão em torno zero.

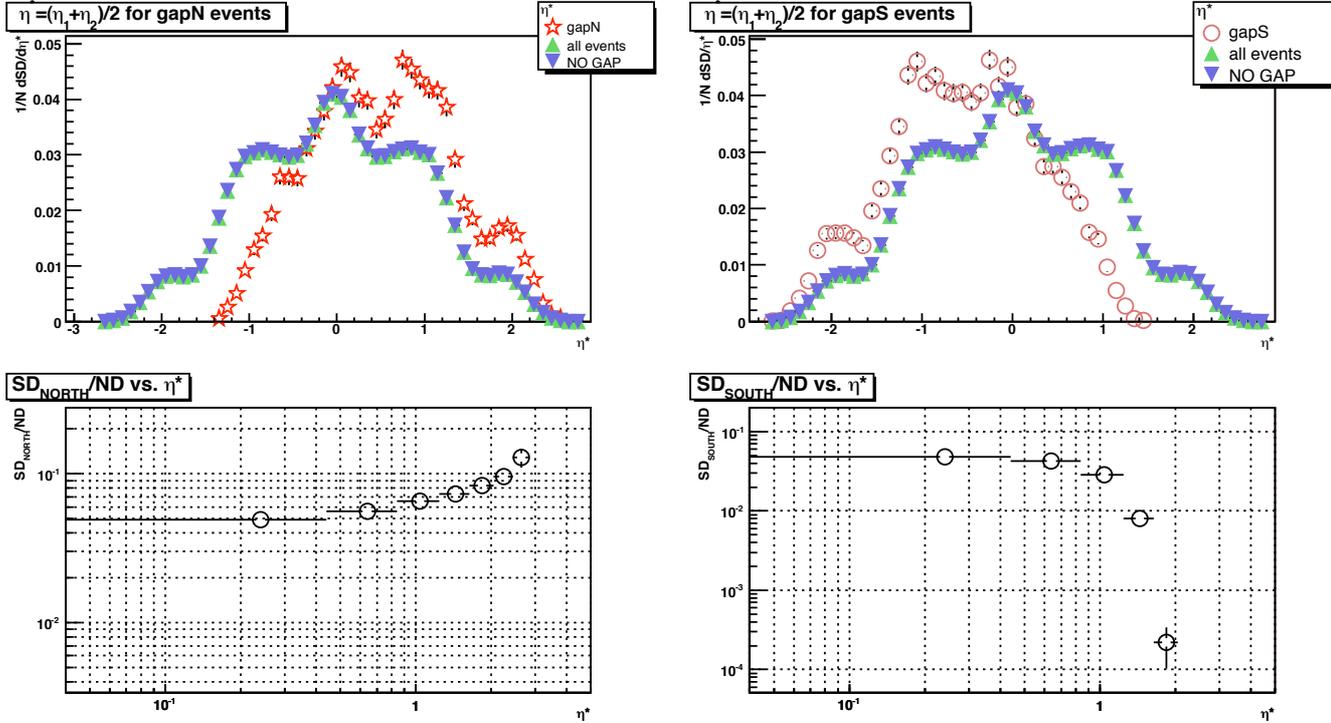


Figura 4.19: Distribuições de $\eta^* = \frac{\eta_1 + \eta_2}{2}$ para as amostras de dados SD e ND. A distribuição acima à esquerda mostra a comparação das distribuições de η^* para SD com um gap de rapidez NORTE, para ND e para todos os eventos. A amostra SD com um gap NORTE difere em forma da distribuição da amostra ND, como esperado. A amostra ND tem uma distribuição mais centralizada e a amostra de dados SD com gap NORTE mostra mais atividade na parte SUL do detector. O comportamento contrário é observado para a amostra SD com um gap SUL, acima à direita, também como esperado. A distribuição em η^* da amostra de dados SD está acumulada na parte negativa de η^* . Abaixo à esquerda, vê-se a razão SD/ND do número total de eventos e confirma o comportamento observado na distribuição em η^* da amostra de dados SD com um gap NORTE, assim como a distribuição de SD/ND em função de η^* para os dados da amostra de SD com um gap SUL, abaixo à direita, também confirmam o resultado obtido para eventos SD com um gap SUL.

Para a média da energia transversa entre os dois jatos de maior momentum transverso de cada evento (figura 4.20), não se observa diferença na forma das distribuições entre as sub-amostras difrativa e não difrativa. Esse resultado também já era esperado, por já ter sido obtido em outras publicações do Tevatron nesse assunto[26, 30, 145, 146], indicando que a razão SD/ND não apresenta dependência em E_T^* , como pode ser visto nas distribuições de SD/ND em função de E_T^* , na figura 4.20.

A diferença no ângulo azimutal, $\Delta\phi$, entre os dois jatos de maior momentum transverso, mostra que a sub-amostra SD tem tendência a ter os jatos de maior momentum transverso

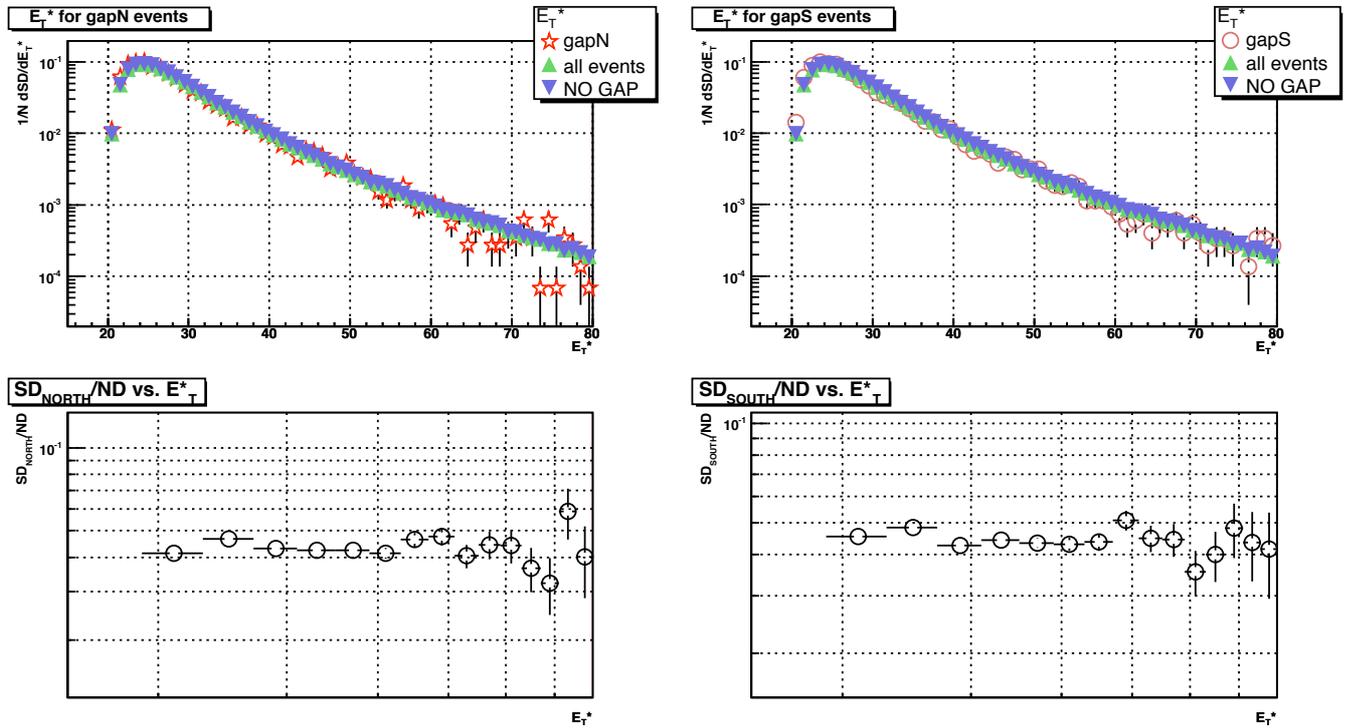


Figura 4.20: Distribuições de E_T^* . Não há observação de diferença de comportamento em E_T^* entre as distribuições SD e ND.

em uma configuração *back-to-back*, comparativamente com a sub-amostra não difrativa. Esse comportamento das duas sub-amostras também já tinha sido observado anteriormente em outras publicações [30], as quais a análise aqui exposta vem complementar. O mesmo comportamento pode ser observado na distribuição da razão SD/ND, onde essa cresce com $\Delta\phi$, indicando que a distribuição em $\Delta\phi$ da amostra SD tende a ter mais eventos com uma separação angular em 3π , entre os dois jatos de maior momentum transverso, como pode ser visto na figura 4.21.

As figuras 4.22 e 4.23 mostram as distribuições da razão SD/ND em função de $\xi_{\bar{p}(\rho)}^{cells}$ e $\xi_{\bar{p}(\rho)}^{jets}$.

4.6 Eficiências

4.6.1 Purezas

As purezas das sub-amostras SD e ND, foram determinadas a partir do Monte Carlo. Na comparação com os dados, mostrada na seção 4.4, mede-se a porcentagem de sinal na amostra total de Monte Carlo. No caso da amostra SD(ND), mede-se o número de eventos de POMWIG(PYTHIA) dividido pelo número total de eventos de Monte Carlo (POMWIG + PYTHIA). As purezas das amostras de SD e ND foram assim determinadas como sendo 65% e 98.8%, respectivamente.

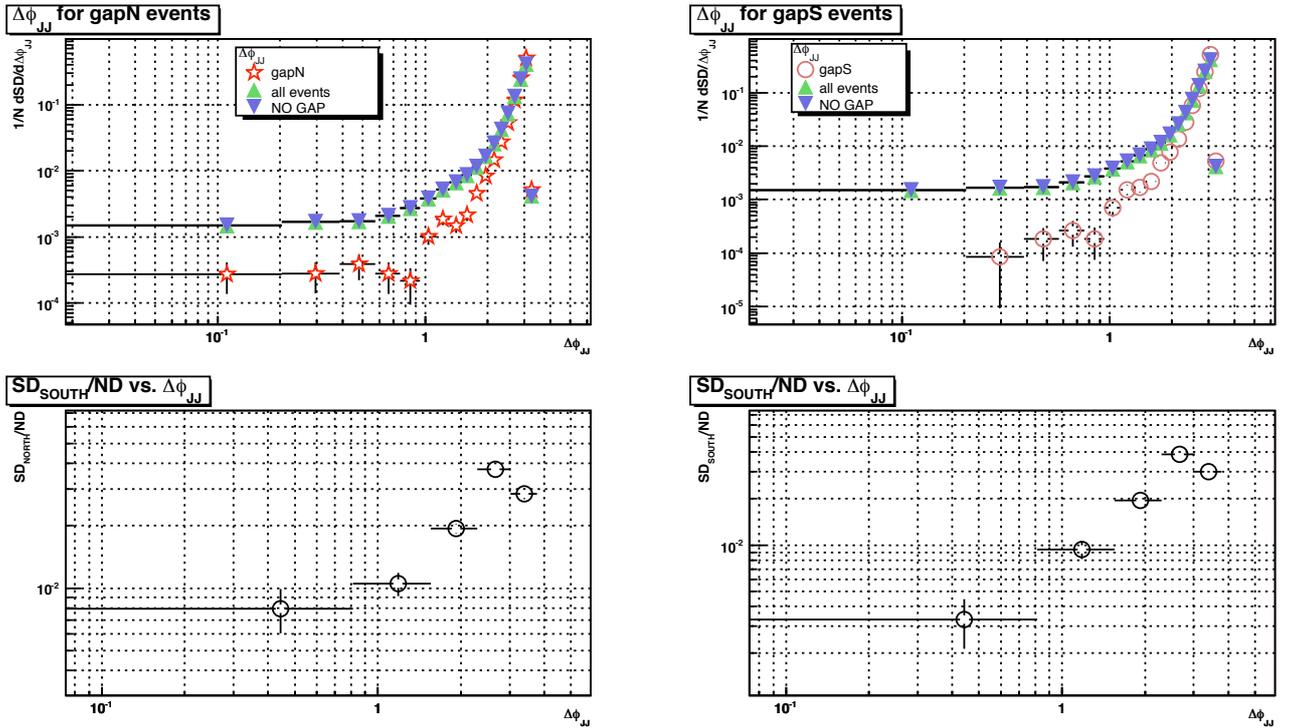


Figura 4.21: Distribuições de $\Delta\phi$. A amostra SD tem mais eventos com os dois jatos de maior momentum transversal em uma configuração back-to-back.

4.6.2 Eficiência de vértice primário

Espera-se que a eficiência de vértice primário, ϵ_{vtx} seja diferente para eventos SD e ND. Por essa razão, calcula-se a eficiência de vértice primário, separadamente para as duas amostras, da seguinte maneira:

1. obtém-se o número total de eventos SD e ND de cada sub-amostra, onde não é feito nenhum requerimento quanto ao vértice primário na seleção da amostra de dijetos, $N_{SD}^{NO SDPV}$ (para a amostra SD) e $N_{ND}^{NO NDPV}$ (para a amostra ND);
2. obtém-se o número total de eventos SD e ND de cada sub-amostra, selecionadas da amostra de dijetos obtida com os requerimentos no vértice primário, como explicado na seção 4.1.1. N_{SD}^{SDPV} (para a amostra SD) e N_{ND}^{NDPV} (para a amostra ND);
3. a eficiência de vértice primário é obtida como a razão entre o número total de eventos SD(ND) obtido no item 2., $N_{SD(ND)}^{SD(ND)PV}$, e o número total de eventos obtido no item 1., $N_{SD(ND)}^{NO SD(ND)PV}$. Em outras palavras:

$$\epsilon_{vtx}^{SD(ND)} = \frac{N_{SD(ND)}^{SD(ND)PV}}{N_{SD(ND)}^{NO SD(ND)PV}}$$

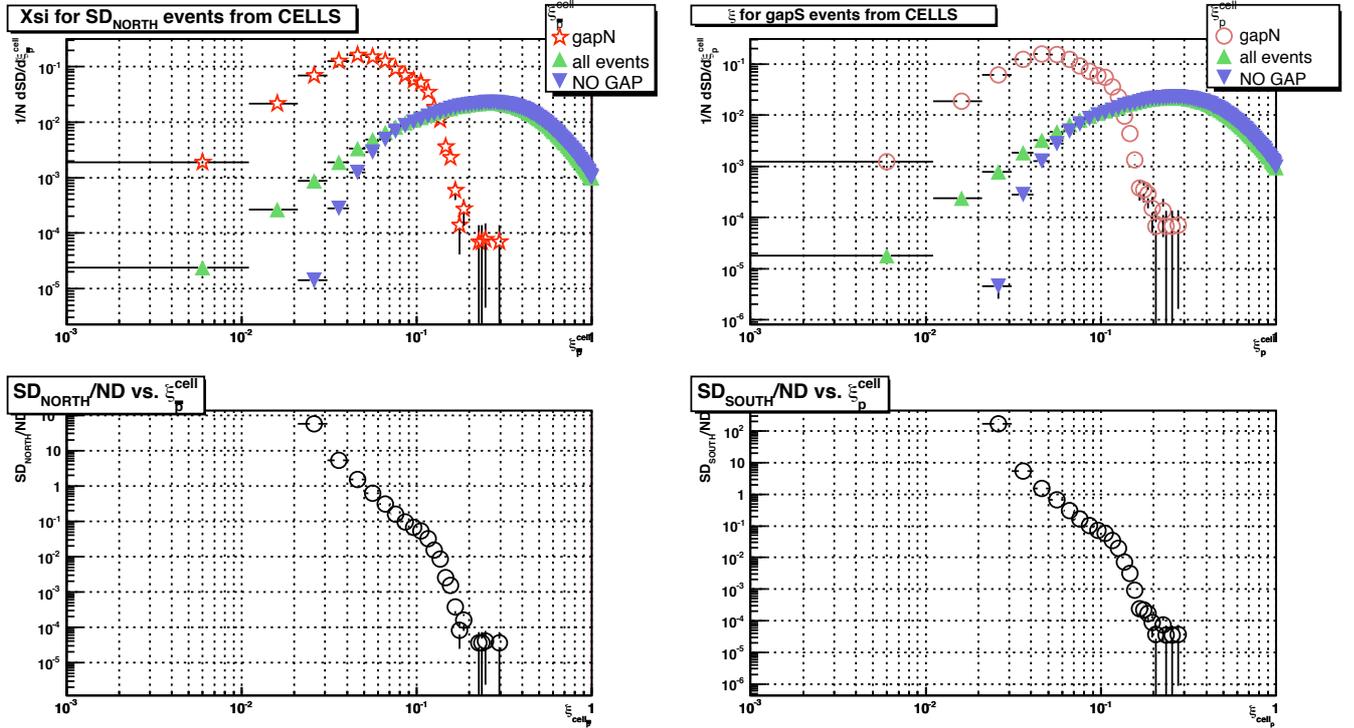


Figura 4.22: Distribuições de ξ_p^{cells} .

A eficiência de vértice primário é assim determinada como sendo $\epsilon_{vtx}^{SD} = 0.882 \pm 0.011 (stats)$ para a sub-amostra SD, e $\epsilon_{vtx}^{ND} = 0.906 \pm 0.001 (stats)$ para a sub-amostra ND.

O número total de eventos de cada sub-amostra de cada seleção, está mostrado na tabela 4.1.

	SD _{NORTH}	ND
com requerimento de PV	11391 \pm 106.73	1004589 \pm 1002.292
sem requerimento de PV	12921 \pm 113.67	1109016 \pm 1053.098

Tabela 4.1: Número total de eventos dos DADOS reais.

4.6.3 Aceptância de gap

Calcula-se a aceptância de *gap* em função de β , com o Monte Carlo difrativo POMWIG. Essa aceptância é usada para corrigir a distribuição dos eventos da sub-amostra difrativa SD em função de β e é obtida dividindo-se a distribuição de SD em função de β (obtida aplicando-se os cortes de seleção da sub-amostra SD nos eventos do POMWIG), pela distribuição de β para toda a amostra de dijetos obtida com POMWIG. Considerando que todos os eventos gerados pelo Monte Carlo difrativo são de fato eventos difrativos com um *gap* NORTE, essa aceptância é uma forma de corrigir os dados pelos eventos difrativos que deveriam ser detectados, mas

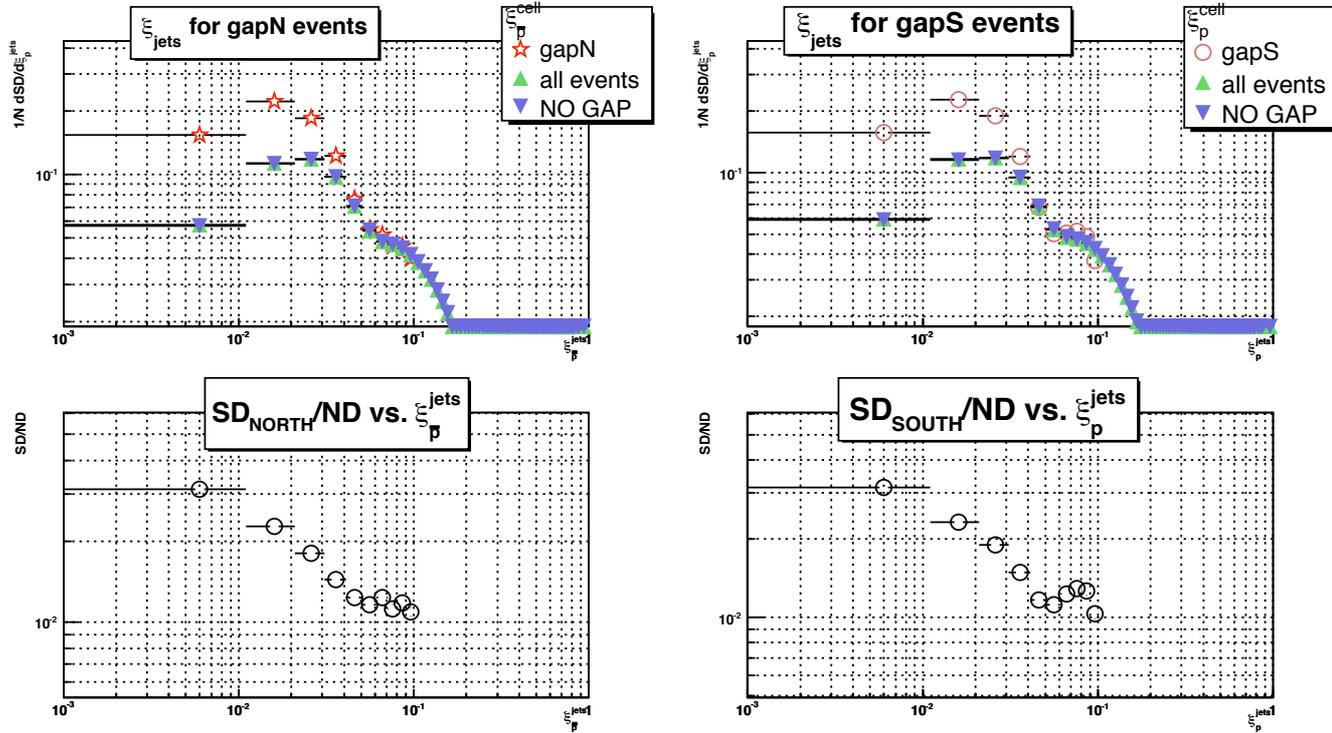


Figura 4.23: Distribuições de $\zeta_{\bar{p}}^{jets}$.

que por ineficiências dos cortes de seleção, não foram. Está mostrada na figura 4.24.

A aceitação de *gap*, também é utilizada para corrigir a distribuição de $\zeta_{\bar{p}}^{jets}$ da sub-amostra SD, para cada *bin* de β . A figura 4.25 mostra a aceitação de *gap* calculada como a razão das distribuições de $\zeta_{\bar{p}}^{jets}$ para eventos das amostras de SD e dijetos, respectivamente, para cada *bin* de β . Vale notar que as figuras 4.24 e ?? representam a mesma aceitação, apenas expressas de duas maneiras distintas.

4.6.4 Probabilidade de sobrevivência de intervalo de rapidez

A probabilidade de sobrevivência de *gap* foi estimada teoricamente (ver seção 2.8) como sendo 0.1 para o Tevatron a $\sqrt{s} = 1.96 TeV$ [91].

4.7 Amostra de dados em regiões de E_T^*

A amostra de dados foi separada em quatro regiões (*bins*) distintas de E_T^* : $20 < E_T^* \leq 30 GeV$, $30 < E_T^* \leq 40 GeV$, $40 < E_T^* \leq 50 GeV$ e $50 < E_T^* \leq 60 GeV$. Em seguida, analisou-se a distribuição da razão SD/ND como uma função de $\zeta_{\bar{p}}^{jets}$ para região de E_T^* .

As correções aplicadas às distribuições foram as purzas determinadas na seção 4.4, assim como a eficiência de vértice determinada em 4.6.2. Para cada *bin* de E_T^* , calcula-se $\langle Q^2 \rangle = \langle E_T^{*2} \rangle$. As distribuições foram "empilhadas" usando o método do ROOT[131], TStack. Esse método foi utilizado por haver interesse apenas na forma das distribuições. Essas, não mostram

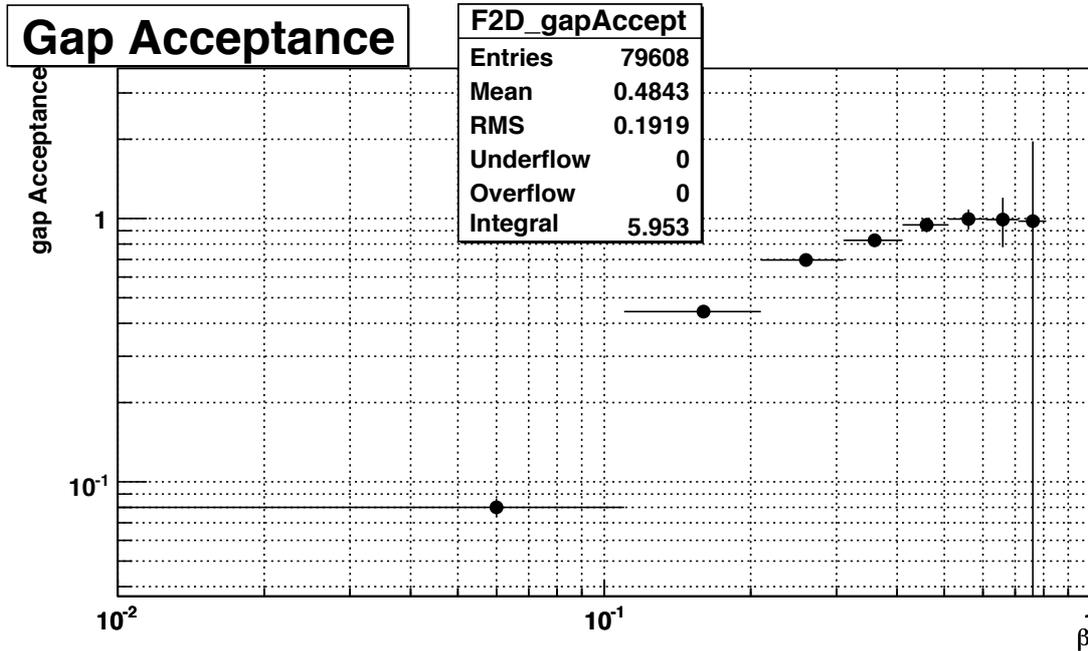


Figura 4.24: Aceitação de gap. Razão da distribuição da fração de momentum do parton no pomeron, β , de eventos que passaram os cortes de seleção da amostra SD e todos os eventos reconstruídos que passaram a seleção da amostra de dijetos. Distribuição obtida com a amostra de Monte Carlo Difrativo POMWIG.

diferenças marcantes em suas formas, como pode ser observado na figura 4.26, o que indica que a distribuição de SD/ND em função de $\xi_{\bar{p}}^{jets}$ não muda consideravelmente ao variar-se Q^2 , e conseqüentemente, que o pomeron evolui junto com o próton.

Como uma verificação da consistência da análise, estudou-se a distribuição de β , da fração de momentum do parton no pomeron, para as sub-amostras de SD, para cada *bin* de E_T^* . Espera-se que à medida que Q^2 cresce, o valor médio da distribuição em β deva se deslocar em direção a maiores valores de β . Como β representa a fração de momentum carregada pelo parton no pomeron, se espera que à medida que E_T^{*2} dos dois jatos de maior momentum transversal dos eventos aumenta, a fração de momentum carregada pelo parton interagente do pomeron também aumente, de forma a ser capaz de produzir jatos de maior energia no estado final. Isto é de fato o que se observa. A figura 4.27, mostra a evolução de β com a energia transversal média dos dois jatos de maior momentum transversal do estado final: à medida que a energia dos jatos aumenta, β também aumenta.

4.8 Extração da função de estrutura do antipróton em eventos difrativos

As seções de choque da produção de eventos difrativos e não difrativos são dadas por:

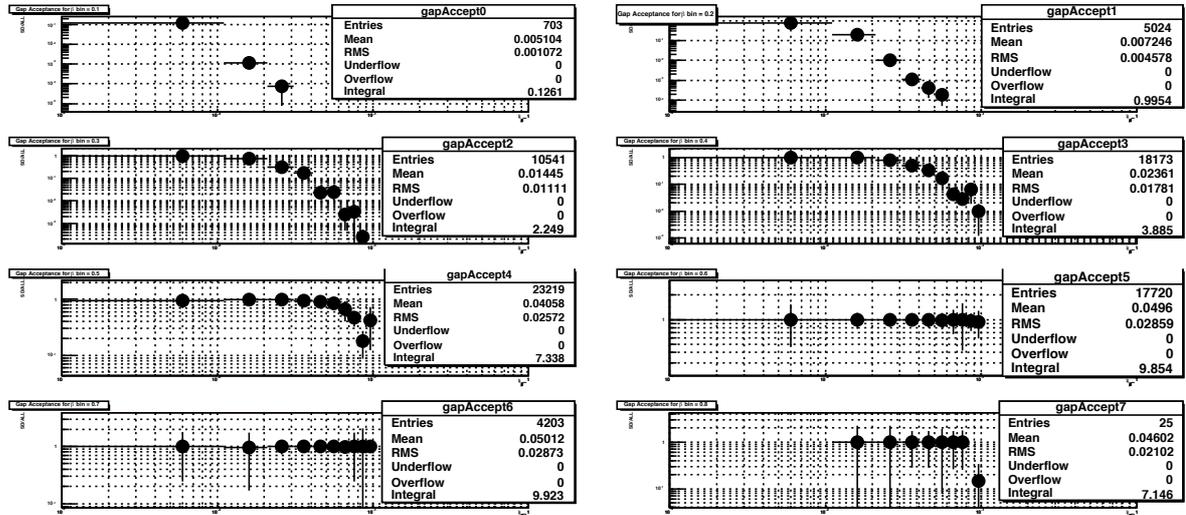


Figura 4.25: Aceptância de gap. Razão das distribuições de ξ_p^{jets} para eventos que passaram os cortes da sub-amostra SD sobre os que passaram os cortes de dijets, do Monte Carlo difrativo POMWIG.

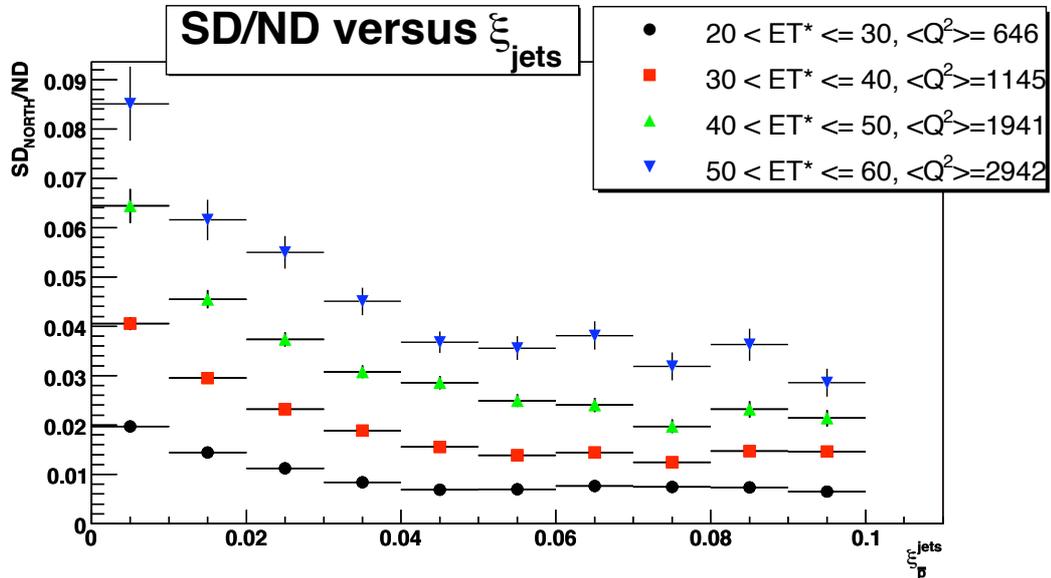


Figura 4.26: Distribuições de SD/ND em função de ξ_p^{jets} "empilhadas" para quatro diferentes regiões de E_T^* , logo, diferentes regiões de Q^2 . A forma da distribuição de SD/ND não mostra uma diferença protuberante com a mudança de Q^2 , o que indica que o pomeron evolui junto com o próton. Distribuições corrigidas por purezas e eficiências de vértice primário.

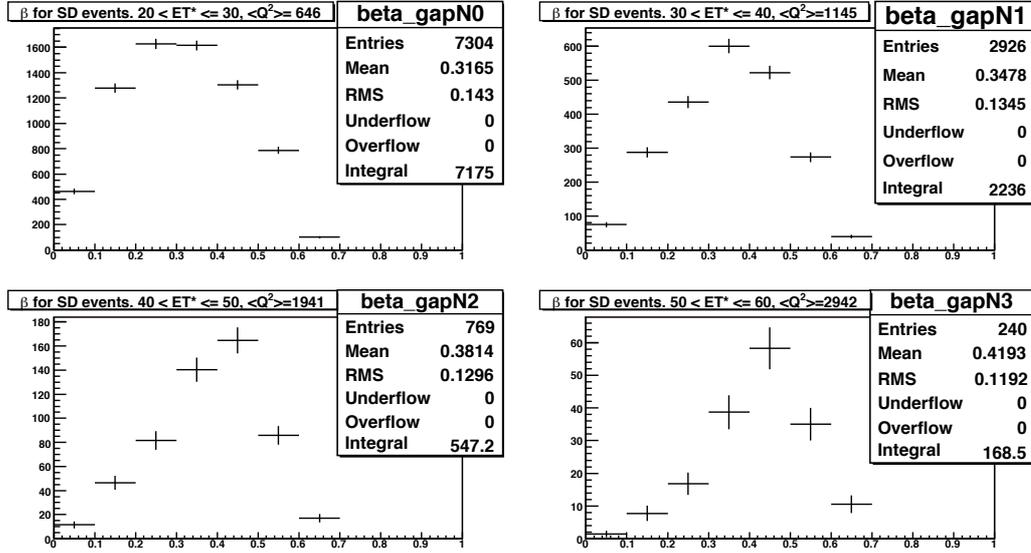


Figura 4.27: Distribuições de β para a sub-amostra de dados SD para diversos bins de E_T^{*2} . Corrigidas por purezas e eficiências de vértice primário.

$$\frac{d^3\sigma_{ND}(p\bar{p} \rightarrow JJ + X)}{dx_p dx_{\bar{p}} d\hat{t}} = \sum_{i,k} f_{p^i/p}(x_p, Q^2) f_{p^k/\bar{p}}(x_{\bar{p}}, Q^2) \frac{d\sigma(p^i p^k \rightarrow JJ)}{d\hat{t}} \quad (4.4)$$

e

$$\frac{d^5\sigma_{SD}(p\bar{p} \rightarrow p\mathbb{P} + \bar{p}' \rightarrow JJ + \bar{p}' + X)}{dx_p d\xi dt d\beta d\hat{t}} = \sum_{i,k'} f_{p^i/p}(x_p, Q^2) f_{p^{k'}/\mathbb{P}/\bar{p}}^{SD}(\xi, t, \beta^{k'}, Q^2) \frac{d\sigma(p^i p^{k'} \rightarrow JJ)}{d\hat{t}}, \quad (4.5)$$

onde identificamos as variáveis $x_{\bar{p}(p)}$ e ξ como sendo $\zeta_{\bar{p}(p)}^{jets}$ e $\zeta_{\bar{p}}^{cells}$ respectivamente. \mathbb{P} é a troca do objeto sem cor, o pomeron, $f_{p^i/p}(x_p, Q^2)$ e $f_{p^k/\bar{p}}(x_{\bar{p}}, Q^2)$ são as funções de distribuição de parton, PDFs, do próton e antipróton respectivamente, e $f_{p^{k'}/\mathbb{P}/\bar{p}}^{SD}(\xi, t, \beta^{k'}, Q^2)$ representa a PDF difrativa do antipróton. Os somatórios $\sum_{i,k}$, $\sum_{i,k'}$ são executados sobre todos os quarks.

As seções de choque podem ser re-expressas na seguinte forma[147]:

$$\frac{d^3\sigma_{ND}}{dx_p dx_{\bar{p}} d\hat{t}} \sim F^{ND} \times B(x_{\bar{p}}, Q^2) \quad (4.6)$$

e

$$\frac{d^3\sigma_{SD}}{dx_p dx_{\bar{p}} d\hat{t}} \sim F^{SD} \times B(x_{\bar{p}}, Q^2), \quad (4.7)$$

onde o termo $B(x_{\bar{p}}, Q^2)$ leva em consideração a parte perturbativa da seção de choque e quando considerado na mesma região do espaço de fase, pode-se supor ser o mesmo para

as seções de choque SD e ND. F^{SD} e F^{ND} denotam as funções de estrutura difrativa e não difrativa, respectivamente. São expressas, levando-se em consideração os fatores de cor, como[145, 147]:

$$F^{ND}(x, Q^2) \equiv x \left[f_{g/p}(x, Q^2) + \frac{4}{9} \sum \{ f_{q/p}(x, Q^2) + f_{\bar{q}/p}(x, Q^2) \} \right] \quad (4.8)$$

e

$$F^{SD}(x, Q^2) \equiv x \left[f_{g/p}(x, Q^2) + \frac{4}{9} \sum \{ f_{q/p}(x, Q^2) + f_{\bar{q}/p}(x, Q^2) \} \right] \times A(x, Q^2), \quad (4.9)$$

onde $f_{g/p}(x, Q^2)$, $f_{q/p}(x, Q^2)$ e $f_{\bar{q}/p}(x, Q^2)$ denotam as densidades de gluon, quark e antiquark na PDF do próton. $A(x, Q^2)$ representa a razão entre as funções de estrutura difrativa do antipróton e a função de estrutura não difrativa do próton, integrada em ξ e $|t|$, e o somatório foi feito sobre todos os quarks.

Usando as equações (4.8) e (4.9), a equação (4.5) pode ser modificada em:

$$\frac{d^3 \sigma_{SD}}{dx_p dx_{\bar{p}} d\hat{t}} = A(x_{\bar{p}}, Q^2) \frac{d^3 \sigma_{ND}}{dx_p dx_{\bar{p}} d\hat{t}} \quad (4.10)$$

A razão das seções de choque SD/ND é então igual à razão entre as funções de estrutura difrativa e não difrativa[146]:

$$\begin{aligned} R_{JJ}^{SD/ND}(x_{\bar{p}}, Q^2) &\sim \frac{d^2 \sigma_{SD}}{dx_{\bar{p}} dQ^2} / \frac{d^2 \sigma_{ND}}{dx_{\bar{p}} dQ^2} = A(x_{\bar{p}}, Q^2) \\ &= \frac{F^{SD}(x_{\bar{p}}, Q^2)}{F^{ND}(x_{\bar{p}}, Q^2)}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

com a integração executada sobre t , assegurando-se que ambas a razão entre as seções de choque SD/ND e a função de estrutura não difrativa, são tomadas na mesma região do espaço de fase.

Para a função de estrutura não difrativa do próton (calculada a partir da equação (4.8)), usamos as PDFs[148] obtidas da evolução do conjunto de funções de estrutura $H12000$ [?, 149]. A função de estrutura difrativa do antipróton, pode ser extraída integrando-se o produto entre a razão das seções de choque, SD/ND, e a função de estrutura do próton ($F^{ND}(x_{\bar{p}}, Q^2)$), em $\xi_{\bar{p}}^{jets}$, t e $\xi_{\bar{p}}^{cells}$. A integração pode ser modificada por um somatório e a função de estrutura difrativa se torna uma função de β e Q^2 :

$$F^{SD}(\beta, Q^2) = \sum_{dijet \text{ events}} \frac{1}{N^{SD}(\xi_{\bar{p}}^{jets}, Q^2)} R_{JJ}^{SD/ND}(\xi_{\bar{p}}^{jets}, Q^2) \times F^{ND}(\xi_{\bar{p}}^{jets}, Q^2), \quad (4.12)$$

onde $N^{SD}(\xi_{\bar{p}}^{jets})$ é o número de eventos SD em um *bin* de $(\xi_{\bar{p}}^{jets})$ e sua normalização satisfaz:

$$\sum_{dijet \text{ events}} \frac{1}{N^{SD}(\xi_{\bar{p}}^{jets}, Q^2)} = 1. \quad (4.13)$$

Na seção seguinte, lista-se os passos para a determinação da função de estrutura difrativa do antipróton.

4.8.1 A função de estrutura difrativa do antipróton

Para a determinação da função de estrutura difrativa do antipróton, foram adotados os seguintes passos:

1. obter a distribuição corrigida por aceitação de *gap*, de $\xi_{\bar{p}}^{jets}$ para a sub-amostra SD, para cada *bin* de β ;
2. para cada *bin* de β , determinar $\langle Q^2 \rangle = \langle E_T^{*2} \rangle$ e calcular $F^{ND}(\xi_{\bar{p}}^{jets}, Q^2)$, por intermédio da equação (4.8) e os valores das PDFs de *H12000*, obtidos por intermédio de um gerador de distribuições de parton (*Parton Distribution Generator*)[148];
3. para cada evento da sub-amostra SD, calcular F^{ND} em função de $(\xi_{\bar{p}}^{jets}, \langle Q^2 \rangle)$, para cada *bin* de β . $F^{ND}(\xi_{\bar{p}}^{jets}, Q^2)$ é obtida multiplicando-se a distribuição de $\xi_{\bar{p}}^{jets}$ para a sub-amostra SD, pela distribuição de F^{ND} obtida no item 2., para cada *bin* de β ;
4. somar $F^{ND}(\xi_{\bar{p}}^{jets}, Q^2)$ sobre $\xi_{\bar{p}}^{jets}$, para cada *bin* de β e assim obter $\sum F^{ND}(\xi_{\bar{p}}^{jets}, Q^2)$ em função de β , $F^{ND}(\beta, Q^2)$;
5. obter a distribuição de SD em função de β ;
6. dividir a distribuição de $F^{ND}(\beta, Q^2)$ pela distribuição de SD em função de β (obtida no item 5.), para obter a distribuição média de $F^{ND}(\beta, Q^2)$;
7. obter a distribuição de SD/ND em função de β , corrigida por aceitação de *gap*, pureza e eficiência de vértice primário;
8. multiplicar a distribuição média de $F^{ND}(\beta, Q^2)$ obtida no item 6. pela distribuição de SD/ND em função de β , obtida no item 7. \rightarrow o resultado é a função de estrutura difrativa do antipróton, F_{2JJ}^D .

4.8.2 Determinação de Q^2 por bin de β

Para a obtenção da função de estrutura não difrativa, é necessário o cálculo do valor de Q^2 para cada *bin* de β , devido à função de estrutura difrativa do antipróton ser função de (β, Q^2) .

Calculamos o $\langle Q^2 \rangle$ como uma combinação dos valores de $\langle Q^2 \rangle$ para cada uma das amostras de SD e ND. O cálculo de $\langle Q^2 \rangle$ é feito a partir de $E_T^* = \frac{E_{T1} + E_{T2}}{2}$, como $\langle Q_{SD(ND)}^2 \rangle = \langle E_{T(ND)}^{*2} \rangle$. Os valores de $\langle Q^2 \rangle$ estão mostrados na tabela 4.2 e as distribuições de $\langle Q^2 \rangle$ para as sub-amostras SD e ND podem ser vistas nas figuras 4.28 e 4.29, respectivamente.

	ND		SD		média
	(N_{evts})	$Q^2 (GeV^2)$	(N_{evts})	$Q^2 (GeV^2)$	$Q^2 (GeV^2)$
$0 < \beta < 0.1$	(552930)	832 ± 28.8	(789)	708 ± 26.6	765 ± 19.6
$0.1 < \beta < 0.2$	(379818)	930 ± 30.5	(2319)	767 ± 27.7	840 ± 20.5
$0.2 < \beta < 0.3$	(192637)	1002 ± 31.6	(3095)	815 ± 28.6	899 ± 21.2
$0.3 < \beta < 0.4$	(91753)	1123 ± 33.5	(3445)	912 ± 30.2	1007 ± 22.4
$0.4 < \beta < 0.5$	(40146)	1288 ± 35.9	(2984)	1021 ± 32	1139 ± 23.9
$0.5 < \beta < 0.6$	(12900)	1542 ± 39.3	(1739)	1049 ± 32.4	1248 ± 25
$0.6 < \beta < 0.7$	(1389)	2120 ± 46.0	(248)	1153 ± 34	1493 ± 27.3

Tabela 4.2: valores de $Q^2 = E_T^{*2}$.

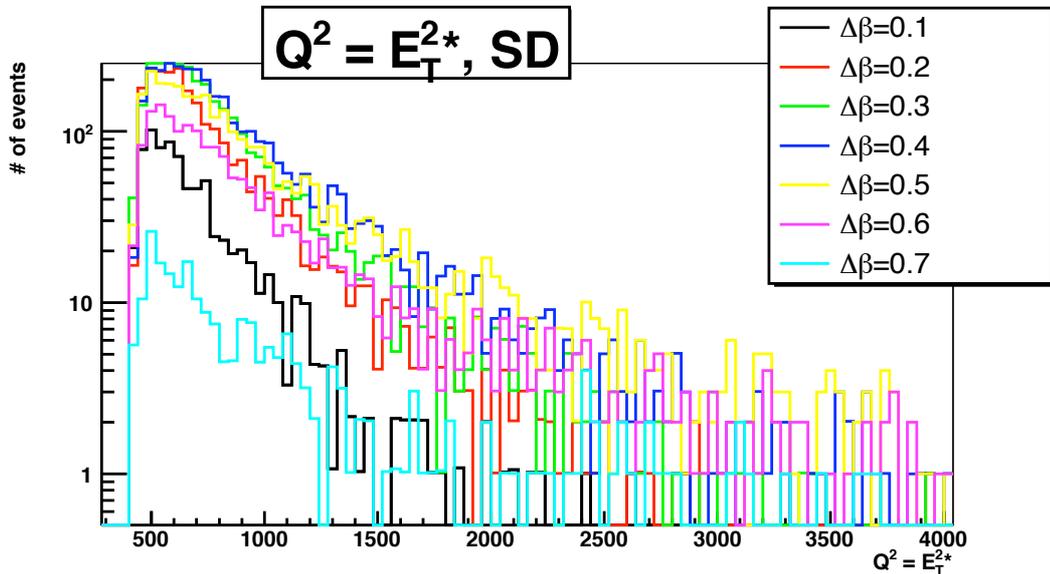


Figura 4.28: $Q^2 = E_T^{*2}$ para a sub-amostra de dados SD, por bin β .

4.8.3 Distribuição de F^{ND} em função de $(\xi_{\bar{p}}^{jets}, < Q^2 >)$ por bin de β

A amostra de dados é dividida em bins de 0.1 de β (que varia de 0.0 a 1.0). E obtém-se a distribuição de F^{ND} em função de $\xi_{\bar{p}}^{jets}$ para cada bin de β . Para a obtenção de $(F^{ND}, \xi_{\bar{p}}^{jets})$ para cada evento da amostra SD, multiplica-se a distribuição de F^{ND} obtida através das PDF adquiridas em [148] (H12000) e da equação (4.8), pela distribuição de $\xi_{\bar{p}}^{jets}$ para a sub-amostra SD, para cada bin de β . Obtém-se diferentes distribuições para cada bin de β , que resultarão em diferentes contribuições para a distribuição de F^{ND} em função de β .

As distribuições de F^{ND} em função de $\xi_{\bar{p}}^{jets}$ estão mostradas na figura 4.30.

Utiliza-se as distribuições de F^{ND} em função de $\xi_{\bar{p}}^{jets}$ para o cálculo da função de estrutura não difrativa média, como explicado na seção 4.8.1.

Uma vez que as distribuições de F^{ND} em função de $\xi_{\bar{p}}^{jets}$ foram determinadas para cada bin de β , integra-se nos eventos em cada bin de β , e obtém-se como distribuição resultante, a função de estrutura não difrativa do próton, F^{ND} , em função de β , como pode ser observado

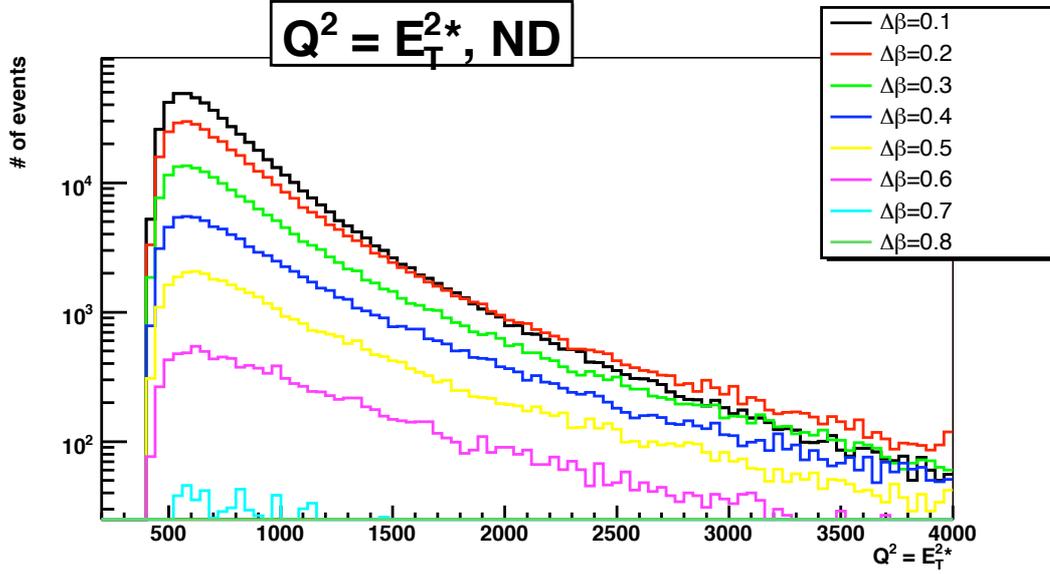


Figura 4.29: $Q^2 = E_T^{*2}$ para a sub-amostra de dados ND, por bin de β .

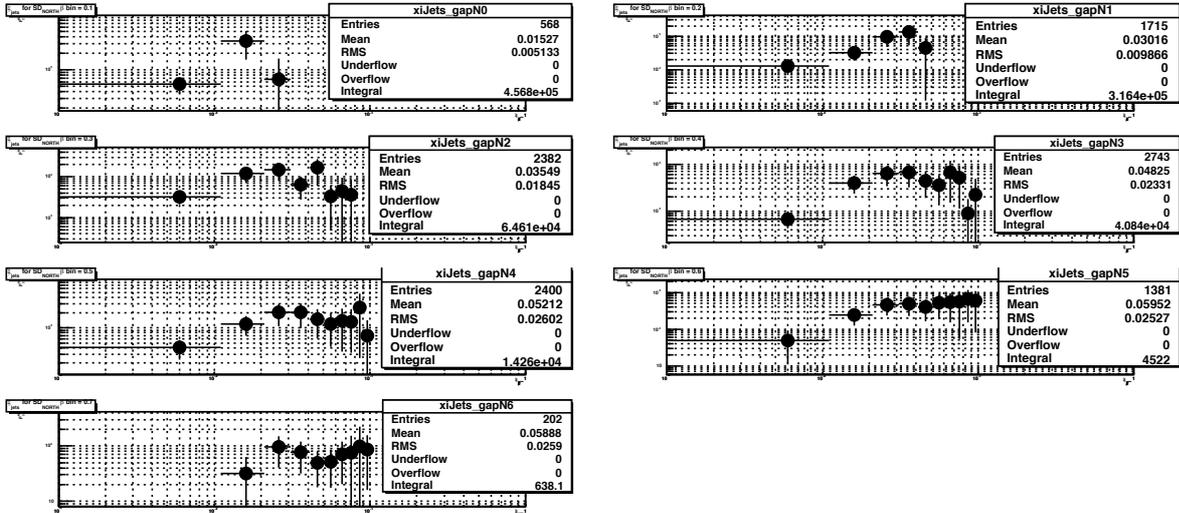


Figura 4.30: F^{ND} em função de ξ_p^{jets} em dez bins de β variando de 0.0 a 1.0.

na figura 4.31.

Para a obtenção da função de estrutura não difrativa do antipróton média, divide-se F^{ND} em função de ξ_p^{jets} pela distribuição de SD em função de β , mostrada na figura 4.32. A função de estrutura não difrativa do antipróton média em função de β , está mostrada na figura 4.33.

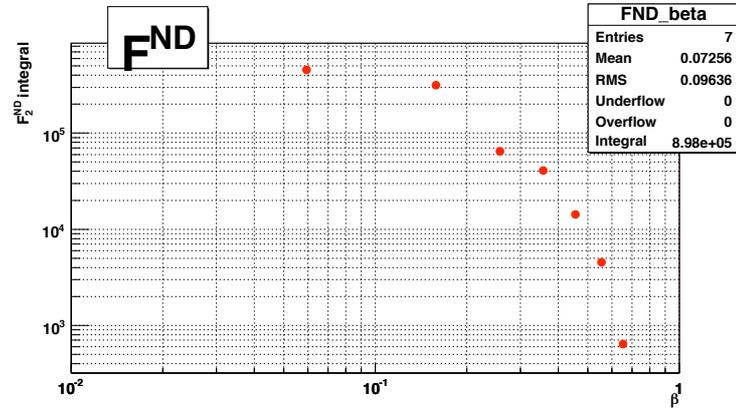


Figura 4.31: Distribuição de F^{ND} em função de β .

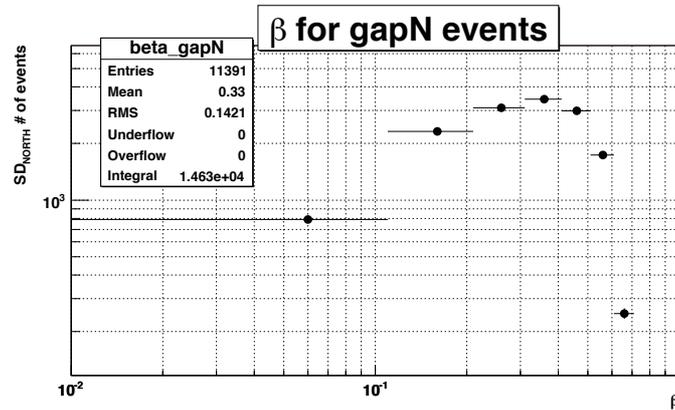


Figura 4.32: Distribuição de SD em função de β .

4.8.4 Distribuição da razão SD/ND

Como foi mostrado na seção 4.8, a função de estrutura difrativa do antipróton é extraída integrando-se em $\xi_{\bar{p}}^{jets}$, t e $\xi_{\bar{p}}^{cells}$, o produto da razão das seções de choque SD/ND e a função de estrutura do antipróton ($F^{ND}(x_{\bar{p}}, Q^2)$), de acordo com a equação (4.12).

Obtém-se portanto, a distribuição de SD/ND em função de β , corrigida pelas purezas, eficiências de vértice primário e aceitação de gap . A distribuição corrigida de SD/ND em função de β , está representada na figura 4.34.

4.8.5 A função de estrutura difrativa do antipróton

A extração da função de estrutura difrativa do antipróton, F_{2J}^D , é o último passo listado na seção 4.8.1. Multiplica-se a distribuição média de F^{ND} em função de β , pela distribuição corrigida de SD/ND em função de β . O resultado dessa multiplicação é a função de estrutura difrativa do antipróton e está mostrada na figura 4.35.

A função de estrutura difrativa do antipróton não apresenta mudanças significativas relativas ao uso de diferentes conjuntos de PDF. A figura 4.36 mostra a função de estrutura

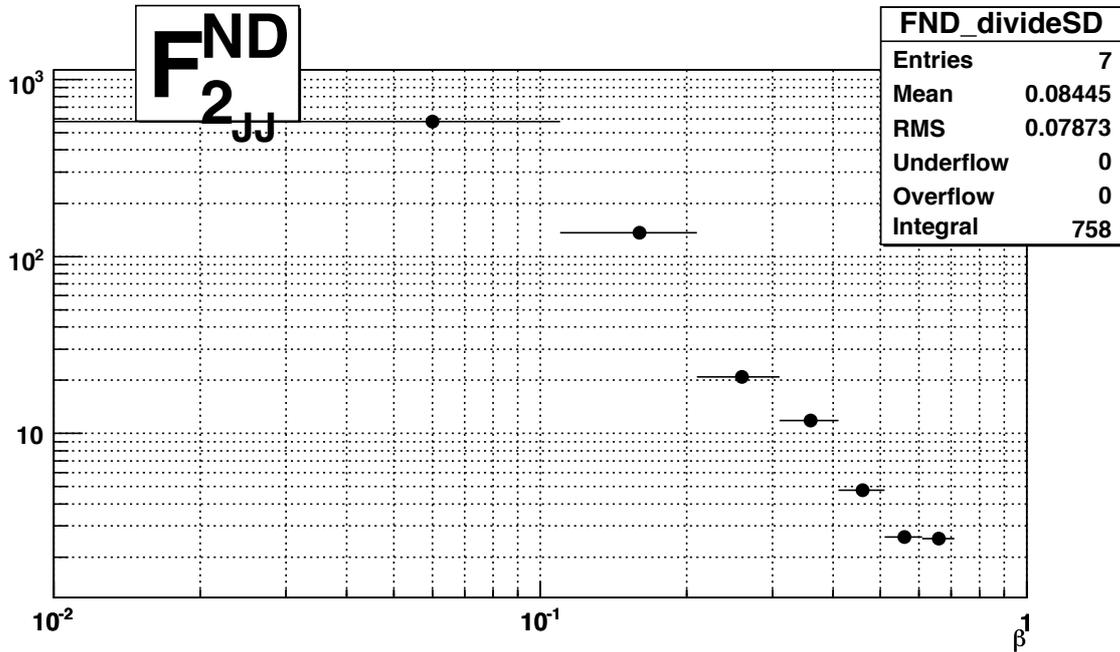


Figura 4.33: Distribuição média de F^{ND} em função de β .

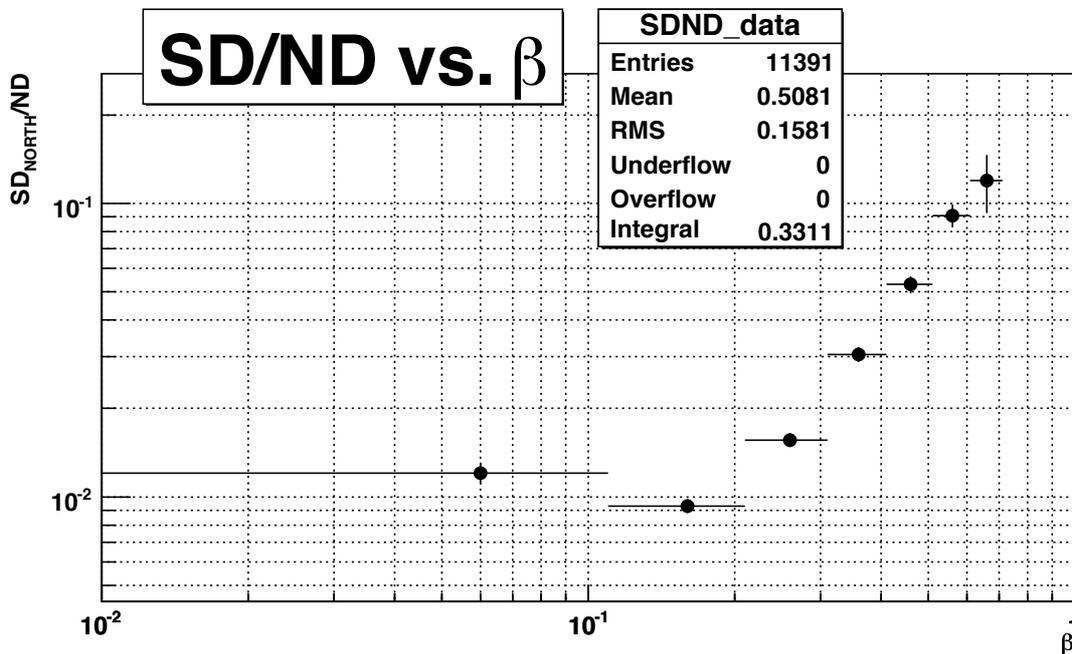


Figura 4.34: distribuição de SD/ND em função de β , corrigida pelas purezas, eficiências de vértice primário e gap.

difrativa do antipróton obtida mediante o uso do conjunto de PDF extraídas do conjunto de funções de estrutura $CTEQ6L[150]$, no cálculo da função de estrutura não difrativa do próton.

$O < Q^2 >$ da região para a qual a função de estrutura difrativa do antipróton foi extraída,

foi obtido segundo:

$$\langle Q^2 \rangle = \frac{N_{SD} \langle E_{TSD}^{*2} \rangle + N_{ND} \langle E_{TND}^{*2} \rangle}{N_{SD} + N_{ND}},$$

onde $N_{SD(ND)}$ é o número de eventos da amostra SD(ND) para a região de β em questão.

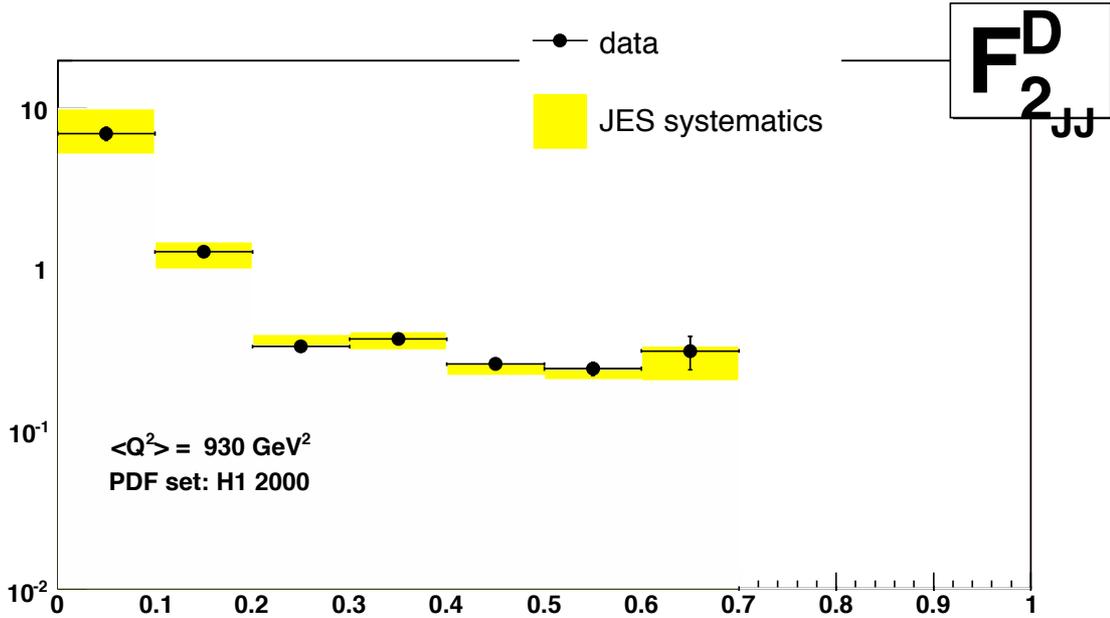


Figura 4.35: A função de estrutura difrativa do antipróton, F_{2JJ}^D , usando o conjunto de função de estrutura H12000 para a função de estrutura não difrativa do próton. A banda amarela representa a variação em JES de $\pm 1\sigma$.

A figura 5.1 mostra a comparação do resultado para a função de estrutura obtida com a análise explanada nesta dissertação de Tese, com o resultado conhecido do CDF[30] e com o resultado do ajuste aos dados de *gap* do experimento H1[7], obtido por meio de [6].

O resultado aqui obtido, mostra a possibilidade para a invalidação do Modelo de Ingelman-Schlein para interações difrativas simples em colisões hádron-hádron. A explicação é dada a seguir.

A equação da seção de choque de eventos de difração simples, equação (4.5), foi obtida a partir da seção de choque genérica da equação (4.4), de um processo em que dois hádrons p e \bar{p} interagem produzindo jatos, $p + \bar{p} \rightarrow \text{Jatos} + X$. Considerando então, que um dos hádrons (o antipróton) "emite" um pomeron cujos partons interagem com os partons do hádron p , a distribuição de parton, $f_{p'/\bar{p}}(x_{\bar{p}}, Q^2)$, da equação (4.4), pode ser substituída pela convolução entre a suposta distribuição dos partons no pomeron, $f_{p'k'/\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$, e a "taxa de emissão" de pomeron pelo hádron \bar{p} , $f_{\mathbb{P}/\bar{p}}(\xi, t)$, que é conhecida como o fator de fluxo do pomeron. Essa hipótese de convolução se baseia na teoria de fatorização.

Sendo assim, para eventos difrativos simples[32], a função de estrutura difrativa integrada em ξ e t , pode ser escrita como o produto do fator de fluxo do pomeron e a função de estrutura difrativa:

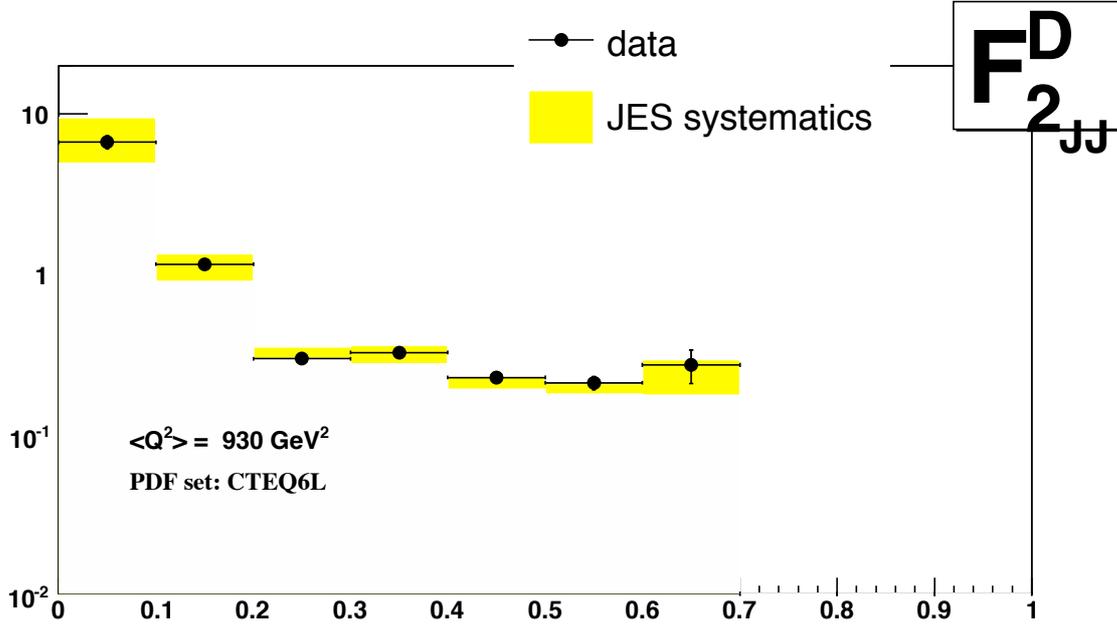


Figura 4.36: A função de estrutura difrativa do antipróton, F_{2JJ}^D , usando o conjunto de função de estrutura CTEQ6L para a função de estrutura não difrativa do próton. A banda amarela representa a variação em JES de $\pm 1\sigma$.

$$\tilde{F}_{JJ}^D(\beta) = \int d\xi \int dt f_{\mathbb{P}/\bar{p}}(\xi, t) \times F_{jj}(\beta) \quad (4.14)$$

Considerando as funções de estrutura universais, diferentes distribuições destas, de diferentes experimentos, são uma indicação de que não se pode separar a distribuição de partons do hádron \bar{p} em uma convolução entre o fator de fluxo do pomeron e a distribuição de partons no pomeron, invalidando assim, o Modelo de Ingelman-Schlein para a difração simples em interações $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$.

4.9 Fração difrativa

Com essa análise, também foi possível extrair a razão entre o número total de eventos SD e o número total de eventos ND.

A estimativa de Bjorken[24] é que a fração de eventos com troca de singlete de cor, usando um modelo de dois glúons para o pomeron, é de aproximadamente 10%.

A estimativa da probabilidade de sobrevivência de *gap* é de que apenas de 10% a 30% dos eventos difrativos não tenham seus *gaps* preenchidos por partículas espectadoras ou por emissão de glúons. Sendo assim, a fração de eventos com um intervalo de rapidez observável, é esperada entre aproximadamente 1% e 3%.

A fração difrativa encontrada na análise detalhada nessa dissertação foi:

$$R_{JJ} = [2.09 \pm 0.05(stat)_{-0.05}^{+0.07}(syst)]\%,$$

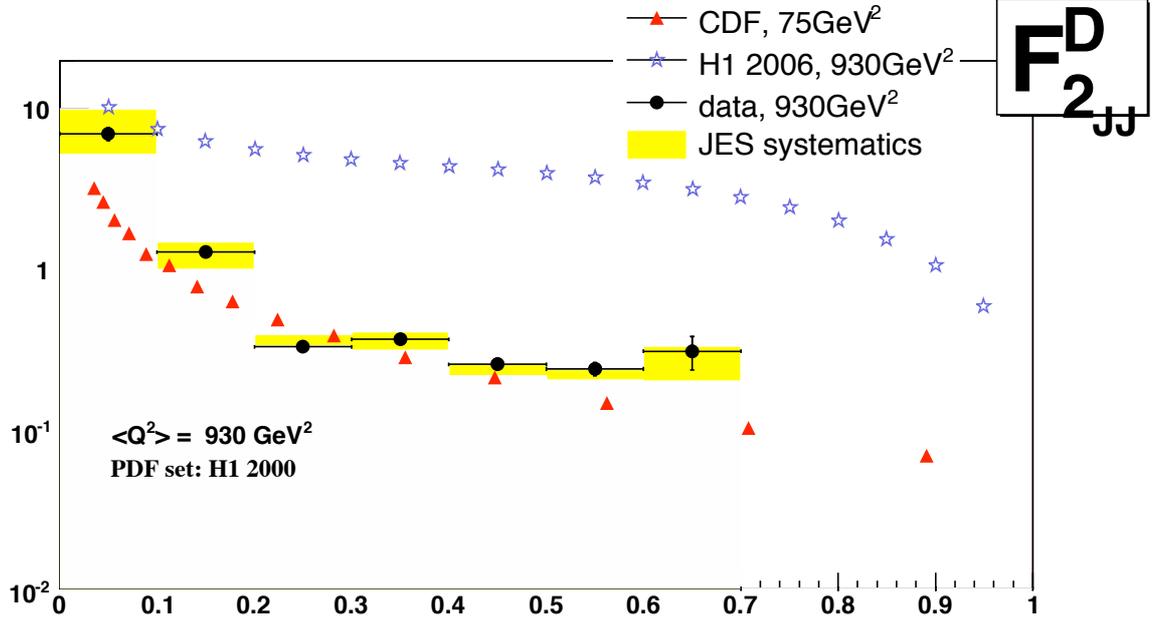


Figura 4.37: A função de estrutura difrativa do antipróton (pontos), F_{2JJ}^D , usando o conjunto de função de estrutura H12000 para a função de estrutura não difrativa do próton, comparada com o resultado obtido pelo experimento CDF (triângulos) e o experimento H1 (estrelas). A banda amarela representa a variação em JES de $\pm 1\sigma$. Os dados do experimento H1 foram obtidos a partir de um ajuste aos dados de gap, ajuste MRW[6] no resultado publicado em 2006[7]

onde o erro sistemático foi calculado como sendo o erro sistemático da Escala de Energia de Jatos, JES, que é suposto ser o erro dominante. Os números das variações de JES para o cálculo do erro sistemático estão mostrados na tabela 4.5.

Foram consideradas as purezas e eficiências de vértice primário estimadas na seção 4.6 e calculou-se a aceitância de gap a partir do Monte Carlo difrativo POMWIG, como sendo $\text{aceitância de gap} = N_{SD}^{\text{pomwig}} / N_{TOTAL}^{\text{pomwig}} = 0.367 \pm 0.002$.

	SD	ND
N_{evts}	11391 ± 106.73	1004589 ± 1002.292
ϵ_{VTX}	0.882 ± 0.011	0.906 ± 0.001
purity	0.650 ± 0.010	0.988 ± 0.001

Tabela 4.3: Valores da fração difrativa para os DADOS reais.

O cálculo do erro estatístico da fração difrativa está explicado em detalhes no apêndice D.

	SD	all dijets
N_{evts}	79608 ± 282.15	217208 ± 466.06

Tabela 4.4: Número de eventos total obtidos com POMWIG para as amostras de SD e dijatos.

	SD	ND
JESPlus	13022 ± 114.11	1175526 ± 1084.2
JESMinus	9861 ± 99.30	839143 ± 916.05

Tabela 4.5: Valores da fração difrativa para as variações do JES.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

Foi feita uma análise utilizando a técnica de *gaps* de rapidez para a seleção de uma amostra de eventos difrativos com a finalidade de encontrar a função de estrutura do antipróton. Para definir os cortes de seleção fizemos uso de Monte Carlo, tanto para os eventos difrativos quanto para os não difrativos.

A partir das amostras difrativa e não difrativa, foi determinada a fração do número total de eventos da amostra difrativa sobre o número total de eventos da amostra não difrativa:

$$R_{SD/ND}^{JJ} = [2.09 \pm 0.05(stat)_{-0.05}^{+0.07}(syst)]\%, \quad (5.1)$$

onde o erro sistemático foi determinado como sendo o mesmo da escala de energia de jatos, JES, por supor-se este o erro sistemático predominante. O valor de $R_{SD/ND}^{JJ}$ está dentro do esperado.

Além da determinação da fração de eventos difrativos, foi possível estender a análise apresentada nessa dissertação de Tese de Doutorado, e extrair a função de estrutura do antipróton para eventos difrativos, assumindo-se o modelo de Ingelman-Schlein para explicar a difração simples dura (ver capítulo 2).

Comparando o resultado encontrado, com a única publicação existente da função de estrutura do antipróton para eventos difrativos em colisões $p\bar{p}$ [30], feita a $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$, com um detector de prótons dianteiros, pela Colaboração CDF, a análise apresentada nessa Dissertação, por ser baseada em *gap*, por ter sido feita com dados colhidos a uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$ e por abranger uma região cinemática diferente, é classificada como um complemento à publicação mencionada. Em uma comparação com o resultado de um ajuste[6] aos dados recentes do experimento H1[7], a função de estrutura difrativa do antipróton indica uma diferença entre as distribuições, como está mostrado na figura 5.1.

Foi apresentado aqui um estudo completo comparativo das funções de estrutura difrativas. No entanto, como é de se esperar em uma tese de assunto atual, outros desenvolvimentos deverão ser continuados para darmos uma precisão cada vez maior às funções de estrutura difrativas cuja importância para os cálculos das seções de choque são absolutamente necessárias. Apontamos abaixo para uma série de pontos que poderão ser desenvolvidos *a posteriori*.

1. *Aprimorar a determinação da pureza:*

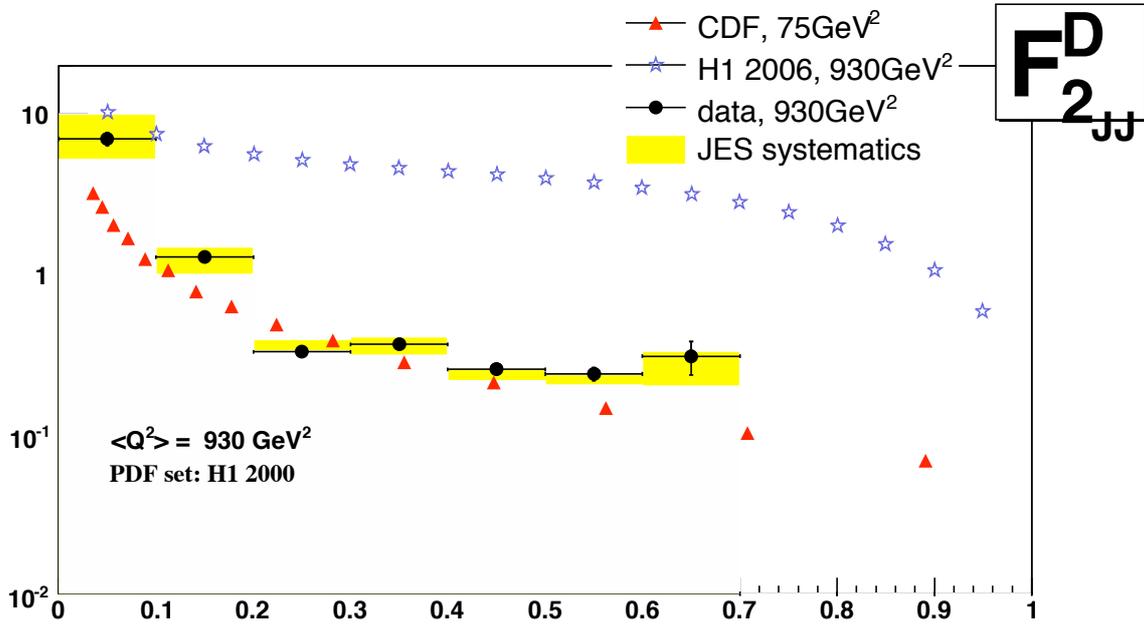


Figura 5.1: A função de estrutura difrativa do antipróton (pontos), F_{2JJ}^D , usando o conjunto de função de estrutura H12000 para a função de estrutura não difrativa do próton, comparada com o resultado obtido pelo experimento CDF (triângulos) e o experimento H1 (estrelas). A banda amarela representa a variação em JES de $\pm 1\sigma$. Os dados do experimento H1 foram obtidos a partir de um ajuste aos dados de gap, ajuste MRW[6] no resultado publicado em 2006[7]

- É preciso entender melhor a normalização do Monte Carlo. Para tal, deve-se fazer um estudo da seção de choque determinada pelo POMWIG e PYTHIA;
- Utilizar o método de ajuste aos dados: ajustar uma curva de sinal e outra de *background* aos dados de difração simples e extrair desse ajuste a porcentagem de eventos de *background* na amostra enriquecida de difração simples. Como verificação do método, aplicá-lo em ambos dados e Monte Carlo.

2. Repetir a análise, utilizando para o cálculo de $\xi_{\bar{p}(p)}^{jets}$:

- apenas os dois jatos de maior momento transversal do evento;
- todos os jatos do evento com momento transversal maior que 20 GeV.

Isso deve provar a sensibilidade de $\xi_{\bar{p}(p)}^{jets}$ com o número de jatos usados no seu cálculo;

3. Verificar se o conteúdo da análise fica inalterado ao utilizar a energia das células do calorímetro e jatos, ambos *corrigidos*, no cálculo de β ;
4. O Monte Carlo de eventos difrativos aqui utilizado, POMWIG, usa como função de estrutura difrativa, dados do experimento H1 datando de 1994 e que podem portanto,

estar obsoletos e necessitando de atualização. Para uma verificação da concordância na forma das distribuições de Monte Carlo comparadas aos dados (principalmente a distribuição em η , que é a que tem a maior dependência na função de estrutura difrativa), seria desejável ter implementado ao POMWIG, os dados mais recentes da função de estrutura difrativa obtidos pelo experimento H1[7, 151];

5. É possível combinar o resultado da fração difrativa aqui obtido, com o da fração difrativa obtido pela análise de J/Ψ difrativo no Experimento DØ[152].

Sendo a fração difrativa aproximadamente igual à razão entre as funções de estrutura difrativa e não difrativa, como mostrado na equação (4.11), é possível escrever a seguinte relação:

$$R_{SD/ND}^{JJ}(x) \sim \frac{f_g^D(x) + \frac{4}{9} \sum_i (f_{q_i}^D(x) + f_{\bar{q}_i}^D(x))}{f_g(x) + \frac{4}{9} \sum_i (f_{q_i}(x) + f_{\bar{q}_i}(x))} \quad (5.2)$$

onde $f_g^D(f_g)$ é a função de distribuição difrativa (não-difrativa) de glúons, $f_{q_i}^D(f_{q_i})$ representa as funções de distribuição difrativa (não-difrativa) de quarks(q) e antiquarks (\bar{q}), e o fator $4/9$ é para levar em consideração os fatores de cor. A dependência em Q^2 das distribuições de partons foi ignorada.

Para a razão $R_{SD/ND}^{J/\Psi}$, nota-se que os mésons J/Ψ são produzidos predominantemente por interações glúon-glúon, em colisões $p\bar{p}$. Sendo assim,

$$R_{SD/ND}^{J/\Psi} \sim \frac{f_g^D(x)}{f_g(x)}. \quad (5.3)$$

A razão entre as frações difrativas é obtida por intermédio das equações (5.2) e (5.3), como sendo

$$\frac{R_{SD/ND}^{JJ}(x)}{R_{SD/ND}^{J/\Psi}(x)} \sim \frac{1 + \frac{4}{9} \frac{\sum_i (f_{q_i}^D(x) + f_{\bar{q}_i}^D(x))}{f_g^D(x)}}{1 + \frac{4}{9} \frac{\sum_i (f_{q_i}(x) + f_{\bar{q}_i}(x))}{f_g(x)}} \quad (5.4)$$

A razão $\frac{R_{SD/ND}^{JJ}(x)}{R_{SD/ND}^{J/\Psi}(x)}$ é integrada em x . Usando a fração difrativa encontrada na equação (5.1), e a obtida da análise de J/Ψ difrativo no Experimento DØ[152], obtém-se

$$\frac{R_{SD/ND}^{JJ}(x)}{R_{SD/ND}^{J/\Psi}(x)} = [1.20 \pm 0.17(stats)_{-0.14}^{+0.15}(syst)]\% \quad (5.5)$$

onde os ambos os erros, estatístico e sistemático, foram obtidos pela soma em quadratura dos erros da análise apresentada nessa dissertação e da análise de J/Ψ difrativo no Experimento DØ.

Supondo que $R_{SD/ND}(x)$ não apresenta dependência¹ em ξ_p^{cells} , é possível calcular a fração de glúons no pomeron, $F_g^D \equiv f_g^D / (f_g^D + \sum_i (f_{q_i}^D(x) + f_{\bar{q}_i}^D(x)))$.

Para tal, deve-se extrair a fração $\sum_i (f_{q_i}^D(x) + f_{\bar{q}_i}^D(x)) / f_g(x)$ para Q^2 e x fixos em $Q^2 = 930 \text{ GeV}^2$ e $x = \xi_p^{jets} = 0.04$, fazendo uso do conjunto de PDF H1 2000[153]:

$$r^{ND} \equiv \frac{\sum_i (f_{q_i}^D(x) + f_{\bar{q}_i}^D(x))}{f_g(x)} = 0.61$$

Utilizando a equação (5.4), se escreve a fração de glúons no pomeron em termos da razão entre as frações difrativas e r^{ND} . E F_g^D é determinada como sendo

$$F_g^D = 0.46 \pm 0.13(\text{stats})$$

onde o erro estatístico foi calculado como sendo

$$\sigma_F = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{R^{JJ}/R^{J/\Psi}}}{R^{JJ}/R^{J/\Psi}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{r^{ND}}}{r^{ND}}\right)^2},$$

e $\sigma_{R^{JJ}/R^{J/\Psi}}$ é o erro estatístico associado à razão das frações.

Esse resultado, embora não tenha o cálculo do erro sistemático, é comparável com resultados publicados da fração de glúons no pomeron a partir de uma análise de eventos difrativos com jatos no estado final[26, 25];

6. Para uma compreensão completa dos dados obtidos na análise apresentada nesta dissertação, é necessário o estudo mais detalhado dos erros sistemáticos;
7. Essa análise pode ser refeita, fazendo uso de um detetor de prótons dianteiros para a seleção de eventos de difração simples com jatos no estado final. Seja o *Forward Proton Detector*, FPD, no experimento DØ, ou o FP420 no LHC. O esqueleto da análise é o mesmo, mudando apenas a forma como os eventos difrativos são selecionados.

¹pode ser demonstrado pela obtenção da distribuição da razão $R_{SD/ND}^{JJ}(x)$ em função de ξ_p^{jets} em diferentes bins de ξ_p^{cells} , verificando-se que a sua forma não muda com ξ_p^{cells} .

Apêndice A

Carregamento de grandes volumes de dados no banco de dados do Monitor de Luminosidade no DØ

O banco de dados em *Oracle* do monitor de luminosidade no DØ, foi desenvolvido para armazenar a informação do detector e substituir o sistema de arquivos. O "esquema" do banco de dados pode ser visto na figura A.1.

O carregamento de grandes volumes de dados foi usado para os dados referentes aos anos de 2003, 2004 e 2005 e feito em duas etapas:

- geração de arquivos de dados no formato *ctl*¹;
- carregamento dos arquivos de dados no banco de dados, utilizando o SQL Loader.

A.1 Geração dos arquivos de dados

Os arquivos de dados são criados a partir de dicionários de python organizados em diretórios correspondentes a aproximadamente 10000 LBN. Cada dicionário contém a informação de um LBN.

O *ImDB.py*[154] é um *script* em python que gera os arquivos de dados a partir dos dicionários de python.

A geração dos arquivos de dados está dividida em duas etapas:

- geração dos arquivos correspondentes às tabelas "núcleo": LBNS, DELIVERED_LUMS, EXPOSED_LUMS, EXPOSED_FRACTIONS, LM_RATES, LBN_TRIGGERS, LBN_STREAMS;
- geração dos arquivos correspondentes às tabelas de *status* do sistema: tabelas STATUS_TO_*. Esse segundo passo é necessário devido ao fato de que para gerar os arquivos correspondentes às tabelas STATUS_TO_*, é necessário que as tabelas "núcleo" estejam carregadas *a priori*.

¹formato usado pelo programa SQL Loader, que faz grandes carregamentos de dados no banco de dados

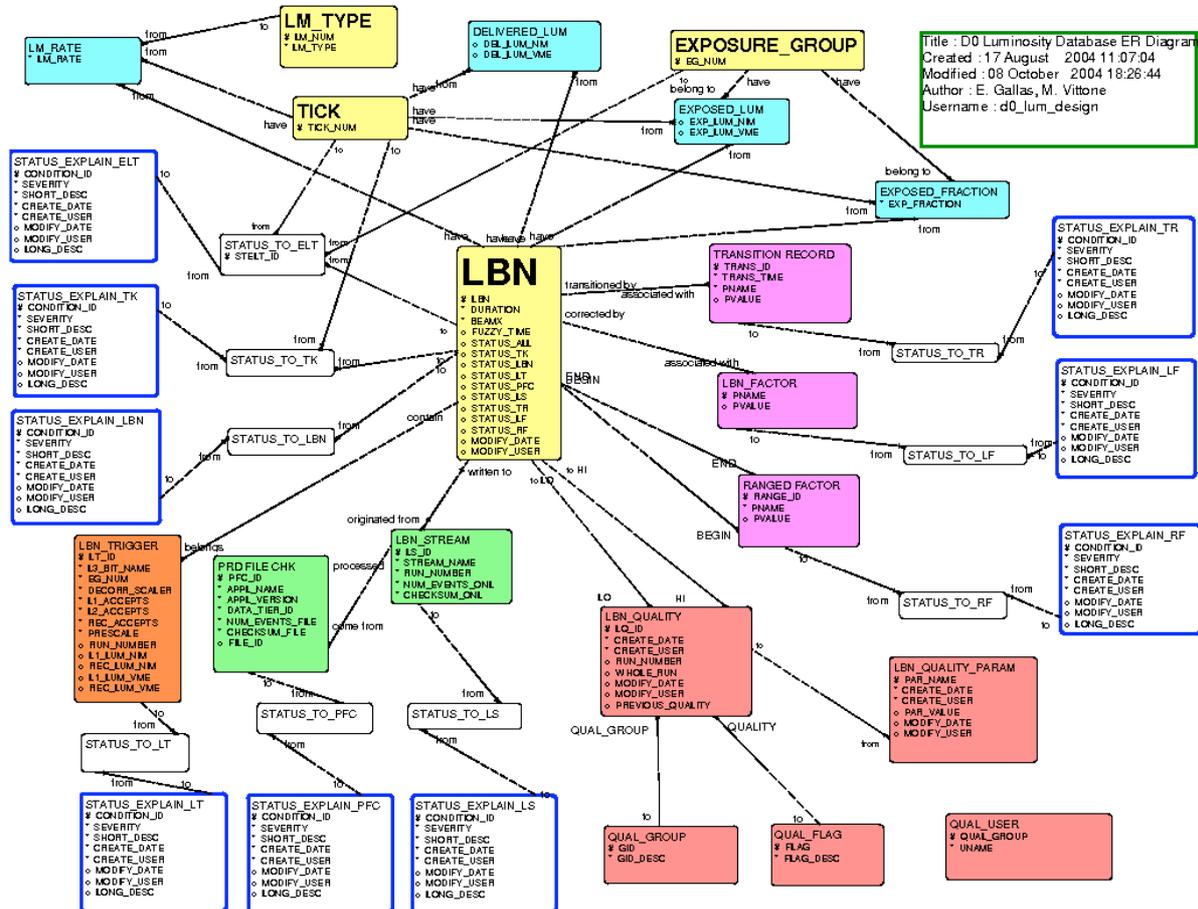


Figura A.1: Esquema do banco de dados do detector de luminosidade do DØ. A tabela principal do esquema, é a tabela que contém os números dos LBN. Todas as outras tabelas têm uma dependência com essa tabela.

A.1.1 Métodos de carregamento

A lista dos métodos contidos no `ImDB.py`[154] é:

- `createFile(self)`: método que cria os arquivos de dados;
- Para as tabelas núcleo:
 - `self.loadLBN()` -- produz os arquivos de dados para a tabela **LBNS**.
 - `self.ExpFracload()` -- produz os arquivos de dados para a tabela **EXPOSED_FRACTIONS**.
 - `self.Del_NIM()` -- produz os arquivos de dados para a tabela **DELIVERED_LUMS**.
 - `self.ExpLumload()` -- produz os arquivos de dados para a tabela **EXPOSED_LUMS**.

`self.Trigger()` -- produz os arquivos de dados para a tabela LBN_TRIGGERS.

`self.lmRateload()` -- produz os arquivos de dados para a tabela LM_RATES.

`self.Stream()` -- produz os arquivos de dados para a tabela LBN_STREAMS.

- Para as tabelas STATUS_TO_*:

`self.TickStatus()` -- produz os arquivos de dados com as marcas de *status* para a tabela STATUS_TO_TKS.

`self.ExpFracStatus()` -- produz os arquivos de dados com os valores padrão (ver seção A.2) relacionados com a tabela EXPOSED_FRACTIONS. Esses arquivos são carregados na tabela STATUS_TO_TKS.

`self.dlStatus()` -- produz os arquivos de dados com os valores padrão relacionados com a tabela DELIVERED_LUMS. Esses arquivos são carregados na tabela STATUS_TO_TKS.

`self.ExpLumStatus()` -- produz os arquivos de dados com as marcas de *status* para a tabela STATUS_TO_ELTS.

`self.TrigStatus()` -- produz os arquivos de dados com os valores padrão relacionados com a tabela LBN_TRIGGERS table. Esses arquivos são carregados na tabela STATUS_TO_LTS.

`self.TriggerStatus()` -- produz os arquivos de dados com as marcas de *status* para a tabela STATUS_TO_LTS.

`self.lmrStatus()` -- produz os arquivos de dados com os valores padrão relacionados com a tabela LM_RATES table. Esses arquivos são carregados na tabela STATUS_TO_TKS.

`self.StreamStatus()` -- produz os arquivos de dados com os valores padrão relacionados com a tabela LBN_STREAMS. Esses arquivos são carregados na tabela STATUS_TO_LS.

A.2 Valores Padrão

Quando acontece de não haver informação disponível nos dicionários em python para uma dada coluna de uma dada tabela, o *script* `lmDB.py`, atribui um valor padrão àquela coluna.

A tabela A.1 mostra os valores padrão para cada tabela do banco de dados.

TABLE NAME	TABLE COLUMN	DEFAULT VALUE
LBNS	LBN	9999
	DURATION	-1
	BEAMX	0
EXPOSED_LUMS	EXP_LUM_NIM	-44
	EXP_LUM_VME	-45
DELIVERED_LUMS	DEL_LUM_NIM	-66
	DEL_LUM_VME	-67
EXPOSED_FRACTIONS	EXP_FRACTION	-55
LM_RATES	LM_RATE	-8
LBN_TRIGGERS	EG_NUM	8
	DECORR_SCALER	-3
	L1_ACCEPTS	-4
	L2_ACCEPTS	-5
	PRESCALE	-6
	RUN_NUMBER	-7
	L1_LUM_NIM	-9
	L1_LUM_VME	-19
	REC_LUM_NIM	-8
	REC_LUM_VME	-18
	REC_ACCEPTS	-10
	RUN_NUMBER	0
	NUM_EVENTS_ONL	-1

Tabela A.1: Valores padrão para cada colna de cada tabela.

A.3 Carregamento dos arquivos de dados

Uma vez que os arquivos de dados foram criados, existe um outro script em python que faz o carregamento dos arquivos de SQL Loader no banco de dados.

O LoadDBcore.py carrega os arquivos de dados das tabelas núcleo e o LoadDBstatus.py carrega os arquivos de dados nas tabelas de *status*.

O LoadDBcore.py (assim como o LoadDBstatus.py) tem basicamente dois métodos, um para conectar com o banco de dados e efetivar o carregamento de grandes volumes de dados, e o outro para mandar *email* informando o *status* do carregamento.

Com isso, as tabelas em uso do banco de dados são carregadas em grandes volumes, com exceção da tabela PRD_FILE_CHKS, que é carregada com o script em python prd_load.py[155].

Apêndice B

O alinhamento do espectrômetro de dipolo do detector de prótons dianteiros do DØ

O método utilizado para o alinhamento do espectrômetro de dipolo do FPD é descrito nesse capítulo. É feita distinção entre alinhamento relativo e dinâmico do espectrômetro e é mostrado como o alinhamento pode ser usado para análise de dados com o FPD.

B.1 O espectrômetro de dipolos

O espectrômetro de dipolos localiza-se no lado do antipróton espalhado, atrás dos magnetos de dipolo do feixe, a uma distância de 58m do IP para D1I, e 59m para D2I. O ímã dipolar curva o feixe para que este mantenha sua trajetória circular no complexo acelerador.

Devido ao fato de terem perdido energia na interação difrativa, os antiprótons espalhados têm energia menor do que os prótons do feixe que está se aproximando do ponto de interação. Por essa razão, o ímã dipolar separa os prótons do feixe que está se aproximando do IP, dos antiprótons espalhados difrativamente (figura B.1).

Os hits que caem dentro da banda dos antiprótons espalhados (que chamaremos de banda de sinal daqui por diante), são classificados como *prototracks*, possíveis traços de um antipróton espalhado difrativamente. Esses *prototracks* são usados como entrada para o programa de reconstrução[108, 109], que usa a matriz de transporte do feixe para propagar o sinal através de magnetos do feixe, regiões de arrasto e separadores, e retorna como saída as variáveis difrativas ξ e t dos *prototracks* reconstruídos que se mantiveram dentro do tubo do feixe durante toda a sua trajetória.

B.1.1 Aceptância dos detectores de dipolo

Foi concluído de estudos anteriores[156] que a região de maior aceptância para os detectores do espectrômetro de dipolo é a de altos valores de ξ e baixos valores de t .

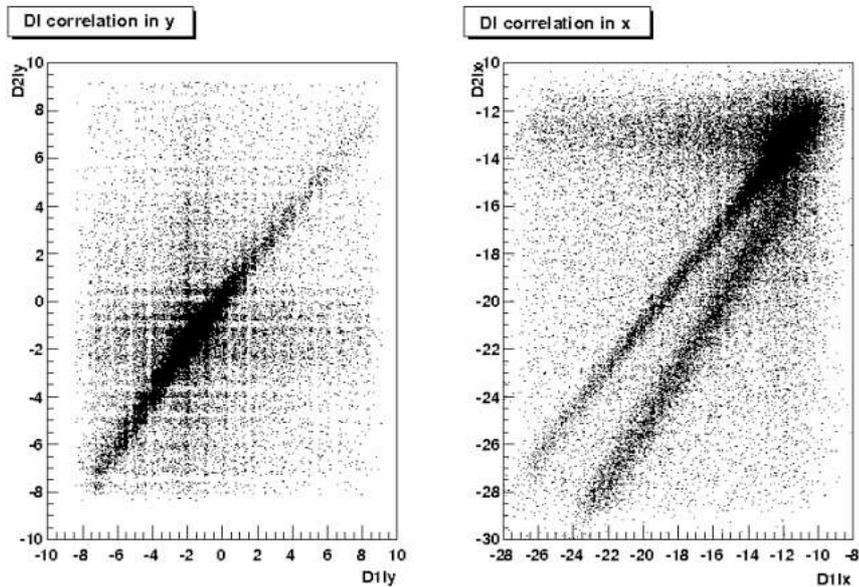


Figura B.1: Correlação das coordenadas dos hits, x (distribuição da direita) e y (distribuição da esquerda), no espectrômetro de dipolo. O eixo X dos gráficos acima, representa a coordenada correspondente dos hits em $D1l$ e o eixo Y representa a coordenada correspondente dos hits em $D2l$. Pode-se ver como essas variáveis estão relacionadas e como o ímã dipolar faz a separação entre os prótons do feixe que estão se aproximando do IP e os antiprótons espalhados difrativamente. Como os antiprótons têm menos energia, a correlação desses é deslocada para menores valores em $D2l$. No gráfico de correlação da variável x dos hits, a banda superior representa o "halo" do próton e a banda inferior é devida aos antiprótons espalhados difrativamente. Chamamos essa banda inferior de banda de sinal.

B.2 Alinhamento relativo

Ao observar-se as correlações de hits e mapas de hits do Monte Carlo difrativo e compará-los com os dados (figura B.2), nota-se que existe um deslocamento pronunciado entre as distribuições, o que é uma indicação de desalinhamento relativo. Outra tal indicação é que não é possível reconstruir ξ e t para os prototracks desalinhados.

O primeiro passo do alinhamento relativo é analisar as distribuições de x e y e compará-las com as distribuições correspondentes do Monte Carlo[109] (figura B.3).

Estudando-se as distribuições da figura B.3, nota-se que as distribuições de hits têm aproximadamente a mesma forma, apesar de haver um deslocamento entre dados e Monte Carlo. Isso permite que essas distribuições sejam alinhadas por comparação entre cada distribuição e determinando o valor do deslocamento como sendo a diferença entre os valores médios de cada distribuição de dados e Monte Carlo.

Uma vez que o valor do deslocamento foi determinado (tabela B.1), é aplicado às coordenadas dos hits dos dados. As correlações e mapas de hits são obtidos com o valor do deslocamento aplicado e se espera que as distribuições estejam de acordo. Os gráficos com os valores de deslocamento aplicados, podem ser vistos na figura B.4.

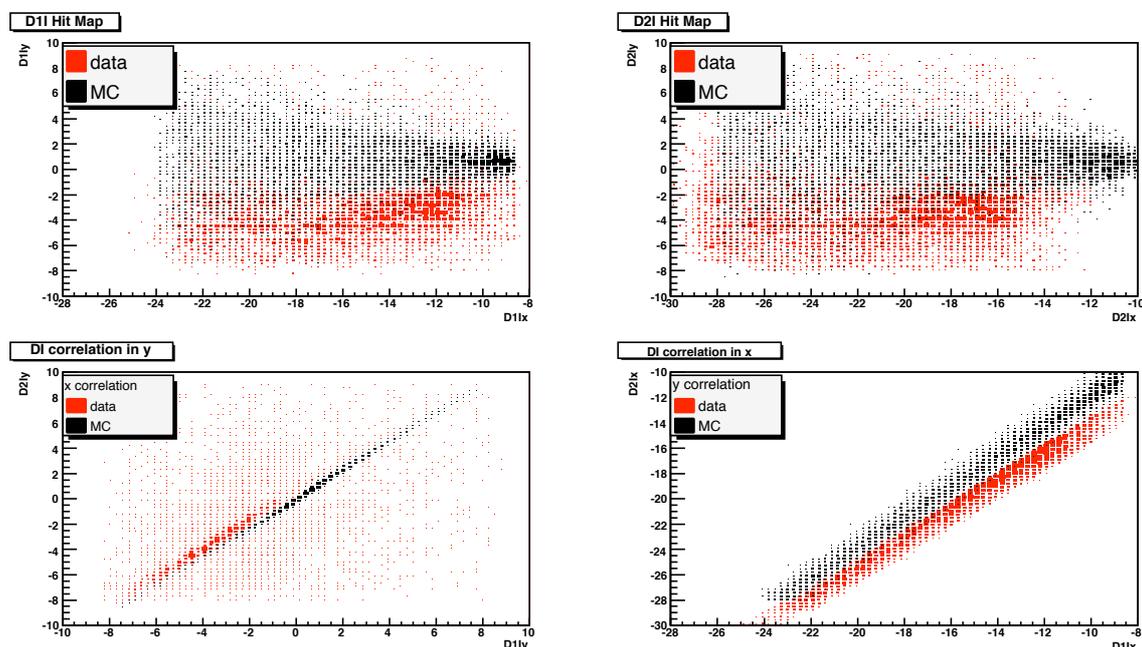


Figura B.2: Comparação de correlações de hits e mapas de hits entre dados e Monte Carlo. Existe claramente um deslocamento entre as distribuições. O gráfico na parte superior esquerda é o mapa de hits para D11, e na parte superior à direita se encontra o mapa de hits de D21. Na parte inferior à esquerda, vê-se a correlação em y para dados e Monte Carlo, e na parte inferior à direita, vê-se a correlação em x. Todos os gráficos são apenas para a banda de sinal.

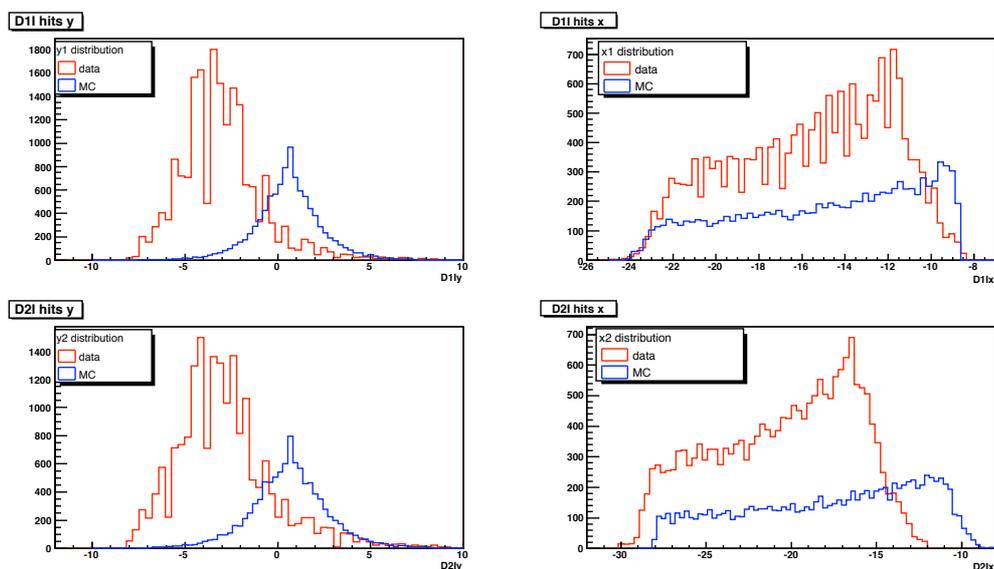


Figura B.3: Comparação entre as coordenadas dos hits de dados e Monte Carlo. As distribuições têm aproximadamente a mesma forma, mas apresentam um deslocamento claro entre elas.

	$\Delta x(mm)$	$\Delta y(mm)$
D1I	-1.15	+3.8487
D2I	-3.18	+3.6963

Tabela B.1: Valores de desalinhamento. Diferença entre as coordenadas dos hits de dados e Monte Carlo.

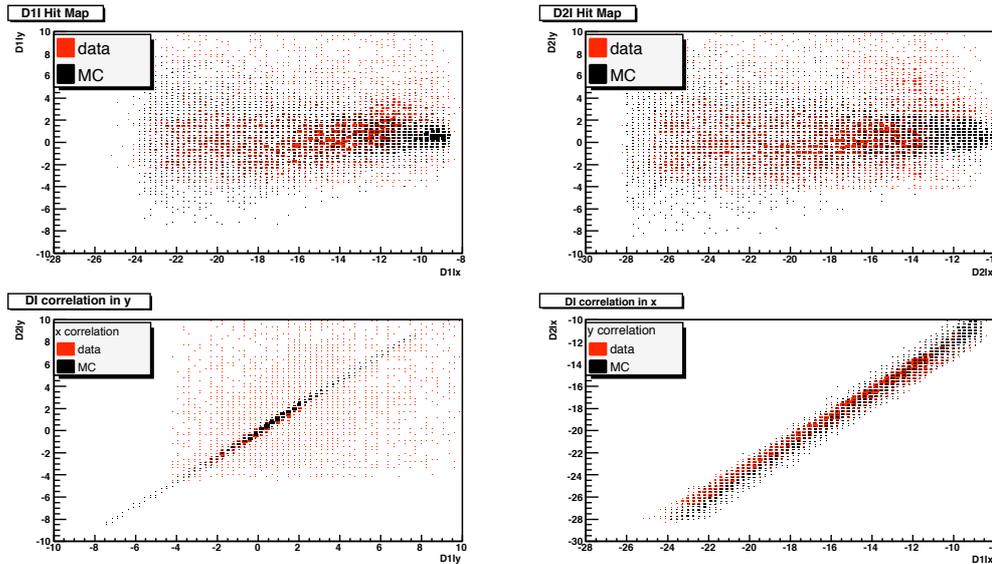


Figura B.4: Comparação entre as correlações e mapas de hits entre dados e Monte Carlo com o deslocamento de alinhamento aplicado. As duas distribuições concordam entre si.

Com as correções do alinhamento relativo aplicadas, as distribuições de ξ e t são obtidas. Nesse ponto, as distribuições de ξ e t devem ser reconstruídas, se a hipótese de desalinhamento relativo estiver correta. De acordo com as distribuições da figura B.5, nota-se que não somente há ξ e t reconstruídos, como seus valores caem na região de aceitação esperada, além de observar-se uma clara separação entre partículas de sinal e de ruído. A distribuição em ξ da banda de sinal está concentrada em valores mais altos de ξ , assim como a distribuição de t está mais concentrada na região de baixos valores de t . Para as partículas do "halo", é o cenário reverso que se apresenta, onde as respectivas distribuições se acumulam na região de baixo ξ e alto t .

A figura B.6 mostra as distribuições de ξ e t de prototracks relativamente alinhados, comparadas com Monte Carlo. As formas têm uma boa concordância qualitativa.

B.3 Alinhamento dinâmico

Uma vez que o alinhamento relativo foi feito, o próximo passo é o alinhamento com respeito ao feixe, i.e., como corrigir as posições dos Roman Pots, para levar em consideração as incertezas na posição do feixe.

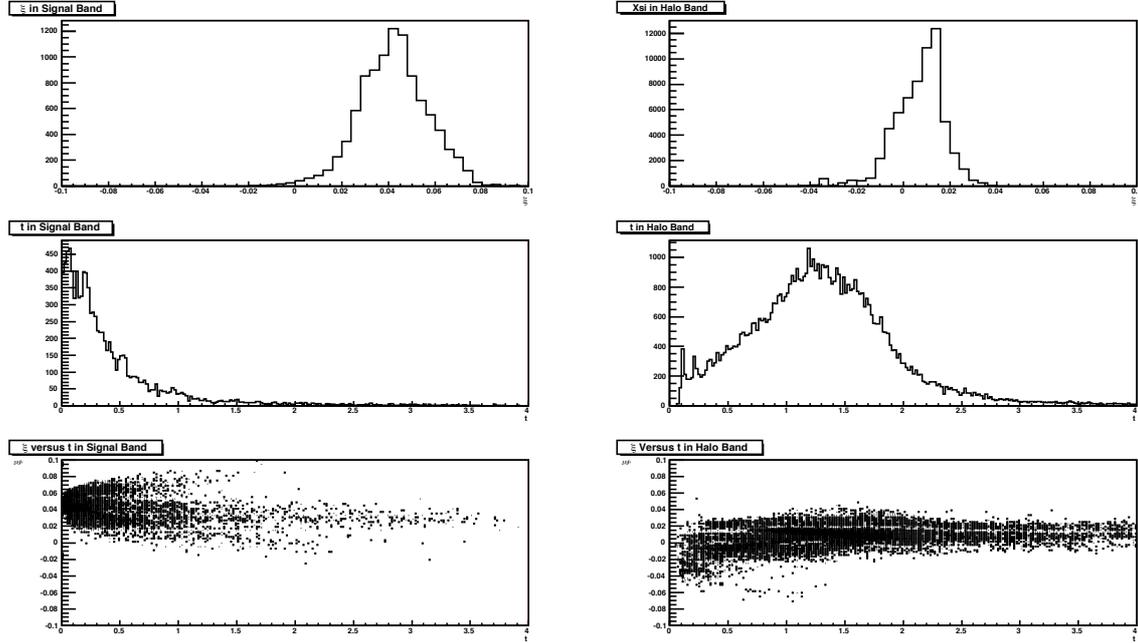


Figura B.5: *Distribuições das variáveis difrativas ξ e t separadas para sinal e halo. Os gráficos da parte superior mostram as distribuições de ξ para o sinal (à esquerda) e ruído (à direita). Os gráficos do meio são as distribuições de t para sinal (esquerda) e ruído (direita) e os gráficos da parte inferior representam as distribuições de ξ vs. t . Vê-se claramente que as distribuições são distintas para partículas de sinal e de halo. As partículas de sinal se encontram na região de aceitação do detector, enquanto as distribuições correspondentes ao halo, se concentram em uma região de alto t e baixo ξ .*

O alinhamento com respeito ao feixe, ou alinhamento dinâmico, é feito utilizando-se do método do CDF[157], que consiste em assumir uma distribuição conhecida para t e otimizá-la. Os Roman Pots são alinhados maximizando-se a distribuição de $|d\sigma/dt|$ para $t = 0$.

Para encontrar os deslocamentos com respeito ao feixe, a distribuição em t é obtida para diferentes deslocamentos aplicados à coordenada x dos hits do espectrômetro de dipolo¹ (x_{D11} e x_{D21}). E o deslocamento que resultar na distribuição que melhor se ajusta a uma exponencial (em termos de χ^2 , figura B.7) é determinado como sendo o deslocamento a ser aplicado, já que sabe-se que a seção de choque diferencial tem a forma:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-bt} \quad (\text{B.1})$$

A figura B.8 mostra a comparação entre três valores candidatos a deslocamento. Olhando-se mais de perto (figura B.9), vê-se que o deslocamento que maximiza a distribuição de dN/dt em $t \approx 0$ é $\Delta x = 1mm$.

A figura B.10 mostra as comparações entre os dados dinamicamente alinhados - deslocamentos aplicados às coordenadas x dos hits no dipolo, após alinhamento relativo - Monte

¹note que para o alinhamento dinâmico, as correções devem ser determinadas para as mesmas posições dos pots. Aqui, foi feito para posições correspondentes à tablea VERDE dos dados de 2004.

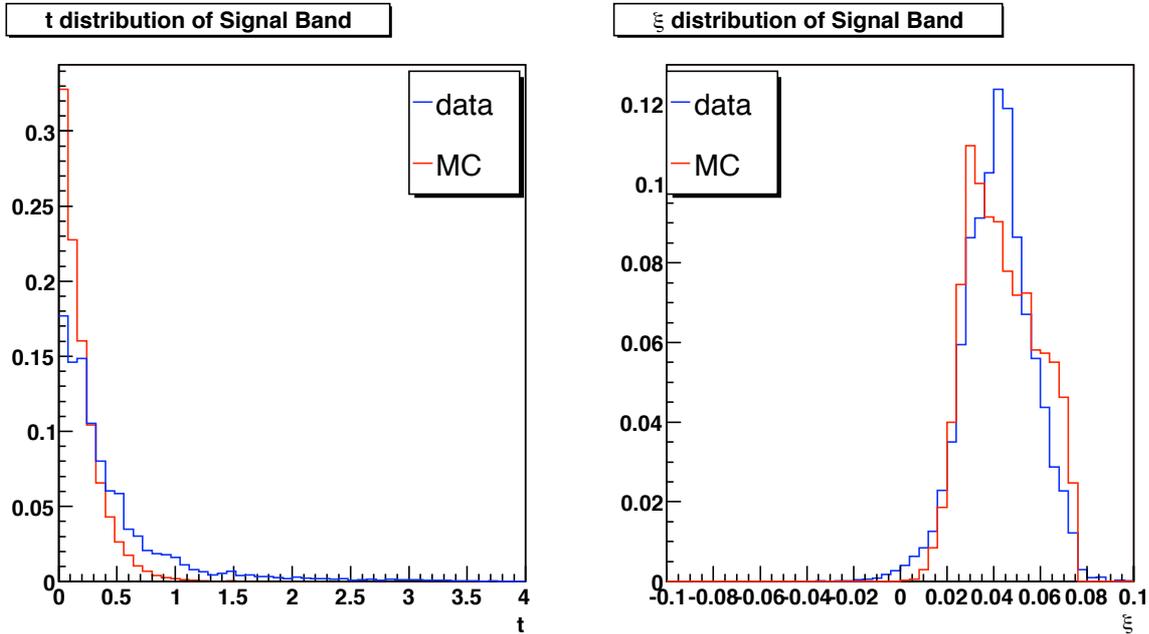


Figura B.6: Distribuições das variáveis ξ e t para prototracks com alinhamento relativo, comparados com Monte Carlo. As distribuições têm uma boa concordância qualitativa.

Carlo e dados relativamente alinhados. As distribuições têm uma boa concordância qualitativa, embora o alinhamento dinâmico seja uma correção de segunda ordem.

O método de alinhamento relativo e como ele afeta a análise de dados, foi descrito. Antes do alinhamento relativo ter sido aplicado, não havia prototracks reconstruídos, e depois da aplicação do alinhamento relativo, os prototracks reconstruídos se separam muito bem entre sinal e ruído, além de se encontrarem na região de aceitação do detector. A tabela B.2 resume os valores dos deslocamentos a serem aplicados e os números de eventos correspondentes antes e depois do alinhamento relativo. Conclui-se portanto, que o alinhamento relativo é uma ferramenta essencial para a análise de dados.

	before alignment	after alignment
# of events	zero	9872
	$\Delta x(mm)$	$\Delta y(mm)$
D1I	-1.15	+3.8487
D2I	-3.18	+3.6963

Tabela B.2: Valores de desalinhamento. Número de prototracks reconstruídos antes de depois do alinhamento relativo. Diferença entre as coordenadas de hits de dados e Monte Carlo.

Uma vez que o alinhamento relativo foi executado, pode-se usar o alinhamento dinâmico do CDF para correções de segunda ordem. A correção é então aplicada à coordenada x de cada hit de cada detector do espectrômetro de dipolo.

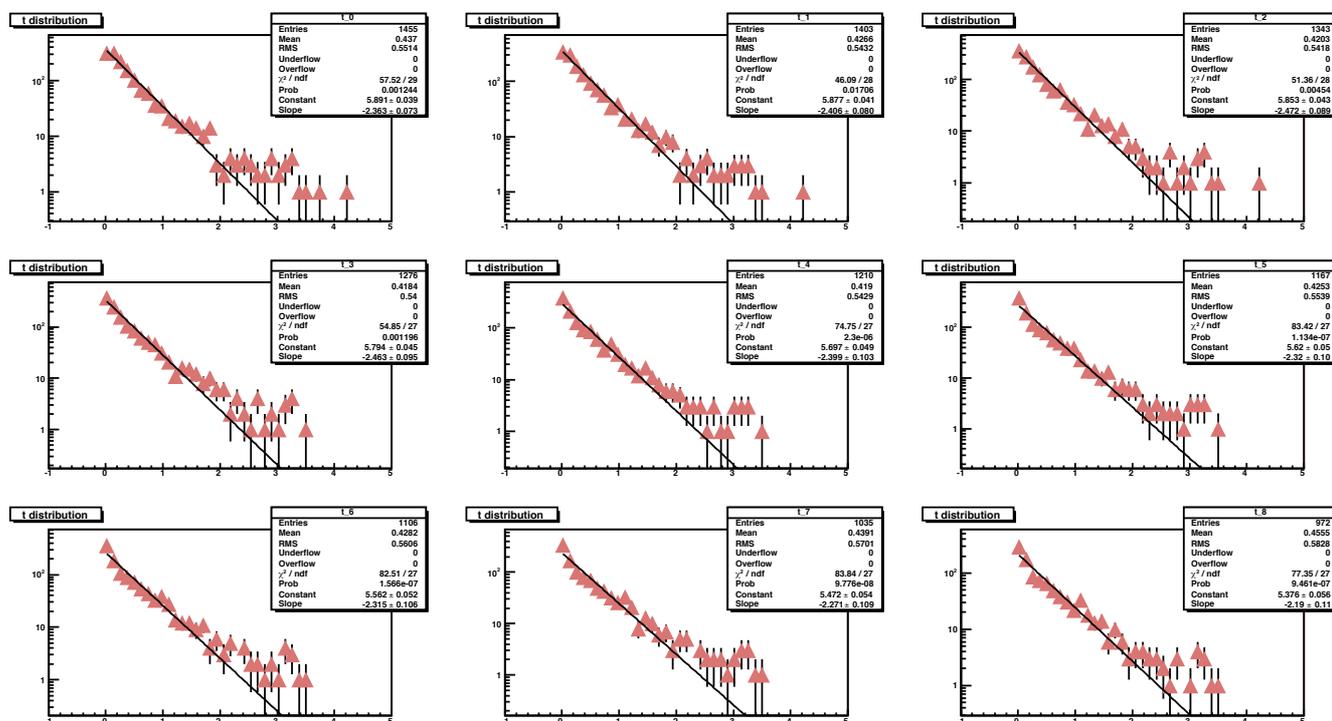


Figura B.7: Distribuições de t para diferentes deslocamentos aplicados às coordenadas x dos hits que atingiram o espectrômetro de dipolo.

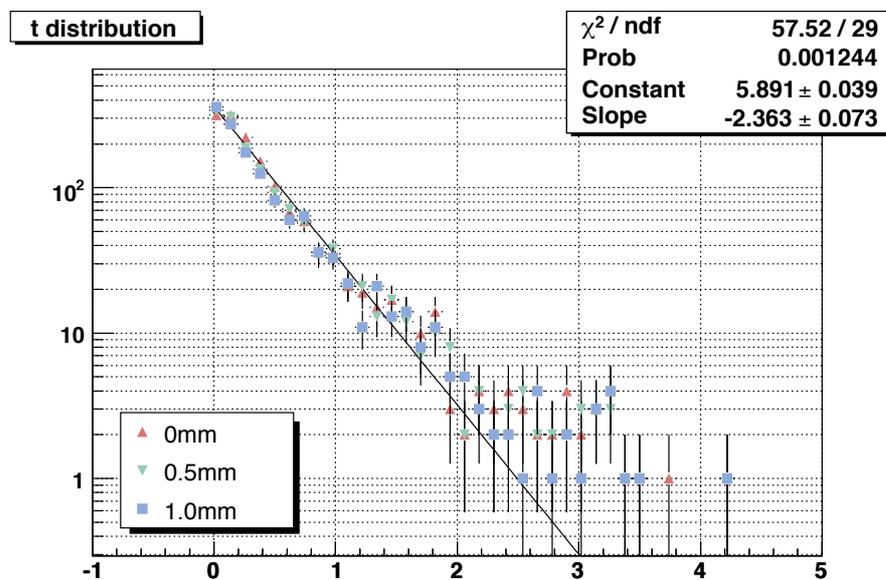


Figura B.8: Distribuições selecionadas de t para diferentes deslocamentos aplicados às coordenadas x dos hits que atingiram o espectrômetro de dipolo.

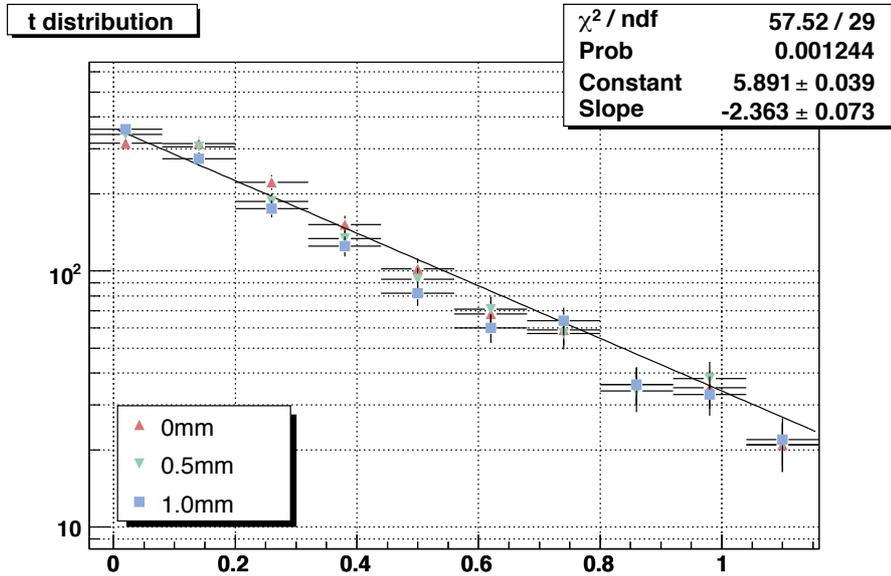


Figura B.9: Zoom nas distribuições selecionadas de t para determinar o deslocamento a ser aplicado às coordenadas dos hits do espectrômetro de dipolo.

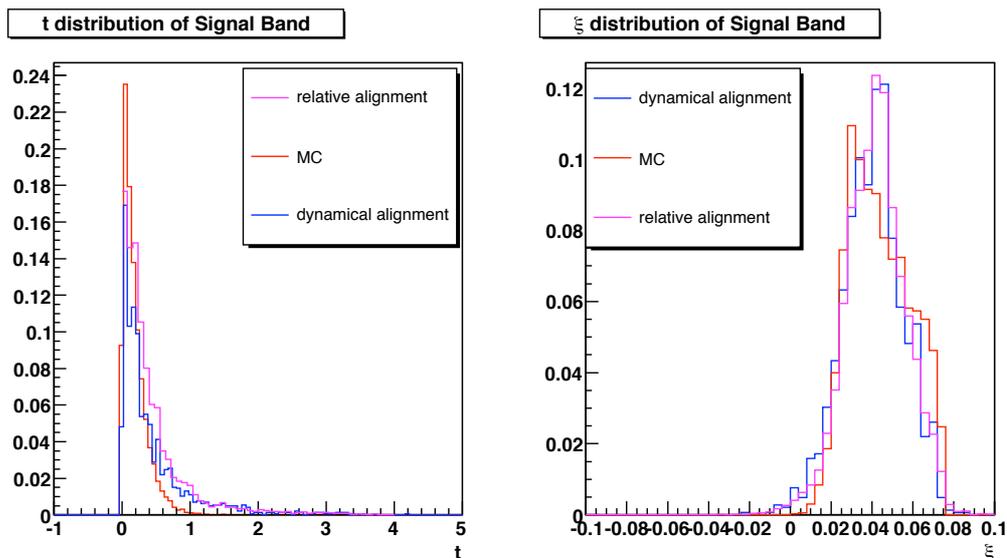


Figura B.10: Comparação entre prototracks dinamicamente alinhados, relativamente alinhados e Monte Carlo. No gráfico da esquerda, a distribuição de t , no da direita, a distribuição de ξ .

Apêndice C

O método de χ^2

O método de χ^2 é aplicado para fazer a comparação entre duas distribuições. Quanto mais próximo o valor de χ^2 calculado é de 1, melhor a concordância entre as distribuições.

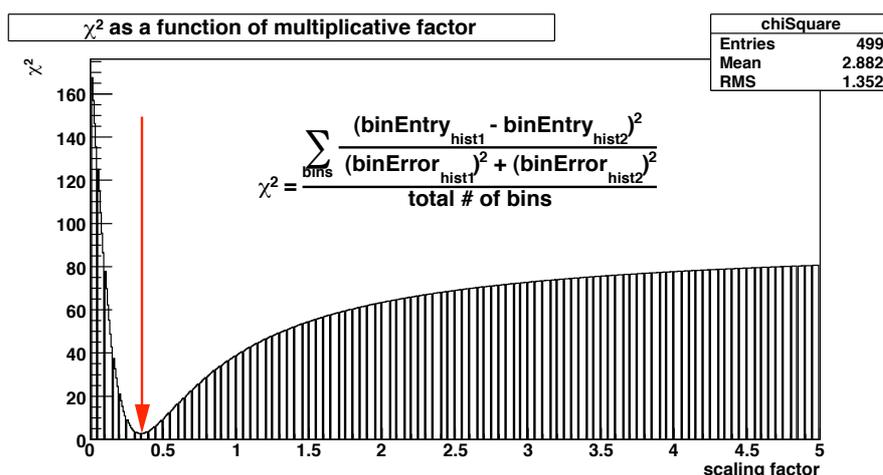


Figura C.1: χ^2 como função do fator multiplicativo a ser aplicado nas distribuições de Monte Carlo.

Para fazer uso do método de χ^2 , foi calculado o seu valor individual para cada bin de duas distribuições, feita a soma dos valores obtidos em todos os bins e dividido pelo número total de bins:

$$\chi^2 = \sum_{i=bin} \frac{(hist1_i^{Entry} - hist2_i^{Entry})^2}{(hist1_i^{Error})^2 + (hist2_i^{Error})^2} / (n^\circ \text{ total de bins}),$$

onde $hist1_i^{Entry}$ ($hist2_i^{Entry}$) é número de entradas no bin i do histograma 1(2) e $hist1_i^{Error}$ ($hist2_i^{Error}$) é o valor do erro estatístico calculado para o bin i do histograma 1(2).

χ^2 foi calculado para a mesma distribuição multiplicada por um fator variando de 0.01 a 5.00, em incrementos de 0.01. O fator multiplicativo que resultou no valor de χ^2 mais próximo de 1, foi utilizado em todas as distribuições do Monte Carlo difrativo, como um fator extra de normalização.

Os valores de χ^2 como uma função do fator multiplicativo podem ser vistos na figura C.1 e a função de cálculo de χ^2 está mostrada no final deste capítulo.

```
double getChiSquared(TH1F* h1, TH1F* h2){
    double chisq = 0;
    int firstBin = 1;
    int lastBin = h1->GetXaxis()->GetNbins();

    int df = lastBin;

    double binEntry1;
    double binError1;
    double binEntry2;
    double binError2;
    int temp;
    for (Int_t iBin = firstBin; iBin <= lastBin; iBin++){
        binEntry1 = h1->GetBinContent(iBin);
        binError1 = h1->GetBinError(iBin);
        binEntry2 = h2->GetBinContent(iBin);
        binError2 = h2->GetBinError(iBin);

        if (binEntry1 == 0 && binEntry2 == 0){
            --df; //no data means one less degree of freedom
        } else {
            temp = binEntry1 - binEntry2;
            chisq += temp*temp / (binError1 * binError1 + binError2*binError2);
        }
    }
    return chisq / df;
}
```

Apêndice D

Cálculo do Erro Estatístico da fração difrativa

Calculou-se o erro estatístico da fração difrativa da seção 4.9 da seguinte maneira.
Considere a fração $R = SD/ND$:

$$R = \frac{SD}{ND} \pm \sigma_{SD/ND} \quad (D.1)$$

Calcula-se o erro relativo estatístico da fração R , como sendo:

$$\frac{\sigma_R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{SD}}{SD}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{ND}}{ND}\right)^2}, \quad (D.2)$$

onde:

$$SD = SD_{uncorr} * \epsilon_{ND}^{VTX} * purity_{SD}, \quad (D.3)$$

e

$$ND = ND_{uncorr} * \epsilon_{SD}^{VTX} * purity_{ND} * \epsilon_{gap}, \quad (D.4)$$

e $\sigma_{SD(ND)}$ foram calculados como:

$$\frac{\sigma_{SD}}{SD} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{SD_{uncorr}}}{SD_{uncorr}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\epsilon_{ND}^{VTX}}}{\epsilon_{ND}^{VTX}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{purity_{SD}}}{purity_{SD}}\right)^2} \quad (D.5)$$

e

$$\frac{\sigma_{ND}}{ND} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{ND_{uncorr}}}{ND_{uncorr}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\epsilon_{SD}^{VTX}}}{\epsilon_{SD}^{VTX}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{purity_{ND}}}{purity_{ND}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\epsilon_{gap\ accept}}}{\epsilon_{gap}}\right)^2} \quad (D.6)$$

onde $\sigma_{SD(ND)_{uncorr}}$ é o erro estatístico para o número total de eventos SD não corrigido, $\sigma_{\epsilon_{ND(SD)}^{VTX}}$ é o erro estatístico da eficiência de vértice primário, $\sigma_{purity_{SD(ND)}}$ é o erro estatístico da pureza da amostra de SD(ND) e $\sigma_{gap\ accept}$ é o erro estatístico calculado para a aceitância de vão de rapidez, ϵ_{gap} .

Referências Bibliográficas

- [1] http://www-visualmedia.fnal.gov/VMS_Site_2/gallery/graphicArts.shtml.
- [2] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/public/plots_v7.1/.
- [3] S. Protopopescu, S. Baffioni, and E. Nagy. Thumbnail: a compact data format, 2002. DØ Note 3979.
- [4] S. Choi. Detector hits in the thumbnail a.k.a. TMB++, 2004. DØ Note 4362.
- [5] E. Busato, F. Deliot, R. Hauser, J. Stark, R. Stroehmer, P. Verdier, and M. Verzocchi. d0correct v8, 2004. DØ Note 4646.
- [6] A. D. Martin, M. G. Ryskin, and G. Watt. Diffractive parton distributions from H1 data. *Phys. Lett.*, **B644**:131–135, 2007. hep-ph/0609273.
- [7] A. Aktas et al. Measurement and QCD analysis of the diffractive deep-inelastic scattering cross section at HERA. *Eur. Phys. J. C*, **48**:715–748, 2006. *H1 Collaboration*, hep-ex/0606004.
- [8] M.L. Good and W.D Walker. *Phys. Rev.*, **120**:1857, 1960.
- [9] *TOTEM Collaboration*. Totem cross section: Elastic scattering and diffraction dissociation at the LHC. *CERN-LHCC-97-49*, 1997.
- [10] G. F. P. Chew and S. C. Frautschi. *Phys. Rev. Lett.*, **7**:394, 1961.
- [11] V. N. Gribov. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **41**:667, 1961. [trans. Sov. Phys. JETP,**14**:978 (1962)].
- [12] Alberto F. S. Santoro. Duality and glueballs. CBPF-MO-002/83.
- [13] F. Caruso, C. O. Escobar, A. F. S. Santoro, and M. H. G. Souza. Glueballs in $\pi\text{-}p \rightarrow \phi\phi n$. *Phys. Rev.*, **D30**:69, 1984.
- [14] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. Sterman. *Factorization of Hard Processes in QCD, in Perturbative Quantum Chromodynamics*. World Scientific, Singapore, 1989.
- [15] John C. Collins, Davison E. Soper, and George Sterman. Factorization of Hard Processes in QCD. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 5:1–91, 1988. hep-ph/0409313.

- [16] <http://www.cern.ch>.
- [17] <http://adweb.desy.de/mpy/hera/>.
- [18] T. Ahmed et al. First measurement of the deep inelastic structure of proton diffraction. *Phys. Lett. B*, **348**:681–696, 1995. *H1 Collaboration*, hep-ex/9503005.
- [19] C. Adloff et al. Diffractive dijet production at HERA. *Eur. Phys. J. C*, **6**:421–436, 1999. *H1 Collaboration*, hep-ex/9808013.
- [20] C. Adloff et al. Diffractive jet production in deep-inelastic $e^+ p$ collisions at HERA. *Eur. Phys. J. C*, **20**:29–49, 2001. *H1 Collaboration*, hep-ex/0012051.
- [21] C. Adloff et al. Photoproduction with a leading proton at HERA. *Nucl. Phys. B*, **619**:3–21, 2001. *H1 Collaboration*, hep-ex/0106070.
- [22] S. Chekanov et al. Inclusive-jet and dijet cross sections in deep inelastic scattering at HERA. *Nucl. Phys. B*, **765**:1–30, 2007.
- [23] S. Chekanov et al. Diffractive photoproduction of $D^{*+/-}$ (2010) at HERA. 2007. *ZEUS Collaboration*, hep-ex/0703046.
- [24] J.D. Bjorken. *Phys. Rev. D*, **47**:101, 1993.
- [25] F. Abe et al. Measurement of diffractive dijet production at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, **79**:2636, *CDF Collaboration*, 1997.
- [26] B. Abbott et al. Hard single diffraction in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV. *Phys. Lett. B*, **531**:52–60, 2002. *DØ Collaboration*, hep-ex/9912061.
- [27] V. M. Abazov et al. Observation of diffractively produced W and Z bosons in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV. *Phys. Lett. B*, **574**:169–179, 2003. *DØ Collaboration*, hep-ex/0308032.
- [28] <http://www.fnal.gov>.
- [29] D. Acosta et al. Diffractive dijet production at $\sqrt{s} = 630$ and 1800 GeV at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, *CDF Collaboration*, 2002.
- [30] T. Affolder et al. Diffractive dijets with a leading antiproton in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, **84**:5043, *CDF Collaboration*, 2000.
- [31] John C. Collins. Factorization in hard diffraction. *J. Phys.*, **G 28**:1069–1078, 2002. hep-ph/0107252.
- [32] Roberto J. M. Covolan and M. S. Soares. Diffractive hadroproduction of dijets and W 's at the Tevatron collider and the pomeron structure function. *Phys. Rev. D*, **67**:017503, 2003. hep-ph/0212349.

- [33] John Collins and Jian-Wei Qiu. Factorization is violated in production of high-transverse-momentum particles in hadron hadron collisions. 2007.
- [34] I.Ya Pomeranchuk. *Sov. Phys. JETP*, **3**:306, 1956.
- [35] I.Ya Pomeranchuk. *Sov. Phys. JETP*, **7**:499, 1958.
- [36] M. Froissart. *Phys. Rev.*, **123**:1053, 1961.
- [37] A. Martin. *Phys. Rev.*, **129**:1432, 1963.
- [38] T. Regge. *Nuovo Cimento*, **14**:951, 1959.
- [39] T. Regge. *Nuovo Cimento*, **18**:947, 1960.
- [40] P.D.B. Collins. *An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics*. Cambridge University Press, 1977.
- [41] A.H. Mueller. *Phys. Rev. D*, **2**:2963, 1970.
- [42] A. Donnachie and P.V Landshoff. *Phys. Lett. B*, **191**:309, 1987.
- [43] A. Donnachie and P.V Landshoff. *Nucl. Phys. B*, **303**:634, 1988.
- [44] A. Donnachie and P.V Landshoff. *Nucl. Phys. B*, **311**:509, 1988/89.
- [45] V. Barone and E. Predazzi. *High-Energy Particle Diffraction*. Springer-Verlag, 2002.
- [46] F. Halzen and A. Martin. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. JOHN WILEY & SONS, 1984.
- [47] John C. Collins. What exactly is a parton density? *Acta Phys. Polon.*, **B34**:3103, 2003. hep-ph/0304122.
- [48] E. Levin. THE POMERON: YESTERDAY, TODAY and TOMORROW, 1995. hep-ph/9503399.
- [49] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, 1987.
- [50] R. P. Feynman. Photon-hadron interactions. *Reading*, p:282, 1972.
- [51] *UA8 Collaboration*. A. Brandt et. al. *Phys. Lett. B*, **297**:417, 1992.
- [52] *DØ Collaboration*. S. Abachi. et. al. *Phys. Rev. Lett.*, **76**:734, 1996.
- [53] *CDF Collaboration*. F. Abe et. al. *Phys. Rev. Lett.*, **74**:855, 1995.
- [54] John C. Collins. Light-cone variables, rapidity and all that. hep-ph/9705393.
- [55] U. Amaldi, M. Jacob, and G. Mathiae. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **26**:385, 1976.
- [56] E. Predazzi. *Riv. Nuovo Cim.*, **6**:217, 1976.

- [57] A. Donnachie and P.V Landshoff. *Phys. Lett. B*, **296**:227, 1992.
- [58] J.-R. Cudell, K. Kang, and S.K. Kim. *Phys. Lett. B*, **395**:311, 1997.
- [59] R. J. M. Covolan, J. Montanha, and K. Goulianos. A new determination of the soft pomeron intercept. *Phys. Lett. B*, **389**:176–180, 1996.
- [60] A. Donnachie and P. V. Landshoff. Total cross-sections. *Phys. Lett. B*, **296**:227–232, 1992. hep-ph/9209205.
- [61] R. Dolen, D. Horn, and C. Schmid. Finite energy sum rules and their application to pi n charge exchange. *Phys. Rev.*, **166**:1768–1781, 1968.
- [62] G. Cohen-Tannoudji, A. Santoro, and M. Souza. Duality and mass - slope correlation in diffractive dissociations. *Nucl. Phys.*, **B125**:445, 1977.
- [63] G. Veneziano. Construction of a crossing - symmetric, Regge behaved amplitude for linearly rising trajectories. *Nuovo. Cim.*, **A57**:190–197, 1968.
- [64] A. M. Endler, M. A. Rego Monteiro, A. Santoro, and M. Souza. Application of the three component dual deck model to the lambda k channel in p p reaction. *Z. Phys.*, **C7**:137–141, 1980.
- [65] F. Hayot, A. Morel, A. Santoro, and M. Souza. Deck model and mass slope correlations. *Lett. Nuovo Cim.*, **18**:185–188, 1977.
- [66] J. C. Anjos, D. Levy, and A. Santoro. A deck like model for the 'abc' production in p n \rightarrow d (pi pi)⁰ reaction. *Nuovo Cim.*, **A33**:23, 1976.
- [67] F.E. Low. *Phys. Rev. D*, **12**:163, 1975.
- [68] S. Nussinov. *Phys. Rev. Lett.*, **34**:1286, 1975.
- [69] P. V. Landshoff and O. Nachtmann. Vacuum structure and diffraction scattering. *Z. Phys.*, **C35**:405, 1987.
- [70] Yu. L. Dokshitzer. *Sov. Phys. JETP*, **46**:6451, 1977.
- [71] V. N. Gribov and L.N Lipatov. *Sov. J. Nucl. Phys.*, **15**:78, 1972.
- [72] G. Altarelli and G. Parisi. *Nucl. Phys. B*, **336**:26, 1977.
- [73] L. N. Lipatov. *Sov. J. Nucl. Phys.*, **23**:338, 1976.
- [74] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin. *Sov. Phys. JETP*, **45**:199, 1977.
- [75] I. I. Balitsky and L. N. Lipatov. *Sov. J. Nucl. Phys.*, **28**:822, 1978.
- [76] M. Ciafaloni. *Nucl. Phys. B*, **296**:49, 1988.
- [77] S. Catani, F. Fiorani, and G. Marchesini. *Nucl. Phys. B*, **336**:18, 1990.

- [78] S. Catani, F. Fiorani, and G. Marchesini. *Phys. Lett. B*, **234**:339, 1990.
- [79] G. Ingelman and P. E. Schlein. Jet structure in high mass diffractive scattering. *Phys. Lett. B*, **152**:256, 1985.
- [80] A. Aktas et al. Tests of QCD factorisation in the diffractive production of dijets in deep-inelastic scattering and photoproduction at HERA. *H1 Collaboration*, 2007. hep-ex/0703022.
- [81] A. Edin, G. Ingelman, and J. Rathsman. Soft color interactions as the origin of rapidity gaps in DIS. *Phys. Lett. B*, **366**:371–378, 1996.
- [82] A. Edin, G. Ingelman, and J. Rathsman. Unified description of rapidity gaps and energy flows in DIS final states. *Z. Phys. C*, **75**:57–70, 1997.
- [83] Bo Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand. Parton fragmentation and string dynamics. *Phys. Rept.*, **97**:31, 1983.
- [84] R. Enberg, G. Ingelman, and N. Timneanu. Soft color interactions and diffractive hard scattering at the Tevatron. *Phys. Rev. D*, **64**:114015, 2001. hep-ph/0106246.
- [85] A. Edin, G. Ingelman, and J. Rathsman. Soft colour exchanges and the hadronic final state. 1999. hep-ph/9912539.
- [86] G. Ingelman, A. Edin, R. Enberg, J. Rathsman, and N. Timneanu. Rapidity gaps from colour string topologies. *Nucl. Phys. Proc. Suppl. B*, **79**:386, 1999. hep-ph/9912535.
- [87] Oscar J. P. Eboli, E. M. Gregores, and F. Halzen. Color evaporation induced rapidity gaps. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **99A**:257–264, 2001.
- [88] Oscar J. P. Eboli, E. M. Gregores, and F. Halzen. Are two gluons the QCD pomeron? *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **71**:349–357, 1999. hep-ph/9708283.
- [89] J.D. Bjorken. *Int. J. Mod. Phys. A*, **7**:4189, 1992.
- [90] E. Gotsman, E. Levin, U. Maor, E. Naftali, and A. Prygarin. Survival probability of large rapidity gaps. 2005. hep-ph/0511060.
- [91] A. B. Kaidalov, Valery A. Khoze, Alan D. Martin, and M. G. Ryskin. Probabilities of rapidity gaps in high energy interactions. *Eur. Phys. J. C*, **21**:521–529, 2001. hep-ph/0105145.
- [92] <http://www-cdf.fnal.gov>.
- [93] <http://www-d0.fnal.gov>.
- [94] http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html.
- [95] *DØ Collaboration*. V.M. Abazov. et. al. *Nucl. Instr. and Methods A*, **565**:463, 2006. physics/0507191.

- [96] E. Kajfasz. DØ Silicon Microstrip Tracker for Run IIa. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **511**:16, 2003.
- [97] V.M. Abazov et al. The muon system of the RunII DØ detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **552**:372–398, 2005.
- [98] T. Andeen et al. The DØ Experiment’s Integrated Luminosity for Tevatron Run IIa, 2007. DØ Note 5398.
- [99] S.H. Ahn et al. DØ Luminosity in Run 2: Delivered, 2002. DØ Note 3970.
- [100] S.H. Ahn et al. DØ Luminosity in Run 2: Triggered, 2002. DØ Note 3971.
- [101] S.H. Ahn et al. DØ Luminosity in Run 2: Recorded, 2002. DØ Note 3972.
- [102] T. Andeen et al. The Upgraded Luminosity Detector Readout and Preliminary Effective Inelastic Cross-section., 2005. DØ Note 4904.
- [103] E. Gallas, 2006. DØ Note 4915.
- [104] http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/packages/lm_access/devel/doc/.
- [105] D. Edmunds et al. Level 1 Trigger OR’s with Pseudo AND/OR Terms, 1999. DØ Note 3683.
- [106] A. Brandt et al. A forward proton detector at DØ. FERMILAB-PUB-97-377.
- [107] G. A. Alves et al. Forward Proton ID Certification I: Elastic Process and Standalone DAQ, 2002. DØ Note 4054.
- [108] J. Barreto and A. Drozdhin. Reconstructing Track Trajectories for the FPD, 2000. DØ Note 3788.
- [109] C. Martins, J. Barreto, and V. Oguri. The C++ Reconstruction Code. unpublished. modified by J. Molina.
- [110] G. Alves, J. Barreto, and M. Rangel. Forward Proton Tracking at dØ, 2006. DØ Note 5222.
- [111] <http://d0br1.lafex.cbpf.br/%7Emario/FPD/FPDTL1.htm>.
- [112] <http://alpha1.lafex.cbpf.br/~wagner/l1equations.html>.
- [113] H. Malbouisson. The dØ Forward Proton Detector (FPD) dipole spectrometer alignment, 2006. DØ Note 5167.
- [114] E. Busato and B. Andrieu. Jet Algorithms in the DØ RunII Software: Description and User’s Guide, 2004. DØ Note 4457.
- [115] G. C. Blazey *et. al.* Proc. in the QCD and Weak Boson Physics in RunII Workshop, Batavia, 1999. hep-ex/0005012.

- [116] J-L. Agram and C. Royon. Extension of the measurement of the inclusive jet p_T cross section at high rapidity, 2004. DØ Note 4395.
- [117] A. Harel and R. Wagner. Improved L1 Confirmation, 2005. DØ Note 4932.
- [118] A. Harel. Jet ID Optimization, 2005. DØ Note 4919.
- [119] J-L. Agram et al. Jet Energy Scale at DØ RunII, 2005. DØ Note 4720.
- [120] S. Trincaz-Duvoid and P. Verdier. Missing ET Reconstruction in p17, 2004. DØ Note 4474.
- [121] A. Khanov. HTF: histogramming method for finding tracks. The algorithm description., 2000. DØ Note 3778.
- [122] H. Greenlee. The DØ Kalman Track Fit, 2003. DØ Note 4303.
- [123] G. Borissov. Ordering a Chaos or...Technical Details o AA Tracking. www-d0.fnal.gov/global_tracking/talks/20030228/talk-adm-030228.ps, 2003.
- [124] A. Garcia-Bellido, S. Lager, F. Rizatdinova, A. Schwartzman, and G. Watts. Primary vertex certification in p14, 2004. DØ Note 3778.
- [125] A. Schwartzman and M. Narain. Probabilistic Primary Vertex Selection, 2002. DØ Note 4042.
- [126] Y. Fisyak and J. Womersley. D0gstar D0 GEANT Simulation of the Total Apparatus Response, 1997. DØ Note 3191.
- [127] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, and G. Barrand et. al. "GEANT4 - a simulation toolkit". *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res.* **A**, **506**(3):250–303, 2003.
- [128] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, and G. Barrand et. al. "Geant4 developments and applications". *Nucl. Science, IEEE Transactions on*, **53**(1):270–278, 2006.
- [129] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0sim.html>.
- [130] <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/caf/>.
- [131] <http://root.cern.ch>.
- [132] <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/caf/docs/Tutorial-Vancouver.pdf>.
- [133] Brian E. Cox and Jeffrey R. Forshaw. Pomwig: Herwig for diffractive interactions. *Comput. Phys. Commun.*, **144**:104–110, 2002.

- [134] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. Pythia 6.4 physics and manual. *JHEP*, **05**:026, 2006.
- [135] http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/development/jes_tools/.
- [136] http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/development/caf_mc_util.
- [137] http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/working_group/data_format/caf/.
- [138] J-R Vlimant, U. Bassler, G. Bernardi, and S. Trincaz-Duvoid. Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression, 2003. DØ Note 4146.
- [139] G. Bernardi, E. Busato, and J-R Vlimant. Improvements from the T42 Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction, 2004. DØ Note 4335.
- [140] G. Bernardi, B. Olivier, B. Knuteson, and M. Strovink. NADA: A New Event by Event Hot Cell Killer, 1999. DØ Note 3687.
- [141] G. Bernardi and S. Trincaz-Duvoid. Improvement of the NADA Algorithm: Hot Cell Killing in DØ Run II Data, 2003. DØ Note 4146.
- [142] A. Kupco, C. Royon, and M. Voutilainen. Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV, 2006. DØ Note 5087.
- [143] B. Andrieu, A. Harel, H. Nogima, M. Rangel, and M Voutilainen. Measuring Reconstruction*Jet-ID efficiencies using the tag and probe method in p17, 2006. DØ Note 5250.
- [144] A. Harel, H. Nogima, M. Rangel, and M Voutilainen. Combined JetID efficiency for p17, 2006. DØ Note 5218.
- [145] H. Nakada. Measurement of the Diffractive Structure Function of the Antiproton in 1.8-TeV ppbar Collisions. CDF/THESIS/JET/PUBLIC/5589, 2001. Ph.D. Thesis, University of Tsukuba.
- [146] K. Hatakeyama. Measurement of the Diffractive Structure Function of the Antiproton in Proton-Antiproton Collisions. CDF/THESIS/JET/PUBLIC/6652, 2003. Ph.D. Thesis, The Rockefeller University.
- [147] R. K. Ellis, W. James Stirling, and B. R. Webber. QCD and collider physics. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.*, 8:1–435, 1996.
- [148] <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html>.
- [149] C. Adloff et al. Deep-inelastic inclusive e p scattering at low x and a determination of $\alpha(s)$. *Eur. Phys. J.*, C21:33–61, 2001.
- [150] J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, **07**:012, 2002. hep-ph/0201195.

- [151] A. Aktas et al. Diffractive deep-inelastic scattering with a leading proton at hera. *Eur. Phys. J.*, **C48**:749–766, 2006. hep-ex/0606003.
- [152] A.C.S. Assis Jesus. Produção Difrativa de J/ψ no Experimento DØ. Tese de Doutorado, 2007.
- [153] http://www-h1.desy.de/psfiles/figures/d03-038_fit.h1pdf2000-msbar-dislo/h1pdf2000.html.
- [154] http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/packages/lm_server/devel/py/lmDB.py.
- [155] http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/packages/lm_db/devel/py/prd_load.py.
- [156] J. Barreto and J. Montanha. Acceptance Studies for the FPD, 2000. DØ Note 3790.
- [157] hep-ex/0606024.