

# TESE DE DOUTORADO

Análise da Produção de Quarks  $b$  em Colisões  $p\bar{p}$   
a  $1.8\text{TeV}$  no Experimento DØ

**Andre Sznajder**

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, 1998

# RESUMO

Este trabalho apresenta duas medidas que exploram diferentes aspectos da produção do quark  $b$  em colisões  $p\bar{p}$ , a uma energia de  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ . A primeira é uma nova e independente medida da seção de choque de produção de quarks  $b$  no intervalo de rapidez  $|y^b| < 1.0$ . A segunda medida, que é um resultado inédito, corresponde à seção de choque diferencial de jatos contendo o quark  $b$ , onde os jatos são limitados ao intervalo de pseudo-rapidez  $|\eta^J| < 1.0$ . Esta tem a vantagem de ser função de uma grandeza diretamente medida pelo detetor, a energia transversa dos jatos, em oposição ao momento transverso dos quarks que não é passível de observação direta.

Ambas as medidas se mostram acima de suas respectivas previsões teóricas de QCD em  $O(\alpha_s^3)$  por um fator de dois, o que vem a corroborar medidas anteriores da produção de quarks  $b$ .

# ABSTRACT

This work presents two measurements which cover different aspects of the  $b$  quark production in  $p\bar{p}$  collisions at an energy of  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ . The first one is a new and independent measurement of the  $b$  quark production cross section within the rapidity range  $|y^b| < 1.0$ . The second measurement, which is a new result, corresponds to the differential jet cross section for jets containing a  $b$  quark, where the jets are constrained to the pseudo-rapidity range  $|\eta^J| < 1.0$ . The latter has the advantage of being a function of a quantity that is directly measured by the detector, as opposed to the quark transverse momentum that is not accessible to the detector.

Both measurements are higher than their respective QCD theoretical predictions to  $O(\alpha_s^3)$  by a factor of two, which is in agreement with previous measurements of the  $b$  quark production.

# AGRADECIMENTOS

Agradeço a meu orientador Arthur K.A.Maciel por seu suporte intelectual, incentivo e dedicação durante toda minha formação profissional e especialmente durante os últimos quatro anos que culminam com esta tese de doutorado.

Agradeço a Alberto Santoro pela oportunidade de trabalhar no experimento DØ e pelo seu apoio e empenho no desenvolvimento da Física de Altas Energias no Brasil.

Agradeço a João Torres, Jussara Miranda, Wagner Carvalho, Guilherme Lima, Ignacio Bediaga e Vitor Oguri pela amizade, apoio e inúmeras discussões de física.

Agradeço aos colegas da colaboração DØ em especial a Huehn Thorsten, Cecilia Gerber, Daniel Elvira, Adam Lion, Brad Abbott e David Vittitoe.

Também agradeço ao pessoal do Lafex e CBPF como um todo pelo apoio durante os anos do doutorado.

Faço um agradecimento especial a minha esposa Lilian Sznajder por seu suporte, incentivo, compreensão e amor durante o longo e árduo trajeto que compreende a formação de um Físico.

Por último agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro que possibilitou a realização deste trabalho.

# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>xii</b>
<b>2</b>	<b>Fundamentos Teóricos</b>	<b>1</b>
2.1	O Modelo Padrão . . . . .	1
2.2	A Produção de Quarks $b$ . . . . .	4
2.2.1	A Constante de Acoplamento da QCD . . . . .	5
2.2.2	A Seção de Choque Partônica . . . . .	8
2.2.3	A Função de Distribuição de Partons . . . . .	12
2.3	Predições Teóricas para a Produção de $b$ . . . . .	13
<b>3</b>	<b>O Aparato Experimental</b>	<b>18</b>
3.1	O Tevatron . . . . .	18
3.2	O Experimento DØ . . . . .	21
3.2.1	O Sistema de Detecção de Múons . . . . .	23
3.2.2	O Calorímetro . . . . .	30
3.2.3	O Detetor Central de Trajetórias . . . . .	34
3.3	Os Sistemas de <i>Trigger</i> e Aquisição de Dados . . . . .	37
3.3.1	O Nível Zero do Sistema de <i>Trigger</i> . . . . .	38

3.3.2	O Nível 1 do Sistema de <i>Trigger</i> . . . . .	38
3.3.3	O Nível 2 do Sistema de <i>Trigger</i> . . . . .	40
3.3.4	O <i>Trigger</i> de Múon -Jato . . . . .	42
3.3.5	A Determinação da Luminosidade do <i>Trigger</i> . . . . .	43
<b>4</b>	<b>A Reconstrução de Eventos</b>	<b>45</b>
4.1	A Reconstrução do Vértice de Interação . . . . .	45
4.2	A Reconstrução dos Múons . . . . .	46
4.3	A Reconstrução dos Jatos . . . . .	48
<b>5</b>	<b>A Simulação dos Dados</b>	<b>52</b>
5.1	O Gerador de Eventos . . . . .	53
5.2	A Simulação do Detetor . . . . .	55
5.3	A Simulação do Sistema de <i>Trigger</i> . . . . .	57
5.4	As Amostras de Dados Simulados . . . . .	58
<b>6</b>	<b>A Seleção de Eventos</b>	<b>60</b>
6.1	A Seleção dos Jatos . . . . .	61
6.2	A Seleção dos Múons . . . . .	62
6.3	As Relações Múon -Jato . . . . .	67
6.4	A Amostra Final de Dados . . . . .	69
<b>7</b>	<b>As Eficiências</b>	<b>71</b>
7.1	As Eficiências dos Múons . . . . .	72

7.1.1	A Eficiência do <i>Trigger</i> de Múons . . . . .	73
7.1.2	A Eficiência de Reconstrução de Múons . . . . .	74
7.1.3	A Eficiência dos Critérios de Qualidade dos Múons . . . . .	76
7.1.4	A Eficiência Total de Detecção de Múons . . . . .	78
7.2	As Eficiências dos Jatos . . . . .	78
7.2.1	A Eficiência de Reconstrução de Jatos . . . . .	79
7.2.2	A Eficiência do <i>Trigger</i> de Jatos . . . . .	80
7.2.3	A Eficiência dos Cortes de Qualidade dos Jatos . . . . .	81
7.2.4	A Eficiência Total de Detecção de Jatos . . . . .	82
<b>8</b>	<b>A Deconvolução das Resoluções de Momento e de Energia</b>	<b>83</b>
8.1	A Deconvolução da Resolução de Momento dos Múons . . . . .	85
8.2	A Deconvolução da Resolução de Energia Transversa dos Jatos . . . . .	87
<b>9</b>	<b>A Seção de Choque de Quarks <math>b</math></b>	<b>93</b>
9.1	A Seção de Choque Inclusiva de Múons . . . . .	93
9.2	A Fração de Múons de Quarks $b$ . . . . .	97
9.3	A Seção de Choque de Quarks $b$ . . . . .	100
<b>10</b>	<b>A Seção de Choque de Jatos contendo Quarks <math>b</math></b>	<b>108</b>
10.1	A Seção de Choque Inclusiva de Jatos Contendo Múons . . . . .	109
10.2	A Aceitação do Sinal . . . . .	112
10.3	A Seção de Choque de Jatos $b$ . . . . .	115

11 Conclusões	118
A O Espectro de Múons de Alto Momento	124



# Lista de Figuras

2.1	A evolução da constante de acoplamento da QCD, $\alpha_S(Q)$ para $N_f = 5$ e $\Lambda_{QCD} = 200MeV$ . . . . .	7
2.2	Diagramas de Feynman para produção de quarks pesados em LO. (a) aniquilação de quarks.(b) fusão de gluons. . . . .	9
2.3	Diagramas de Feynman associados a produção de quarks pesados em NLO	11
2.4	Predição do MNR [13] para a seção de choque diferencial de quarks $b$ em NLO, utilizando a função de distribuição de partons MRSA'. . . . .	15
2.5	Predição teórica para a seção de choque diferencial de jatos contendo quarks $b$ em NLO [14], utilizando a função de distribuição de partons MRSA'. . .	17
3.1	Esquema do complexo de aceleradores do Fermilab. . . . .	19
3.2	O detetor DØ . . . . .	22
3.3	O sistema de múons do DØ . . . . .	24
3.4	A espessura do DØ em comprimentos de interação em função do ângulo polar . . . . .	25

3.5	O catodo da câmara de arraste proporcional e o gráfico da deposição de carga em função da posição . $Q_A$ representa a carga na região interna enquanto que $Q_B$ corresponde à carga depositada na região externa do catodo . . . . .	27
3.6	O calorímetro do $D\emptyset$ . . . . .	31
3.7	A célula do calorímetro . . . . .	33
3.8	O detetor central de trajetórias do $D\emptyset$ . . . . .	35
3.9	A câmara de arraste central . . . . .	36
6.1	As distribuições cinemáticas de energia transversa( $E_T$ ), pseudo-rapidez( $\eta$ ) e ângulo azimutal( $\phi$ ) dos jatos da amostra de dados. As linhas verticais correspondem aos cortes cinemáticos aplicados à amostra. . . . .	63
6.2	As Distribuições cinemáticas de momento transverso( $P_T$ ), pseudo-rapidez( $\eta$ ) e ângulo azimutal( $\phi$ ) dos múons da amostra de dados. As linhas verticais correspondem aos cortes cinemáticos aplicados à amostra. . . . .	66
6.3	As distribuições correspondentes as relações múon -jato de ângulo de separação $\Delta R$ , $P_T^{Rel}$ e $Z$ para eventos da amostra de dados. As linhas verticais correspondem aos cortes cinemáticos aplicados à amostra. . . . .	68
6.4	A distribuição do momento transverso medio $\langle P_T^{mu} \rangle$ em função da energia transversa $E_T^J$ do jato associado. . . . .	69

7.1	A eficiência do <i>trigger</i> de múons obtida do Monte Carlo. O gráfico tracejado corresponde à eficiência do nível L1 enquanto que a linha cheia corresponde à eficiência conjunta dos níveis L1 e L2 . . . . .	73
7.2	Comparação entre a eficiência de <i>trigger</i> para múons reconstruídos obtida a partir de eventos reais e de Monte Carlo. A linha tracejada corresponde ao Monte Carlo enquanto que a linha cheia corresponde aos dados. A razão entre as duas eficiências mostra que a discrepância é inferior a 6% para múons acima de $6\text{GeV}$ . . . . .	75
7.3	A distribuição de $\Delta R$ entre o múon gerado e a trajetória do múon reconstruído mais próximo. . . . .	76
7.4	A eficiência de reconstrução de múons . . . . .	77
7.5	A eficiência dos cortes de qualidade de múons . As incertezas correspondem somente aos erros estatísticos da amostra de Monte Carlo. . . . .	78
7.6	A eficiência de deteção de múons . As linhas tracejadas determinam a banda de incerteza da eficiência. . . . .	79
7.7	A eficiência de reconstrução de jatos . . . . .	80
7.8	A eficiência do <i>trigger</i> de jatos parametrizada em função do jato de maior energia transversa no evento. . . . .	81
7.9	A eficiência de deteção de jatos em função da energia transversa do jato mais energético do evento. . . . .	82

8.1	O impacto da resolução de momento sobre o espectro de múons em função do momento transverso. A distribuição medida corresponde à distribuição real perturbada pela resolução de momento do detetor. . . . .	84
8.2	A parametrização da resolução do momento dos múons no detetor $D\emptyset$ . . .	86
8.3	As parametrizações das distribuições $dN^+/d\bar{P}$ e $dN^\mu/dP$ e o fator de correção . . . . .	88
8.4	A parametrização da resolução de energia transversa dos jatos . . . . .	89
8.5	As parametrizações das distribuições do número de jatos em função da energia transversa medida ( $\bar{E}_T$ ) e real ( $E_T$ ) e o fator de correção para a energia transversa dos jatos. . . . .	92
9.1	A medida da seção de choque diferencial de produção inclusiva de múons não isolados, comparada com a previsão do Isajet. As diversas contribuições de processos específicos ao espectro inclusivo de múons também são apresentadas. As barras de erro correspondem aos erros estatístico e total. . . .	96
9.2	A distribuição de tempo do cintilador para uma amostra de múons contaminada por múons cósmicos. . . . .	97
9.3	A distribuição de tempo do cintilador para múons da amostra de dados, em diferentes intervalos de $P_T^\mu$ . . . . .	98
9.4	A distribuição de $P_T^{Rel}$ de múons provenientes do decaimento de hádrons contendo quarks $b$ , $c$ e píons e káons . . . . .	100
9.5	A fração de múons provenientes do decaimento de hádrons contendo quarks $b$ . . . . .	101

9.6	A seção de choque diferencial de múons provenientes do decaimento de hádrons contendo quarks $b$ , e sua previsão de acordo com o modelo Isajet.	102
9.7	Ilustração do fator de conversão entre as seções de choque de múons e de quarks. O histograma sombreado corresponde à seção de choque diferencial de quarks $b$ para quarks que geram múons dentro das condições cinemáticas da amostra. O outro histograma corresponde à seção de choque diferencial de quarks $b$ no intervalo de rapidez $ y  < 1.0$ .	104
9.8	A seção de choque de produção de quarks $b$ , e sua predição teórica(QCD) obtida com o programa MNR [13]. Os limites de incerteza teórica correspondem à variação da constante de renormalização de QCD no intervalo $\mu_o/2 < \mu < 2\mu_o$ .	106
10.1	A seção de choque diferencial de jatos contendo múons.	110
10.2	A fração de jatos contendo quarks $b$ em função da energia transversa dos jatos. Os limites de incerteza correspondem à variação da fração dentro de seus erros.	112
10.3	A seção de choque diferencial de jatos contendo quarks $b$ sem correções de aceitação do sinal.	113
10.4	O fator de aceitação para seção de choque de jatos contendo quarks $b$ .	114
10.5	A seção de choque diferencial de jatos contendo quarks $b$ e a predição teórica de QCD em NLO obtida com o programa FM [14]. As bandas de incerteza teórica correspondem à variação da escala de renormalização /fatorização no intervalo $\mu_o/2 < \mu < 2\mu_o$ .	116

11.1	As diversas medidas da seção de choque de produção de quarks $b$ obtidas pelo DØ [5]. . . . .	120
11.2	As diversas medidas da seção de choque de produção de quarks $b$ obtidas pelo CDF [6]. . . . .	121
11.3	A seção de choque diferencial de jatos contendo quarks $b$ e a predição teórica de QCD em NLO obtida com o programa FM [14]. As bandas de incerteza teórica correspondem à variação da escala de renormalização /fatorização no intervalo $\mu_o/2 < \mu < 2\mu_o$ . . . . .	122
A.1	O histograma do espectro inclusivo de múons não isolados. As barras de erro correspondem somente ao erro estatístico. . . . .	125
A.2	A distribuição do ângulo $\Delta R$ entre o múon e o jato para diversos intervalos de $P_T^\mu$ . . . . .	127
A.3	A distribuição da distância angular $\Delta\phi$ entre o múon e a energia perdida( <i>missing</i> $E_T$ ). A figura de cima apresenta eventos com múons até $P_T^\mu = 30GeV$ enquanto que a de baixo mostra múons acima de $P_T^\mu = 30GeV$ .129	129

# Lista de Tabelas

2.1	Propriedades físicas dos leptons. . . . .	2
2.2	Propriedades físicas dos quarks. . . . .	3
2.3	Propriedades dos bosons de gauge. . . . .	3
5.1	As amostras de dados simulados. . . . .	58
6.1	Cortes para seleção de jatos . . . . .	61
6.2	Cortes para seleção de múons . . . . .	64
7.1	Eficiência individual dos critérios de qualidade de múons . . . . .	77
9.1	Os valores da seção de choque de quarks $b$ e seus erros sistemático e estatístico. . . . .	105
10.1	Os valores da seção de choque de jatos contendo quarks $b$ e seus erros sistemático e estatístico. . . . .	117

# Capítulo 1

## Introdução

A física de partículas contemporânea tem como paradigma o Modelo Padrão, que reúne as teorias que fornecem a melhor descrição dos constituintes fundamentais da matéria e suas interações . O Modelo Padrão é formado por duas teorias de interações fundamentais, a teoria eletrofraca e a teoria das interações fortes(QCD). A teoria eletrofraca obteve enorme sucesso por descrever corretamente os dados observacionais coletados desde a última década, e principalmente na predição da existência dos bosons mediadores da interação eletrofraca, conhecidos como as partículas  $Z^0$  e  $W^\pm$ . A QCD apresenta maiores dificuldades teóricas para obtenção de previsões de resultados experimentais, porém ela também tem se mostrado em ótimo acordo com diversas observações . Um tal exemplo é o cálculo da seção de choque diferencial inclusiva de jatos hadrônicos em colisões  $p\bar{p}$  em função da energia transversa, que se mostra compatível com a observação sobre nove ordens de magnitude [1] .

O estudo da produção e decaimento de quarks pesados é um dos setores de maior interesse na física de partículas. Os quarks pesados fornecem um verdadeiro laboratório de testes para a teoria da interações fortes, uma vez que as escalas de energias envolvidas



em seus processos garantem o regime perturbativo da teoria. Além disto, a compreensão e quantificação dos mecanismos de produção de quarks *bottom* ( $b$ ) fornecem um apoio fundamental na procura de novas partículas. Isto se verificou na prática recentemente com a descoberta do quark *top* ( $t$ ) pelos experimentos DØ [2] e CDF [3]. O principal canal de decaimento do quark *top* é o quark  $b$ , tendo o conhecimento da produção e decaimento do quark  $b$  desempenhado um papel de grande relevância nesta descoberta. Um dos canais mais promissores para a procura da partícula de Higgs é o seu decaimento em um par  $b\bar{b}$ . Mais um aspecto importante do conhecimento da física do quark  $b$  é sua aplicação no planejamento de futuros experimentos como os do LHC e o melhoramento (*upgrade*) dos atuais experimentos.

O Tevatron, o colisor do FERMILAB, é o acelerador de partículas de maior energia na atualidade. Protons e antiprotons são acelerados até colidirem a uma energia de  $1.8TeV$  no centro de massa. Os produtos destas colisões são estudados em dois detetores conhecidos como DØ e CDF, que se situam em pontos opostos do anel colisor. Aceleradores de proton e antiproton de altas energias como o Tevatron, propiciam um ambiente único para o estudo da produção de quarks  $b$  devido a suas altas taxas de produção deste quark.

O experimento UA1 que funcionou no  $Spp\bar{p}S$ , colisor proton e anti-proton do CERN, foi o primeiro a medir a seção de choque de produção de quarks  $b$  [4], a uma energia de  $630GeV$  no centro de massa. Esta medida diz respeito à forma do espectro obtido. Entretanto, sua normalização se mostrou acima das predições teóricas por um fator de cerca de 1.5. Medidas subsequentes da seção de choque de quarks  $b$  pelos experimentos

DØ [5] e CDF [6], a uma energia de  $1.8\text{TeV}$ , também revelaram-se acima das previsões teóricas por um fator de aproximadamente 1.8. A primeira medida da produção de quarks  $b$  do DØ foi baseada no estudo de uma amostra inclusiva de muons, que são indicadores de decaimentos semileptônicos de quarks pesados.

O presente trabalho, realiza duas medidas que exploram diferentes aspectos da produção de quarks  $b$ . A primeira é uma nova e independente medida da seção de choque de quarks  $b$  a  $1.8\text{TeV}$ , utilizando uma amostra de eventos contendo muons associados a jatos hadrônicos. A presença do jato no evento permite a obtenção de uma amostra livre da contaminação por muons originados em raios cósmicos. Estes constituem a principal fonte de ruído na região de alto momento transversal. A presença do jato próximo ao muon também permite a redução de erros sistemáticos da medida por fazer menos uso de resultados provenientes de simulações. O uso de eventos com jatos introduz novas dificuldades na obtenção da medida da seção de choque e a solução destes problemas é uma das contribuições importantes deste trabalho.

A segunda medida, que é um resultado inédito, corresponde à seção de choque diferencial de jatos contendo quarks  $b$ . Usualmente os estudos da produção de quarks  $b$  tem sido diretamente relacionados às propriedades dos quarks, sem referência às propriedades do jato no qual o quark se encontra imerso. Desta forma, as previsões teóricas tem sido formuladas em termos do espectro de momento transversal dos quarks ao invés da energia transversal do jato que os contém. Entretanto diversas medidas de interesse podem ser expressas diretamente em termos da energia transversal dos jatos. A principal diferença entre estas duas perspectivas de se estudar a produção do quark  $b$  é que uma envolve o

momento do quark independentemente das propriedades do evento no qual o quark foi produzido, enquanto que a outra se interessa pela energia do jato que contém o quark, independentemente da fração de energia do jato associada ao quark.

A formulação envolvendo jatos tem a vantagem de utilizar uma grandeza diretamente medida pelo detetor, em oposição ao momento transverso dos quarks, que não é uma quantidade passível de observação direta. Em geral, o fato de uma medida ser resultado de uma observação direta estará associado a menores erros sistemáticos no resultado final. Ademais, independentemente de suas vantagens do ponto de vista experimental, a seção de choque de produção baseada na energia transversa do jato proporciona uma medida complementar àquela baseada na distribuição de momento transverso do quark.

No aspecto teórico a seção de choque de jatos contendo quarks  $b$  também apresenta algumas vantagens que lhe proporcionam uma predição mais precisa. Isto se deve a logaritmos do tipo  $\log(P_T/m)$ , associados à emissão de gluons colineares duros, que estão presentes em todas as ordens da expansão perturbativa que determina a distribuição do momento transverso ( $P_T$ ) do quark. Tais logaritmos tem de ser re-somados com o uso de técnicas de funções de fragmentação. Já as distribuições em função da energia transversa do jato não apresentam estes logaritmos colineares uma vez que não estamos interessados se a energia é totalmente carregada pelo quark ou se ela é repartida entre o quark e gluons colineares.

Esta tese se encontra subdividida em onze capítulos onde o segundo apresenta um sumário dos fundamentos teóricos relevantes ao trabalho. Em seguida, o capítulo 3 descreve o aparato experimental, apresentando com mais detalhes os subdetetores de maior

relevância para esta tese. Os capítulos 4 e 5 apresentam o programa de reconstrução de eventos e as diversas ferramentas utilizadas na obtenção da medida: o Monte Carlo, o simulador do detetor e o simulador do sistema de *trigger*. O capítulo 6 apresenta os critérios utilizados na seleção dos muons e jatos dos eventos da amostra de dados e comenta a pureza de sua composição final. Para remover da medida os efeitos devidos ao detetor, o capítulo 7 trata das ineficiências de detecção enquanto que o capítulo 8 corrige os efeitos das resoluções de momento e energia. Após estes capítulos que contém todo o ferramental necessário à obtenção das seções de choque, descrevemos nossas duas medidas nos capítulos 9 e 10. As conclusões e perspectivas são discutidas no capítulo 11 onde comparamos a seção de choque de quarks  $b$  a medidas anteriores e discutimos o futuro das medidas de produção de quarks e jatos  $b$ .

# Capítulo 2

## Fundamentos Teóricos

Neste capítulo introduzimos alguns dos fundamentos teóricos da física de partículas [7, 8, 9]. Inicialmente apresentamos um sumário do Modelo Padrão, que formaliza o conhecimento atual sobre as interações dos constituintes fundamentais da matéria. Em seguida descrevemos a aplicação da teoria das interações fortes, a QCD, na predição teórica de quantidades de interesse ao presente trabalho.

### 2.1 O Modelo Padrão

A física de partículas pode ser compreendida como o ramo de estudos dos constituintes fundamentais da matéria e suas interações. O paradigma da física de partículas contemporânea é o Modelo Padrão, que é formado pela coleção de teorias que melhor descrevem os dados observacionais disponíveis até a atualidade.

De acordo com o Modelo Padrão, toda porção de matéria é formada por um conjunto fundamental de 12 fermions de spin  $1/2$  e suas respectivas anti-partículas. Estes fermions se agrupam em 3 famílias de leptons e 3 famílias de quarks, segundo o seguinte esquema:

$$\begin{array}{l} \text{Leptons} \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \\ \\ \text{Quarks} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \end{array}$$

Dentre os quarks e leptons citados acima, somente as primeiras famílias se encontram presentes na matéria que normalmente nos circunda. Os átomos são formados por núcleos que são envolvidos por eletrons. Os núcleos dos átomos são formados por protons e neutrons, que por sua vez são constituídos por combinações de quarks dos tipos  $u$  e  $d$ . Manifestações das demais partículas fundamentais só podem ser observadas em laboratório, onde são produzidas através de colisões de partículas a altas energias, provocadas por aceleradores ou por raios cósmicos. Isso se deve ao fato de que estas outras partículas fundamentais são instáveis e decaem nas partículas da primeira família, que são mais leves e estáveis. As propriedades físicas dos fermions fundamentais são apresentadas nas tabelas 2.1 e 2.2.

lepton	carga elétrica	spin	massa	meia-vida	Interações		
					forte	fraca	eletromagnética
$\nu_e$	0e	1/2	$< 17 \times 10^{-6} MeV$	estável	não	sim	não
$e$	-1e	1/2	$0.5110 MeV$	estável	não	sim	sim
$\nu_\mu$	0e	1/2	$< 0.27 MeV$	estável	não	sim	não
$\mu$	-1e	1/2	$105.7 MeV$	$2.20 \times 10^{-6} s$	não	sim	sim
$\nu_\tau$	0e	1/2	$< 35 MeV$	estável	não	sim	não
$\tau$	-1e	1/2	$1784 MeV$	$3.03 \times 10^{-13} s$	não	sim	sim

Tabela 2.1: Propriedades físicas dos leptons.

Os quarks e leptons interagem entre si através de quatro tipos de força: forte, fraca, eletromagnética e gravitacional. De acordo com a teoria quântica de campos, estas interações são mediadas por outra classe de partículas, denominadas bosons de gauge,

quark	carga elétrica	spin	massa	meia-vida	Interações		
					forte	fraca	eletromagnética
<i>d</i>	-1/3e	1/2	$\sim 0.3\text{GeV}$	estável	sim	sim	sim
<i>u</i>	2/3e	1/2	$\sim 0.3\text{GeV}$	estável	sim	sim	sim
<i>s</i>	-1/3e	1/2	$\sim 0.5\text{GeV}$	$\sim 10^{-10}\text{s}$	sim	sim	sim
<i>c</i>	2/3e	1/2	$\sim 1.5\text{GeV}$	$\sim 10^{-12}\text{s}$	sim	sim	sim
<i>b</i>	-1/3e	1/2	$\sim 4.7\text{GeV}$	$\sim 10^{-12}\text{s}$	sim	sim	sim
<i>t</i>	2/3e	1/2	$\sim 174\text{GeV}$	?	sim	sim	sim

Tabela 2.2: Propriedades físicas dos quarks.

possuidoras de spin inteiro. As quatro interações fundamentais atuam sobre a matéria com diferentes intensidades, sendo estas caracterizadas pelo valor da constante de acoplamento da interação. A tabela 2.3 apresenta os parâmetros físicos dos mediadores das interações bem como valores típicos das constantes de acoplamento.

Interação	mediadores	spin	massa	constante de acoplamento
forte	gluon( <i>g</i> )	1	0	$\sim 0.1 - 1$
fraca	bosons vetoriais fracos ( <i>W</i> <sup>±</sup> , <i>Z</i> <sup>0</sup> )	1	80.2GeV	$\sim 1/30$ em energias de $\sim M_W$
		1	91.2GeV	
eletromagnética	photon( <i>γ</i> )	1	0	1/137
gravitacional	graviton( <i>g</i> )	2	0	$\sim 10^{-38}$

Tabela 2.3: Propriedades dos bosons de gauge.

As interações fundamentais são descritas por teorias de gauge, o que permite a construção do formalismo da teoria a partir do conhecimento do grupo de simetria da interação. Segundo o Modelo Padrão, as interações eletromagnética e fraca são, na realidade, ambas manifestações de uma mesma força, conhecida como interação eletrofraca. Esta interação unificadora, descrita pela teoria eletrofraca(QED), é a teoria de gauge corre-

spondente ao grupo de simetria  $U(1) \times SU(2)$ . A interação forte é descrita pela teoria da cromodinâmica quântica(QCD), que tem como grupo de simetrias de gauge o  $SU(3)$ . Atualmente ainda não existe uma teoria quântica da gravitação, pois esta apresenta dificuldades teóricas ainda não superadas. Entretanto, na escala de energia dos atuais experimentos, a interação gravitacional pode ser desprezada. Este fato pode ser verificado comparando-se o valor típico da constante de acoplamento gravitacional com o valor das demais constantes da tabela 2.3.

A teoria das interações fortes desempenha um papel central no presente trabalho, pois em colisões de hadrons a altas energias a produção de quarks pesados( $c, b, t$ ) se dá primariamente a partir da interação forte.

## 2.2 A Produção de Quarks $b$

As seções de choque iniciadas por espalhamentos proton-antiproton não podem ser obtidas diretamente de primeiros princípios, pois este espalhamento envolve interações não perturbativas que não sabemos calcular. Segundo o teorema da fatorização [10, 9], as seções de choque podem ser escritas como uma convolução de uma seção de choque partônica de curto alcance, parte perturbativa da interação, com funções de distribuição de partons que descrevem a estrutura dos hadrons incidentes e que contém a física não perturbativa. A equação 2.1 apresenta a expressão do teorema da fatorização para a seção de choque total de colisão dos hadrons  $H_A$  e  $H_B$ .

$$d\sigma^{H_A H_B} = \sum_{ij} \int dx_A dx_B d\hat{\sigma}(p_A, p_B, \mu_R, \mu_F) f_i^A(x_A, \mu_F) f_j^B(x_B, \mu_F) \quad (2.1)$$



, onde a grandeza  $x_A$  é a razão entre o momento( $p_A$ ) do parton que participou do espalhamento duro e o momento( $P_A$ ) do hadron que o contém. A grandeza  $x_B$  é definida de forma análoga, porém em relação ao hadron  $B$ . O termo  $f_i^A$  representa a função de distribuição de partons, que fornece a densidade de probabilidade de se encontrar um parton do tipo  $i$  dentro do hadron  $A$  com uma fração de momento  $x_A$ . Analogamente,  $f_i^B$  descreve a função de distribuição de partons dentro do hadron  $B$ . O termo  $d\hat{\sigma}(p_A, p_B, \mu_R, \mu_F)$  é a seção de choque partônica de curta distância correspondente ao processo fundamental  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}X$ . As escalas de energia  $\mu_R$  e  $\mu_F$  são conhecidas como escalas de renormalização e fatorização respectivamente. A fim de simplificar os cálculos é usual a escolha de um mesmo valor para ambas escalas ( $\mu = \mu_R = \mu_F$ ).

A seguir vamos descrever em mais detalhes a constante de acoplamento da QCD e os termos da expressão da seção de choque 2.1.

### 2.2.1 A Constante de Acoplamento da QCD

A chamada "constante" de acoplamento da QCD,  $\alpha_S$ , na realidade não possui um valor fixo, pois depende da quantidade de momento( $Q$ ) transferido na interação. A equação que determina a evolução de  $\alpha_S$  em função de  $Q$  [9] é dada por

$$\frac{\partial \alpha_S(Q)}{\partial \ln(Q^2)} = -b\alpha_S^2(Q)[1 + b'\alpha_S(Q) + O(\alpha_S^2)] = \beta(Q) \quad (2.2)$$

, onde os parametros  $b$  e  $b'$  são definidos a partir de

$$b = \frac{33 - 2N_f}{12\pi} \quad \text{e} \quad b' = \frac{153 - 19N_f}{2\pi(33 - 2N_f)} \quad (2.3)$$

$N_f$  corresponde ao número de sabores efetivos, onde um quark é considerado efetivo caso sua massa seja inferior a escala de energia do processo ( $m_q < Q$ ). Para fins práticos é

usual expressar a dependência de  $\alpha_S$  com o momento transferido  $Q$ , a partir da solução da equação diferencial 2.2, que em primeira aproximação é dada por

$$\alpha_S(Q) = \frac{\alpha_S(Q_o)}{1 + b\alpha_S(Q_o) \ln(Q^2/Q_o^2)} \quad (2.4)$$

A expressão 2.4 permite obter o valor de  $\alpha_S(Q)$  a partir de um valor de referência  $\alpha_S(Q_o)$ , que deve ser determinado experimentalmente. Ou seja, a QCD não é capaz de prever diretamente o valor de  $\alpha_S(Q)$ , ela somente nos fornece um meio de determinar a evolução de  $\alpha_S(Q)$ . Usualmente a expressão 2.4 é reformulada em termos do parâmetro  $\Lambda_{QCD}$ , assumindo a forma

$$\alpha_S(Q) = \frac{1}{b \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (2.5)$$

,onde o parâmetro  $\Lambda_{QCD}$  é uma quantidade independente de  $Q$ , definido por

$$\ln \Lambda_{QCD}^2 = \frac{1}{b\alpha(Q)} - \ln(Q^2) = \frac{1}{b\alpha(Q_o)} - \ln(Q_o^2) \quad (2.6)$$

A vantagem da forma 2.5 é que ela mostra diretamente a região em que  $\alpha_S$  se torna grande ( $> 1$ ), invalidando as expansões perturbativas. O valor de  $\Lambda_{QCD}$  medido experimentalmente é de aproximadamente  $200 MeV$ , o que permite concluir que as expansões perturbativas da QCD perdem a validade para processos envolvendo valores de  $Q$  inferiores a aproximadamente  $1 GeV$ , que corresponde à região de massa dos quarks leves ( $u, d, s$ ).

A figura 2.1 mostra a evolução de  $\alpha_S(Q)$  para  $\Lambda_{QCD} = 200 MeV$  e  $N_f = 5$ .

Uma das características peculiares da QCD é o fenômeno de confinamento, que impede que observemos quarks e gluons livres. O confinamento resulta da forma com que quarks e gluons interagem, pois a força entre estas entidades cresce com a distância. A origem

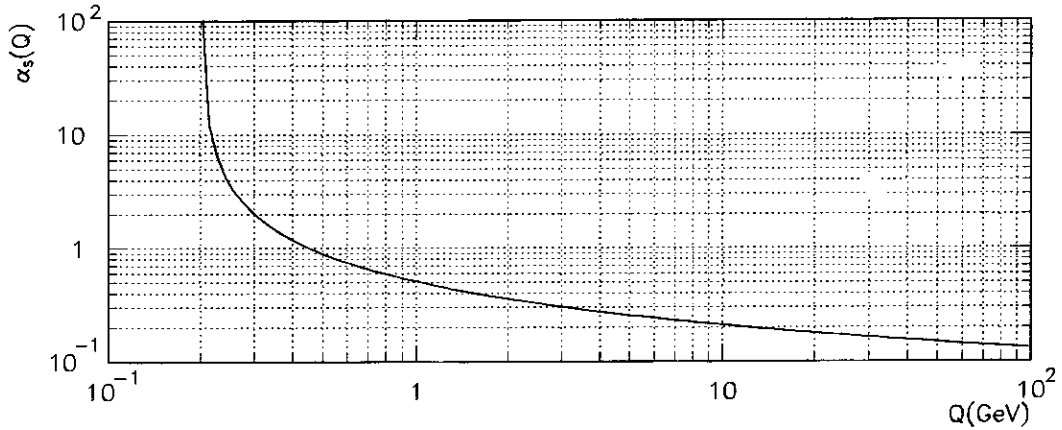


Figura 2.1: A evolução da constante de acoplamento da QCD,  $\alpha_s(Q)$  para  $N_f = 5$  e  $\Lambda_{QCD} = 200 MeV$ .

disto esta ligada à evolução de  $\alpha_s$ , que se torna muito grande para pequenos valores de  $Q$  (grandes distâncias). O confinamento impede a propagação de um quark ou gluon isolado sobre distâncias macroscópicas. As partículas formadas por quarks, genericamente denominadas de hadrons, são o resultado de um processo conhecido como hadronização. Ao se hadronizarem, os quarks geram estados ligados com carga forte total neutra que não sofrem ação da QCD sobre distâncias muito maiores que as dimensões típicas destes estados ( $\sim 10^{-15} cm$ ). De forma análoga, em escalas de distâncias pequenas, a constante de acoplamento  $\alpha_s$  se torna muito pequena. Isso faz com que a interação entre quarks e gluons no limite de altas energias se torne desprezível e estes se comportem como se estivessem livres. Tal fenômeno é conhecido como liberdade assintótica, sendo responsável pela possibilidade de se aplicar métodos perturbativos à QCD.

### 2.2.2 A Seção de Choque Partônica

A seção de choque partônica( $\hat{\sigma}$ ) na expressão 2.1 em geral não pode ser obtida em forma exata. Na prática é necessária a expansão desta em uma série perturbativa na constante de acoplamento  $\alpha_s$ , da forma

$$d\hat{\sigma}_{ij}(p_A, p_B, \mu_R, \mu_F) = \alpha_S^2(\mu_R) d\hat{\sigma}_{ij}^{LO}(p_A, p_B) + \alpha_S^3(\mu_R) d\hat{\sigma}_{ij}^{NLO}(p_A, p_B, \mu_R, \mu_F) + \dots \quad (2.7)$$

, onde o índice *LO* (*leading order*) corresponde ao termo da expansão dominante em  $\alpha_s$ , enquanto que *NLO* (*next leading order*) é o próximo termo dominante. Como em qualquer expansão em séries de potência, quanto menor for  $\alpha_s$  mais rápida é a convergência, sendo necessários menos termos para uma aproximação satisfatória.

As dependências com as escalas  $\mu_R$  e  $\mu_F$  são introduzidas no processo de renormalização das quantidades divergentes da seção de choque. A escala de renormalização tem sua origem na subtração das divergências ultra-violeta, que surgem nas integrações envolvendo gráficos de Feynman divergentes em alto momento. Já a escala de fatorização é introduzida ao se isolar as divergências colineares da seção de choque partônica, podendo ser vista como definindo a fronteira entre a física de curta e de longa distância.

A seção de choque hadrônica( $\sigma$ ) na expressão 2.1 não deve possuir dependência com as escalas arbitrárias  $\mu_R$  e  $\mu_F$ , pois ela corresponde a um observável físico. Entretanto, na prática temos de truncar as séries perturbativas de  $d\hat{\sigma}$  em alguma ordem finita em  $\alpha_s$ , o que introduz uma dependência residual com estas escalas. Esta dependência é um indicador sobre o quão boa é a aproximação fornecida pela série truncada. Uma dependência muito forte pode sugerir a necessidade de se incluir alguns termos de ordem superior para uma

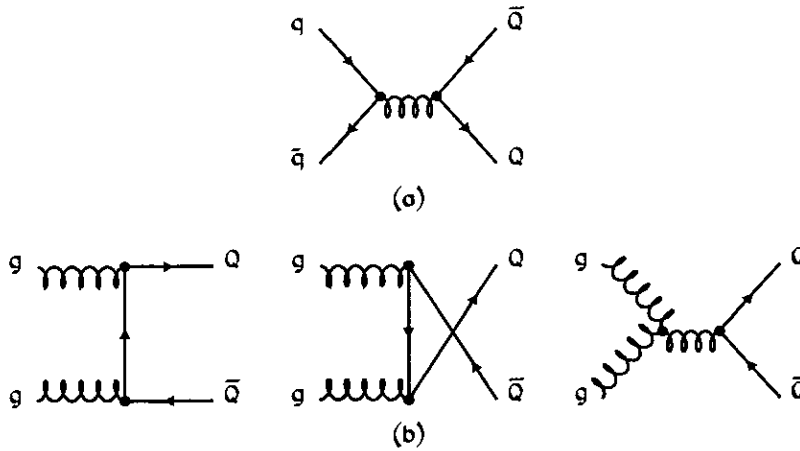


Figura 2.2: Diagramas de Feynman para produção de quarks pesados em LO. (a) aniquilação de quarks.(b) fusão de gluons.

melhor aproximação .

A produção de quarks pesados em colisões  $p\bar{p}$  foi primeiramente calculada em ordem dominante(LO) de QCD [11]. O cálculo dos termos da série na próxima ordem dominante(NLO) é tão complexo que para sua obtenção foi necessário o emprego de computação algébrica. Tais cálculos são apresentados em detalhes nas referências [12, 13]. Aqui nos limitaremos a mostrar alguns diagramas que contribuem nestas ordens e a discutir heurísticamente a importância dos termos em NLO.

Na ordem dominante, que corresponde a  $O(\alpha_s^2)$ , os quarks pesados podem ser produzidos somente a partir dos mecanismos de aniquilação de quarks( $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ ) ou de fusão de gluons( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ ). A figura 2.2 mostra os gráficos de Feynman responsáveis pela produção de quarks pesados em LO.

A seção de choque partônica  $d\hat{\sigma}_{ij}$  é obtida a partir da seguinte expressão

$$d\hat{\sigma}_{ij} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{d^3k_3}{E_3} \frac{d^3k_4}{E_4} \delta^4(p_1 + p_2 - k_3 - k_4) \sum |\overline{\mathcal{M}}_{ij}|^2 \quad (2.8)$$

, onde  $\mathcal{M}_{ij}$  são os elementos de matriz determinados a partir de gráficos de Feynman como os da figura 2.2 .

Esta seção de choque pode ser expressa em termos do momento transversal( $k_T$ ) e da rapidez( $y_3, y_4$ ) dos quarks produzidos assumindo a forma

$$\frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{dy_3 dy_4 d^2k_T} = \frac{1}{4(m_Q^2 + k_T^2)^2 [1 + \cosh(y_3 - y_4)]^2} \sum |\overline{\mathcal{M}}_{ij}|^2 \quad (2.9)$$

, a qual mostra que a produção hadrônica de quarks pesados decresce rapidamente com o aumento de  $k_T$  e  $(y_3 - y_4)$ .

Observamos que na produção em LO, devido à conservação de momento, os quarks são produzidos em oposição azimutal e com o mesmo momento transversal.

Alguns diagramas típicos associados à produção em NLO correspondente a  $O(\alpha^3)$  são apresentados na figura 2.3. É importante ressaltar que os diagramas em NLO podem gerar topologias muito diferentes para o par  $Q\bar{Q}$ , em comparação com a configuração diametralmente oposta dos quarks nos diagramas em LO. Isso se deve à presença de um terceiro parton emergindo do espalhamento, o que permite diferentes distribuições de momento no estado final. Este fato é marcante no caso de diagramas de ramificação de glúon (*gluon splitting*,  $g \rightarrow Q\bar{Q}$ ), onde o par de quarks pesados pode emergir aproximadamente colinear e hadronizar-se em um único jato.

Uma conclusão importante é obtida ao se comparar algumas seções de choque partônicas associadas a produções em LO e NLO. O processo  $gg \rightarrow gg$  é muito mais frequente

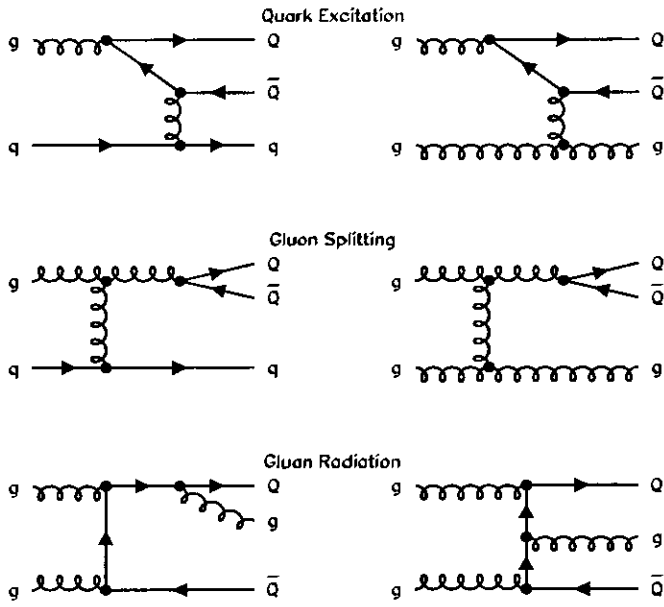


Figura 2.3: Diagramas de Feynman associados a produção de quarks pesados em NLO

do que o processo  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ . A razão entre as seções de choque correspondentes é dada por

$$\frac{\sigma(gg \rightarrow gg)}{\sigma(gg \rightarrow Q\bar{Q})} \sim 100 \quad (2.10)$$

entretanto, o processo  $gg \rightarrow gg$  só é capaz de produzir quarks pesados em NLO onde um dos gluons se ramifica num par de quarks. Esta é a principal razão pela qual a contribuição de processos em NLO é tão importante na produção de quarks pesados. Apesar de ser suprimida por mais um vértice de acoplamento forte, a grande probabilidade de se encontrar gluons dentro do proton favorece a produção de quarks pesados a partir de  $gg \rightarrow gg$ . Entretanto, não há indicações heurísticas que em ordens mais altas,  $O(\alpha_S^4)$  ou NNLO, ainda existam amplitudes tão importantes.

### 2.2.3 A Função de Distribuição de Partons

O cálculo da seção de choque requer o conhecimento a priori da distribuição dos partons dentro dos hadrons. As funções de distribuição de partons  $f_i^A$  e  $f_j^B$  da expressão 2.1 parametrizam a componente não perturbativa da colisão, que não sabemos calcular. Do ponto de vista de predições teóricas, a utilidade de tais funções reside no fato delas terem um caráter universal, o que permite determina-las a partir de experimentos independentes.

A principal fonte de informação a respeito das funções de distribuição são os experimentos de espalhamentos profundamente inelásticos(DIS), que colidem leptons contra nucleons. Os nucleons são formados por quarks e gluons, que são descritos pelas funções de distribuição de partons. Infelizmente, devido à natureza indireta da medida da distribuição de gluons, esta ainda possui um alto grau de incerteza [15, 16, 17].



As funções de distribuição também possuem dependência com a escala de energia através de  $\mu_F$ . Esta dependência, introduzida pela evolução das distribuições, é determinada pela equação de Altarelli-Parisi [9]

$$\mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} f_i(x, \mu) = \frac{\alpha_S(\mu)}{2\Pi} \int \frac{dz}{z} \left( P_{ii}\left(\frac{x}{z}, \mu\right) f_i(z, \mu) + P_{ij}\left(\frac{x}{z}, \mu\right) f_j(z, \mu) \right) \quad (2.11)$$

, onde  $f_i(z, \mu)$  é a função de distribuições de partons ( $i = \{quark, gluon\}$ ) e  $P_{ij}$  é o núcleo da equação de Altarelli-Parisi. Esse núcleo é interpretado (em LO) como a probabilidade de um gluon ou quark irradiar um gluon ou a probabilidade de um gluon se subdividir em um par de quarks. Para um tratamento correto de efeitos em ordem  $\alpha_S^3$  é necessário utilizar as expressões de  $P_{ij}$  em NLO.

Assim, uma função de distribuição medida na escala de energia de um dado experimento, pode ser utilizada em outras faixas de energia graças à possibilidade de evoluí-la até a escala de energia de outros experimentos. Para fins práticos, atualmente existe um grande número de parametrizações para as funções de distribuição de partons. Dois exemplos que são relevantes para este trabalho são a CTEQ2L(LO) [16] e a MRSA'(NLO) [17].

## 2.3 Predições Teóricas para a Produção de $b$

Nesta seção vamos apresentar as predições teóricas para as seções de choque medidas neste trabalho. Estas predições são obtidas a partir do emprego de técnicas sofisticadas, que permitem o tratamento algébrico de um grande número de amplitudes de Feynman, e a estimativa numérica das integrais múltiplas presentes nos cálculos das seções de choque.

O programa de Mangano, Nason e Ridolfi(MNR) [13] é de domínio público e implementa o algoritmo de Vegas para o cálculo numérico da seção de choque de produção de quarks  $b$  em NLO. A figura 2.4 apresenta o resultado do cálculo MNR para a seção de choque integral de produção de quarks  $b$  em função de seu  $P_T^{min}$ , utilizando a função de distribuição de partons MRSA'. A banda de incerteza teórica foi obtida variando-se a escala de renormalização /fatorização no intervalo  $\mu_o/2 < \mu < 2\mu_o$ . A figura 2.4 representa a produção de partícula única, onde se apresenta somente a produção do quark  $b$ , não levando em conta o antiquark  $\bar{b}$ . Esta seção de choque corresponde à produção de  $b\bar{b}$  integrada sobre os estados finais do antiquark  $\bar{b}$ . Este resultado teórico será comparado à nossa medida que está descrita no capítulo 9.

A seção de choque de jatos contendo quarks  $b$  pode ser definida em NLO a partir de um algoritmo de cone de partons. Este algoritmo coleta os partons produzidos pelo programa MNR, a partir da seção de choque duplamente diferencial, dentro de cones de raio  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ . O jato é definido a partir da energia e direção dos partons contidos no cone. Esta definição de jatos será discutida em detalhes no capítulo 3. Uma outra possibilidade equivalente para se definir a seção de choque de jatos contendo quarks  $b$  em NLO consiste de modificar a seção de choque de produção de partons implementada no MNR. Desta forma, define-se diretamente a seção de choque de produção de jatos contendo quarks  $b$  a partir da introdução de uma função de medida que define variáveis de jato a partir de variáveis partônicas. Este foi o método adotado por S.Frixione e M.Mangano no programa FM [14], que fornece diretamente a seção de choque diferencial de jatos contendo quarks  $b$  em NLO. A figura 2.5 apresenta a predição teórica para

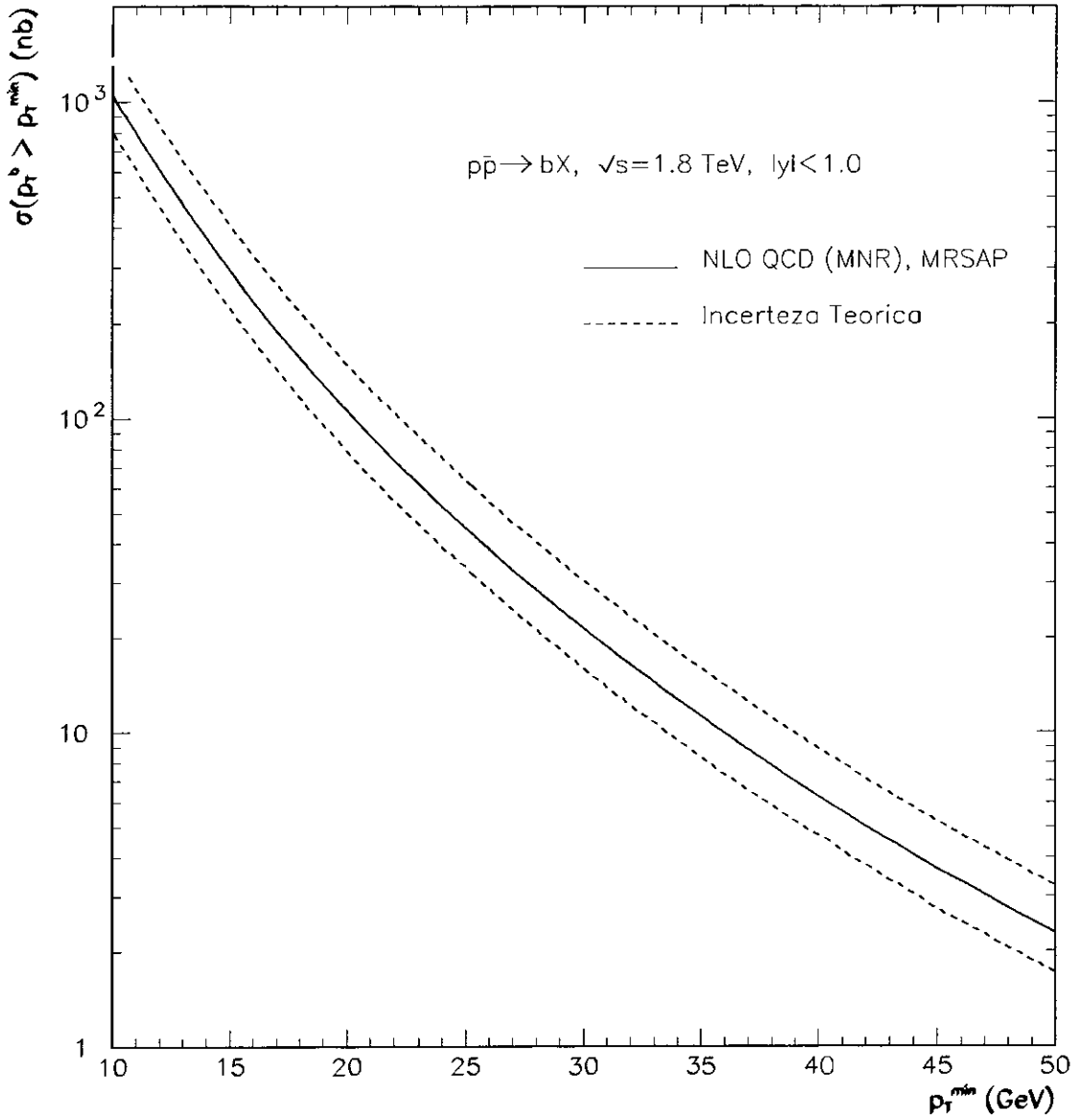


Figura 2.4: Predição do MNR [13] para a seção de choque diferencial de quarks  $b$  em NLO, utilizando a função de distribuição de partons MRSA'.

a seção de choque diferencial de jatos contendo quarks  $b$ , obtida com o programa FM, utilizando a função de distribuição de partons *MRSA'*. Aqui novamente apresentamos a seção de choque de partícula única, que envolve somente quarks  $b$ , sem levar em conta a contribuição de antiquarks  $\bar{b}$ . A banda de incerteza teórica corresponde à variação de escala de renormalização /fatorização no intervalo  $\mu_o/2 < \mu < 2\mu_o$ . Este resultado será comparado à nossa medida que está descrita no capítulo 10.

As principais fontes de incerteza na predição teórica da produção de quarks  $b$  estão associadas à escala de renormalização /fatorização e à escolha da função de distribuição de partons. A escala utilizada no programa MNR é definida como  $\mu_o = \sqrt{m_b^2 + p_T^2}$ , onde a massa ( $m_b$ ) e o momento transversal ( $p_T$ ) do quark  $b$  são as duas escalas naturais do processo. No caso do programa FM, o momento transversal do quark é substituído pela energia transversal do jato. A dependência da seção de choque com a escolha da escala  $\mu_o$  fornece uma estimativa da contribuição de termos de ordem superior à ordem em que a seção de choque foi calculada. As figuras 2.4 e 2.5 apresentam os limites inferiores e superiores das seções de choque associados a variação de  $\mu$  dentro do intervalo  $\mu_o/2 < \mu < 2\mu_o$ . O erro na seção de choque associado à função de distribuição de partons é primariamente devido à incerteza na distribuição de gluons, especialmente para pequenos valores de  $x$ . Isso se deve ao fato de que cerca de 90% da produção de quarks  $b$  a 1.8TeV, energia do Tevatron, se dá através de processos iniciados por gluons. As figuras 2.4 e 2.5 utilizam a função de distribuição *MRSA'* que é tida como uma das funções de distribuição mais precisas no que tange a representação de gluons.

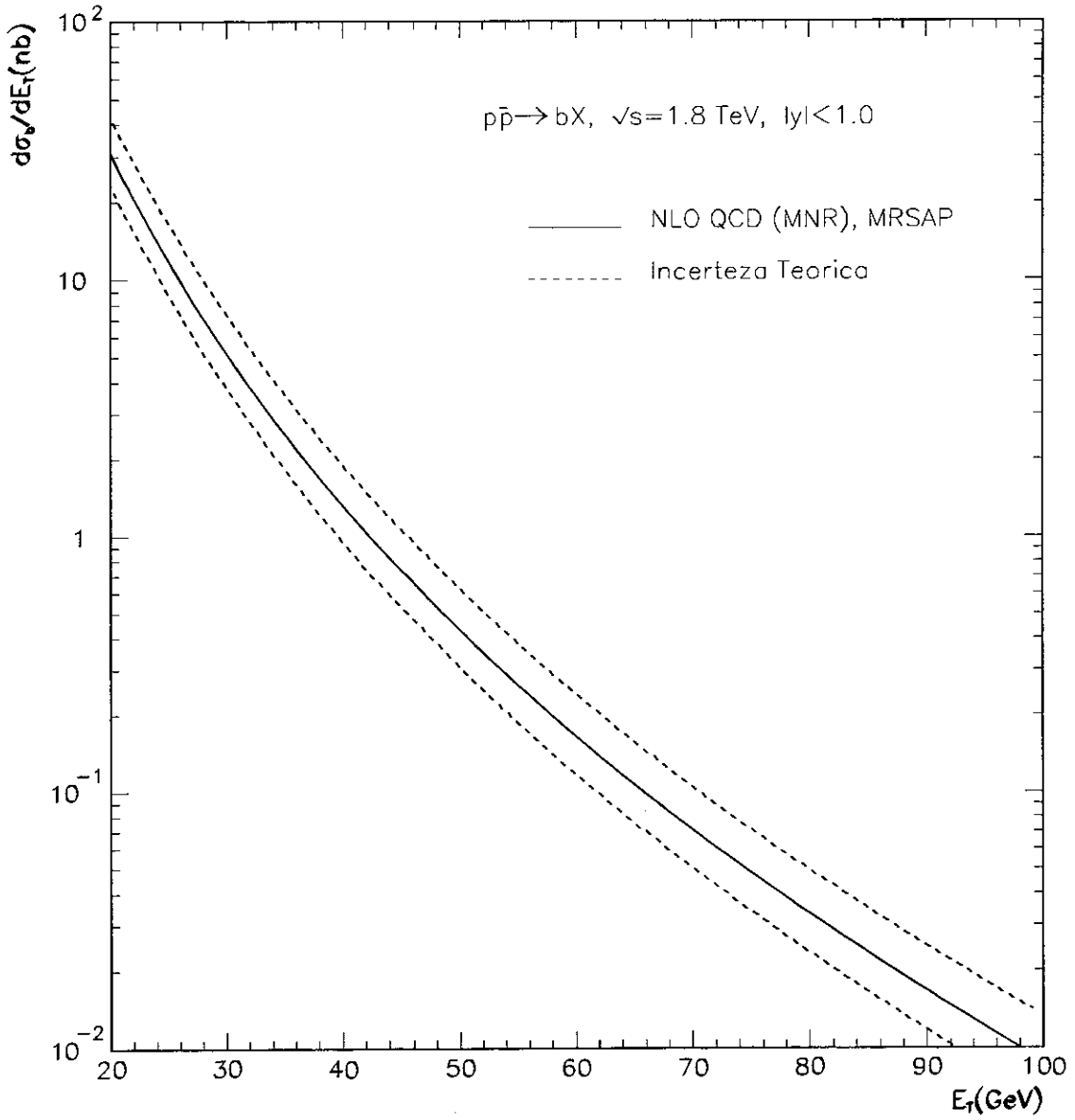


Figura 2.5: Predição teórica para a seção de choque diferencial de jatos contendo quarks  $b$  em NLO [14], utilizando a função de distribuição de partons MRSA'.

# Capítulo 3

## O Aparato Experimental

### 3.1 O Tevatron

O complexo de aceleradores de partículas do Fermilab [19], esquematizado na figura 3.1, é composto por cinco aceleradores que atuam em sequência, sendo o Tevatron o último estágio de aceleração . O Tevatron é atualmente o acelerador de mais alta energia no mundo, acelerando prótons e antiprótons a uma energia de colisão no centro de massa de  $1.8TeV$ .

O primeiro estágio de aceleração se inicia com íons negativos de hidrogenio( $H^-$ ) que são injetados em um acelerador eletrostático do tipo Cockroft-Walton atingindo uma energia de  $750GeV$ . Em seguida, o Linac, um acelerador linear de  $150m$  de comprimento, eleva a energia dos íons  $H^-$  a  $400MeV$ . O feixe proveniente do Linac atravessa uma folha de carbono que remove os elétrons dos íons  $H^-$ , sendo transformando em um feixe de prótons . No terceiro estágio, o feixe de prótons é injetado no Booster, um acelerador sincrotron que eleva a energia dos prótons a  $8GeV$ . No estágio seguinte o feixe é injetado no Main Ring, um acelerador de  $1Km$  de raio, onde os prótons são acelerados a  $150GeV$ . No Main Ring, também ocorre a focalização do feixe em aglomerados(*bunches*) de prótons

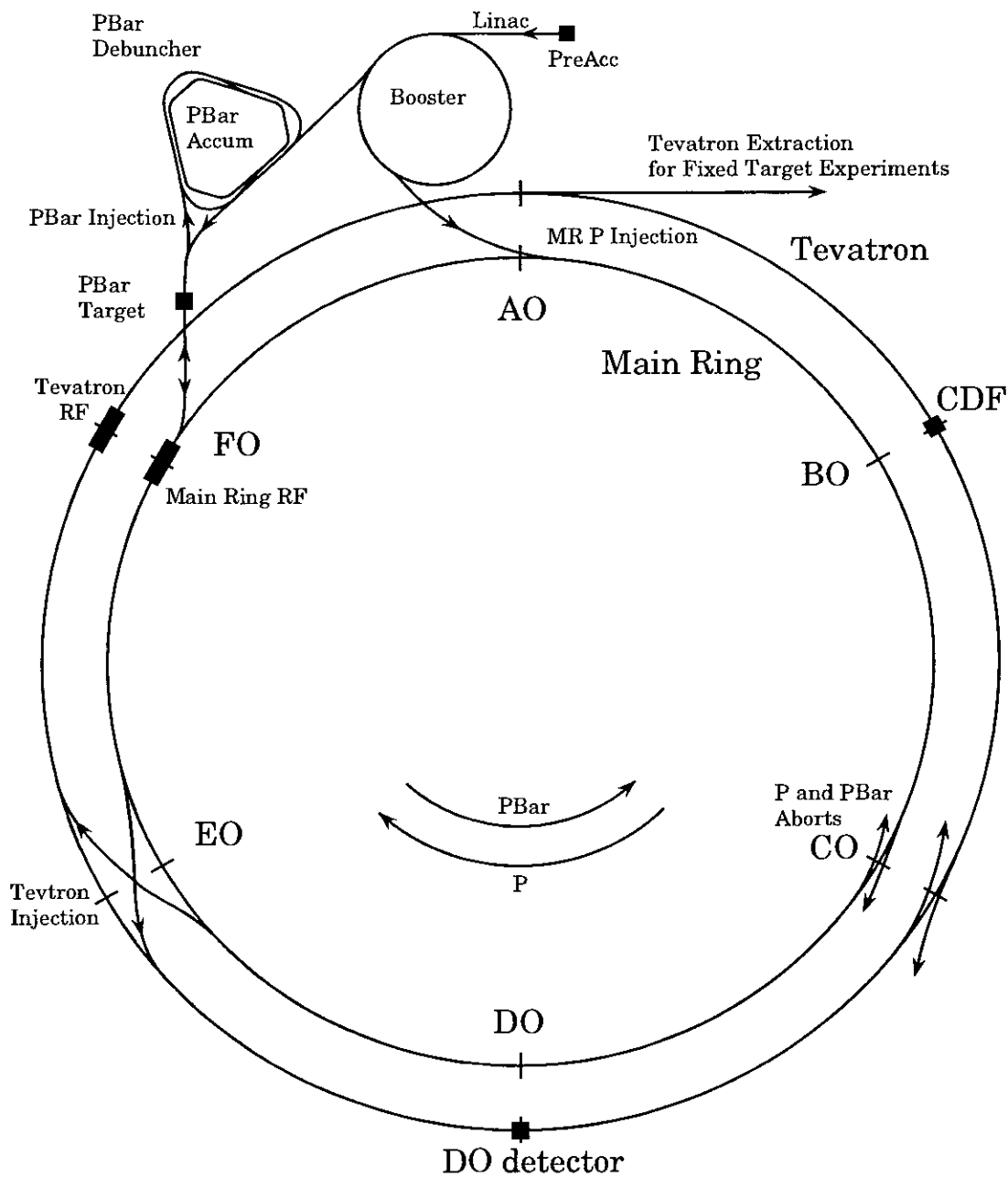


Figura 3.1: Esquema do complexo de aceleradores do Fermilab.

. No quinto e último estágio os aglomerados de prótons são transferidos para o Tevatron. O Tevatron é um acelerador sincrotron de mesmo raio que o Main Ring, localizado no mesmo túnel a aproximadamente  $1m$  abaixo do Main Ring. O Tevatron utiliza magnetos supercondutores que produzem campos magnéticos de  $3T$ , permitindo que os prótons sejam acelerados a uma energia final de  $900GeV$ .

A produção do feixe de antiprótons se inicia no Main Ring, que para tal passa a operar a  $120GeV$ . No Main Ring, parte dos aglomerados de prótons é extraída para colidir com um alvo de níquel e cobre. Na colisão, ocorre a criação de antiprótons a uma taxa tal que cada aglomerado de  $10^{12}$  protons gera aproximadamente  $10^7$  antiprótons. As partículas secundárias da colisão são focalizadas com uma lente de lítio e antiprótons de  $8GeV$  são selecionados e injetados no *debuncher*, onde ocorre uma redução na dispersão de momento de 4% para 0.2%. Essa redução é obtida através de um processo de resfriamento estocástico. Após esse processo, os antiprótons vão sendo acumulados, por aproximadamente 5 horas, em um anel acumulador até se obter uma densidade suficiente. Quando o processo de acumulação é concluído, os antiprótons são injetados no Main Ring, onde são acelerados a  $150GeV$ , sendo em seguida transferidos para o Tevatron.

Ao final do processo de aceleração, os feixes se encontram distribuídos no Tevatron em 6 aglomerados de prótons e 6 de antiprótons, circulando em sentidos opostos. Cada aglomerado possui um comprimento aproximado de  $30cm$ . Os feixes são colimados por magnetos de quadrupolo e direcionados a se cruzarem nas regiões de colisão, onde situam-se os detectores DØ e CDF. No ponto de colisão, os feixes apresentam uma perfil circular com raio de aproximadamente  $30\mu m$ . Os antiprótons permanecem no Tevatron por 12 a



18 horas e durante esse período o Main Ring e o acumulador operam continuamente na produção e armazenagem de novos antiprótons .

A seguir descrevemos o detetor DØ , com ênfase nos subdetetores utilizados nesta análise

## 3.2 O Experimento DØ

O DØ é um detetor multi tarefa projetado para medidas de múons , jatos, elétrons e energia perdida(*missing energy*, associada a neutrinos), provenientes de colisões  $\bar{p}p$  e com alto momento transverso. O DØ pode ser subdividido em 3 sub detetores concêntricos que vistos de dentro para fora correspondem ao detetor central, o calorímetro e o sistema de múons como mostra a figura 3.2.

Dentre as características do detetor, destacam-se a sua hermeticidade e o fato dele ser altamente compacto. A hermeticidade , ou seja, o fato do detetor não possuir regiões cegas a nível do calorímetro, permite se obter uma medida bem precisa do balanço de energia transversa nos eventos. A compacidade do detetor faz com que partículas instáveis como píons e kaons sejam absorvidas rapidamente pelo detetor, reduzindo a contaminação de múons provenientes de decaimentos destas partículas.

O sistema de coordenadas globais do DØ é definido como um sistema cartesiano dextrógiro em que o eixo  $Z$ , tangente ao feixe, é orientado no sentido de circulação dos prótons(de norte para sul). O eixo  $Y$  é orientado verticalmente, apontando para cima. As coordenadas angulares azimutal( $\theta$ ) e polar( $\phi$ ) são definidas de tal forma que  $\phi = \pi/2$  seja paralelo ao eixo  $Y$  positivo e  $\theta = 0$  seja coincidente com o eixo  $Z$  positivo. Distâncias

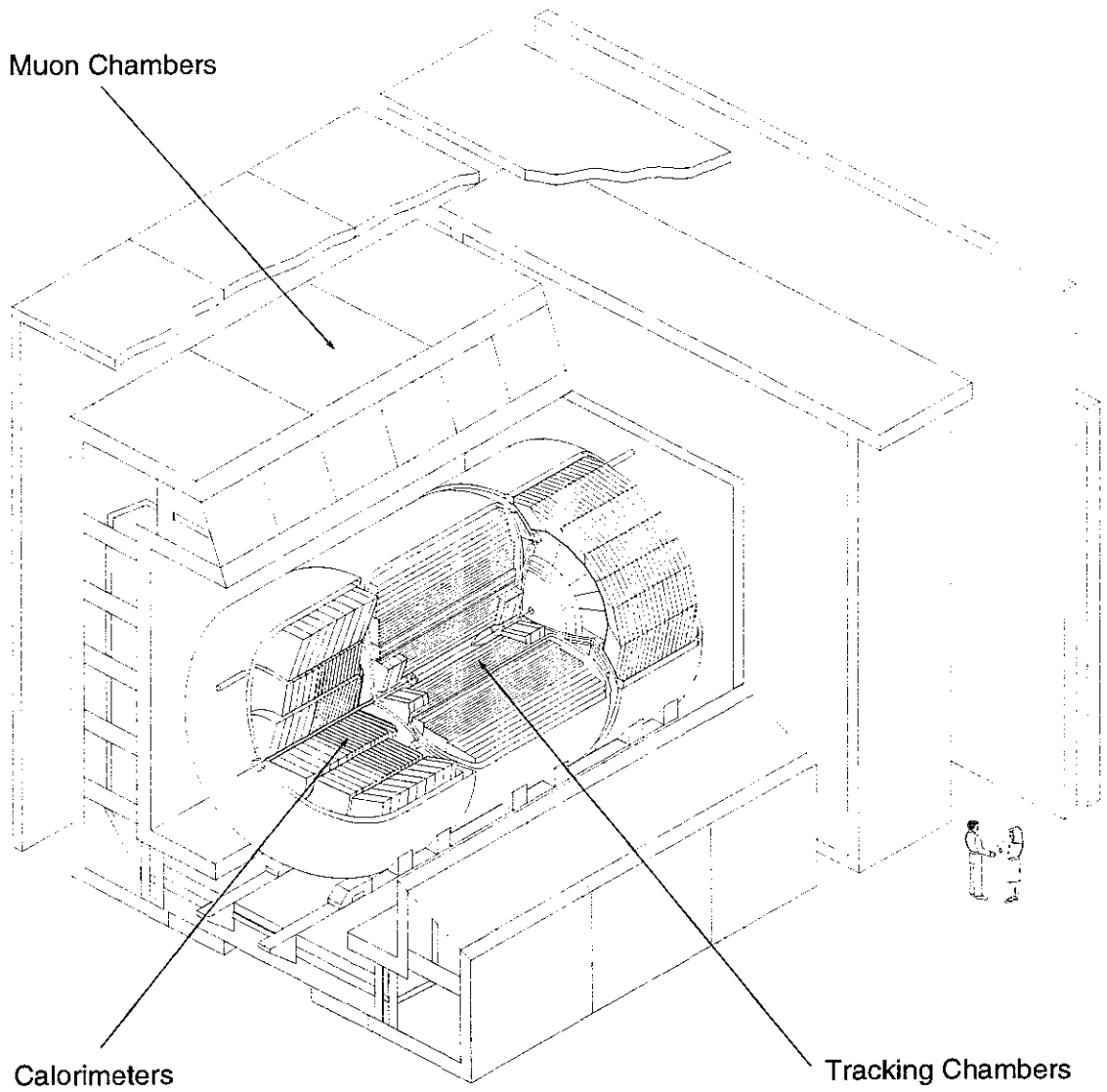


Figura 3.2: O detetor DØ

radiais são medidas perpendicularmente ao feixe, que corresponde ao eixo  $Z$ . A coordenada angular pseudo-rapidez( $\eta$ ) será frequentemente utilizada no lugar do ângulo polar  $\theta$ , sendo definida como

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.1)$$

Os diversos sub detetores que compõem o DØ são descritos a seguir. Uma descrição mais técnica e detalhada do detetor bem como da eletrônica pode ser encontrada na referência [18]

### 3.2.1 O Sistema de Detecção de Múons

O sistema de detecção de múons , mostrado na figura 6.2, localiza-se na camada mais externa do DØ , envolvendo o calorímetro. Tal situação explora a grande capacidade de penetração dos múons , que sofrem muito pouca interação com a matéria a energias acima de  $500\text{MeV}$ .

O detetor de múons é composto por cinco magnetos toroidais de ferro sólido e conjuntos de câmaras de arraste proporcional. O sistema de múons subdivide-se em dois subdetetores denominados *WAMUS* que faz a cobertura dos múons de alto ângulo e o *SAMUS* que cobre a região dos múons de baixo ângulo. O *WAMUS* é ainda subdividido no detetor de múons centrais(CF) e no detetor múons frontais(EF), sendo que todos têm a mesma função de identificar e determinar a trajetória e o momento dos múons .

O sistema de múons se encontra blindado por mais de 12 comprimentos de interação , dos quais aproximadamente a metade é fornecida pelo calorímetro enquanto que o restante é dado pelos toróides do sistema de múons . Esta blindagem reduz a penetração de

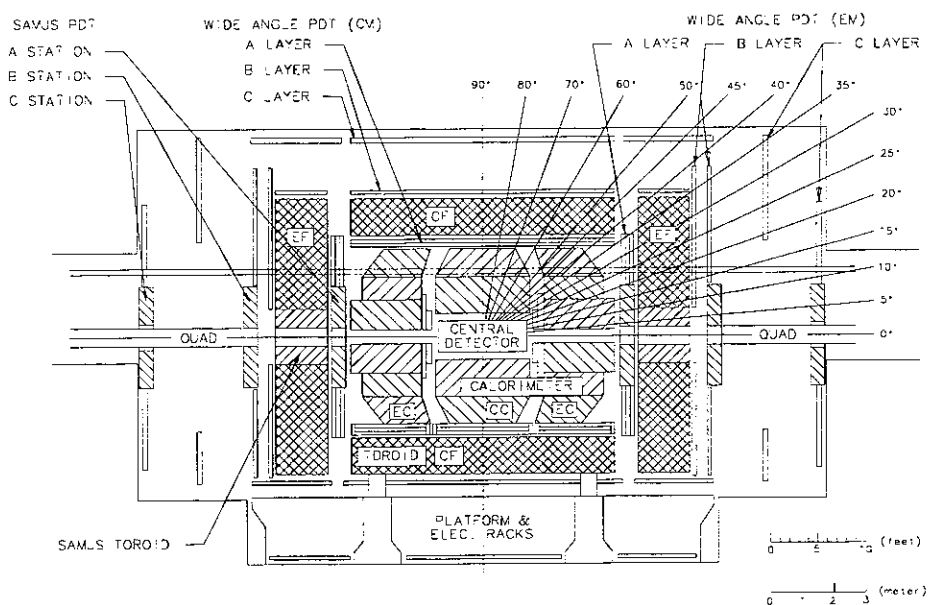


Figura 3.3: O sistema de múons do DØ

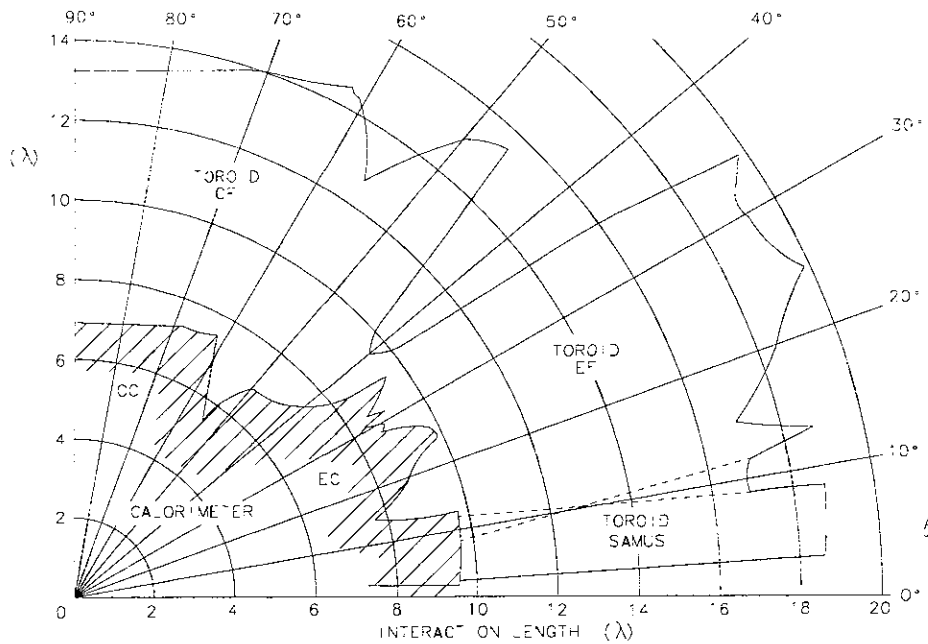


Figura 3.4: A espessura do DØ em comprimentos de interação em função do ângulo polar hádrons não totalmente contidos no calorímetro (*punchthrough*) a menos de 0.1% da taxa de múons . Esta baixa taxa de contaminação hadrônica no sistema de múons permite a identificação de múons mesmo quando estes estão contidos em um jato energético. A figura 3.4 apresenta um gráfico polar da espessura do detetor em comprimentos de interação .

A medida do momento do múon é obtida através da deflexão da trajetória , no plano  $R - \phi$ , ao atravessar o toróide. Como veremos em detalhes na seção 4.2, a resolução da medida de momento é limitada pelo espalhamento coulombiano no toróide e pela resolução

da medida das coordenadas das trajetórias nas câmaras de arraste.

1. O Detetor de múons de Alto Ângulo(WAMUS) :

O toróide do CF possui a forma de um anel quadrado com  $109\text{cm}$  de espessura, peso de 1973 toneladas e encontra-se centrado na linha do feixe do Tevatron. As superfícies interna e externa do toróide do CF situam-se a uma distância do feixe de  $317\text{cm}$  e  $427\text{cm}$  respectivamente. Um campo magnético toróidal de  $1.9T$  é gerado por 20 bobinas de  $2500A$ .

As câmaras de arraste proporcional (*PDT, Proportional Drift Tubes*) do CF são dispostas em 3 camadas, sendo a camada *A* anterior ao toróide enquanto que as camadas *B* e *C* encontram-se após o toróide. A estação *B* dista aproximadamente  $1\text{m}$  da *C*, o que permite uma boa medida da direção da trajetória após o toróide. A camada *A* é composta por 4 planos de *PDT* enquanto que as camadas *B* e *C* são formadas com 3 planos, cada. Os planos de *PDT* de uma dada camada apresentam um pequeno desalinhamento entre si para remover a ambiguidade esquerda direita do tempo de arraste.

As câmaras de arraste proporcional são formadas por células tubulares de perfil retangular orientados paralelamente ao campo magnético do toróide. O catodo da célula é formado por tiras com um padrão losangular que se repete a cada  $60.9\text{cm}$ , como mostra a figura 3.5.

O ânodo é constituído por um fio orientado ao longo do campo magnético toroidal de modo a otimizar a medida da deflexão da trajetória através do tempo de arraste. Os

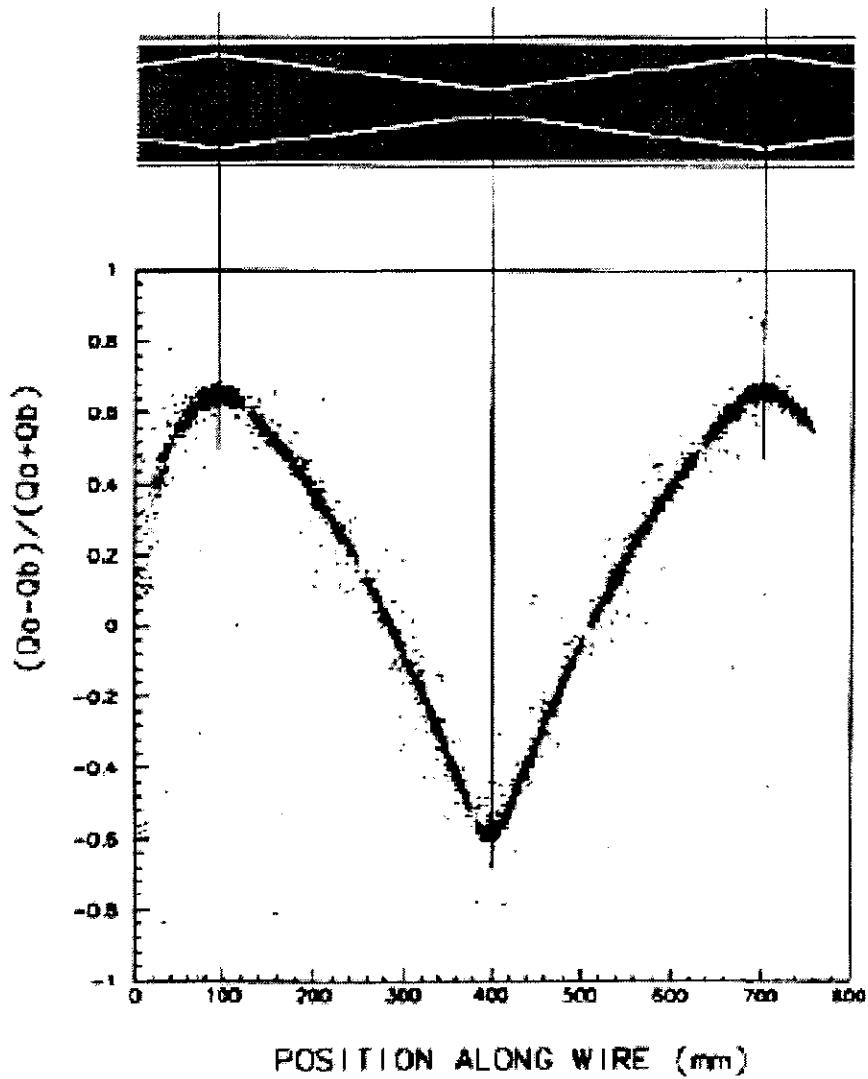


Figura 3.5: O catodo da câmara de arraste proporcional e o gráfico da deposição de carga em função da posição .  $Q_A$  representa a carga na região interna enquanto que  $Q_B$  corresponde à carga depositada na região externa do catodo

fios do anôdo de duas câmaras adjacentes são conectados em uma das extremidades formando assim uma célula. A determinação da coordenada ao longo do fio é feita pela diferença de tempo de chegada dos pulsos nos extremos das células. Este intervalo de tempo  $\Delta T$  fornece a coordenada ao longo do fio com uma precisão de 10 a 20cm, o que é utilizado para identificar qual região do catodo em padrão losangular disparou. A determinação precisa da coordenada ao longo do fio é então feita a partir do padrão de deposição de cargas na parte externa e interna do catodo, fornecendo uma resolução aproximada de 1cm. A figura 3.5 apresenta a distribuição de carga no catodo em função da posição. As PDT operam com uma mistura de  $Ar(90\%)/CF_4(5\%)/CO_2(5\%)$ , o que permite obter velocidades de arraste da ordem de 6.5cm/s. As paredes do tubo de alumínio são mantidas a 0V enquanto que a placa do catodo e o fio do anôdo são mantidos sob a alta tensão de 2.3KV e 4.6KV, respectivamente.

As câmaras de arraste do EF são idênticas às do CF sendo que a camada A, com quatro planos de PDT é situada anterior ao toróide do EF enquanto que as camadas B e C, com três planos de PDT cada, são externas ao toróide. Os dois toróides frontais do EF, pesando 800 toneladas cada, encontram-se a  $447cm < |z| < 600cm$ . Os toróides apresentam uma abertura central quadrada de 183cm por onde passa o feixe do Tevatron e a instrumentação do SAMUS, e uma outra abertura circular de 25cm de diâmetro por onde passa o Main Ring. Oito bobinas de 2500A, em série com as do CF, geram um campo magnético de 2T.

Recentemente, foi incorporado ao WAMUS um sistema de cintiladores que consiste



de camadas de contadores cintilantes dispostos sobre a estação C do WAMUS. Este sistema mede o tempo decorrido entre a passagem dos alomerados (*bunch crossing*) e a chegada de partículas nos contadores. Esta informação é útil para se rejeitar ruídos e raios cósmicos. O presente trabalho não faz uso direto do sistema de cintiladores, pois a informação dos cintiladores não estava disponível na época em que os dados foram processados. Porém, utilizaremos os cintiladores para demonstrar a ausência de múons de origem cósmica nos eventos da amostra de dados.

## 2. O Detetor de múons de Baixos Ângulos (SAMUS):

Na abertura central dos toróides do EF encontram-se os toróides do SAMUS, pesando 32 toneladas cada. Com uma seção quadrada, a superfície externa desses toróides situa-se a 170cm do feixe e possuem uma abertura central quadrada de 102cm por onde passa o feixe. Duas bobinas de 25 voltas carregam uma corrente de 1000A.

O espaço entre o toróide do SAMUS e o tubo do feixe é preenchido por um colimador de chumbo e tungstênio que intercepta o halo do feixe e produtos das colisões a baixo ângulo, reduzindo a multiplicidade de diparos das câmaras.

O SAMUS também é composto por 3 estações de camadas superpostas, sendo a A anterior ao toróide, enquanto que as estações B e C encontram-se após o toróide. As estações do SAMUS cobrem uma área de  $312 \times 312 \text{cm}^2$ , perpendicular ao feixe. Uma abertura de 61(86)cm permite a passagem do tubo do feixe pelas estações A, B e (C). Cada estação é formada por tubos de arraste proporcional de 29mm de diâmetro orientados ao longo das direções X, Y e U(45° em relação a X e Y).

O número total de tubos no SAMUS é de 5308. Cada tubo é construído em aço inoxidável com 3cm de diâmetro, sendo o anôdo formado por um fio de tungstênio recoberto de ouro com 50 $\mu$ m de diâmetro. O sistema opera com uma mistura de  $CF_4(90\%)/CH_4(10\%)$ , dando uma velocidade média de arraste de 9.7cm/ $\mu$ s.

A análise de dados apresentada nesta tese fará uso exclusivamente do sistema central de câmaras(WAMUS).

### 3.2.2 O Calorímetro

O calorímetro do DØ , mostrado na figura 3.6, tem um papel fundamental no detetor pois, devido à inexistência de campo magnético central, ele é responsável pela medida da energia de elétrons ,fótons e jatos hadrônicos. Além disso, o calorímetro também é um elemento chave na identificação de elétrons , fótons , jatos e múons , bem como na medida do balanço de energia transversa do evento.

O DØ utiliza um calorímetro de argônio líquido como meio ionizante e urânio como meio absorvente. O calorímetro do DØ é um calorímetro de amostragem, o que significa que ele mede somente uma pequena fração da energia da partícula. Esta fração de amostragem, corresponde à energia perdida por ionização quando a partícula atravessa o argônio líquido, que é o meio ativo do calorímetro. Ela foi medida em feixes de prova (*test beams*) dando resultados entre 1% a 10%, dependendo da região onde a célula do calorímetro se localiza. Corrigindo-se a energia medida nas células pelas suas frações de amostragem obtém-se a energia da partícula. Devido a grandes variações na componente eletromagnética dos chuveiros hadrônicos, a resolução dos calorímetros hadrônicos é dramaticamente melhorada no caso de calorímetros compensantes. Em um calorímetro

### DØ LIQUID ARGON CALORIMETER

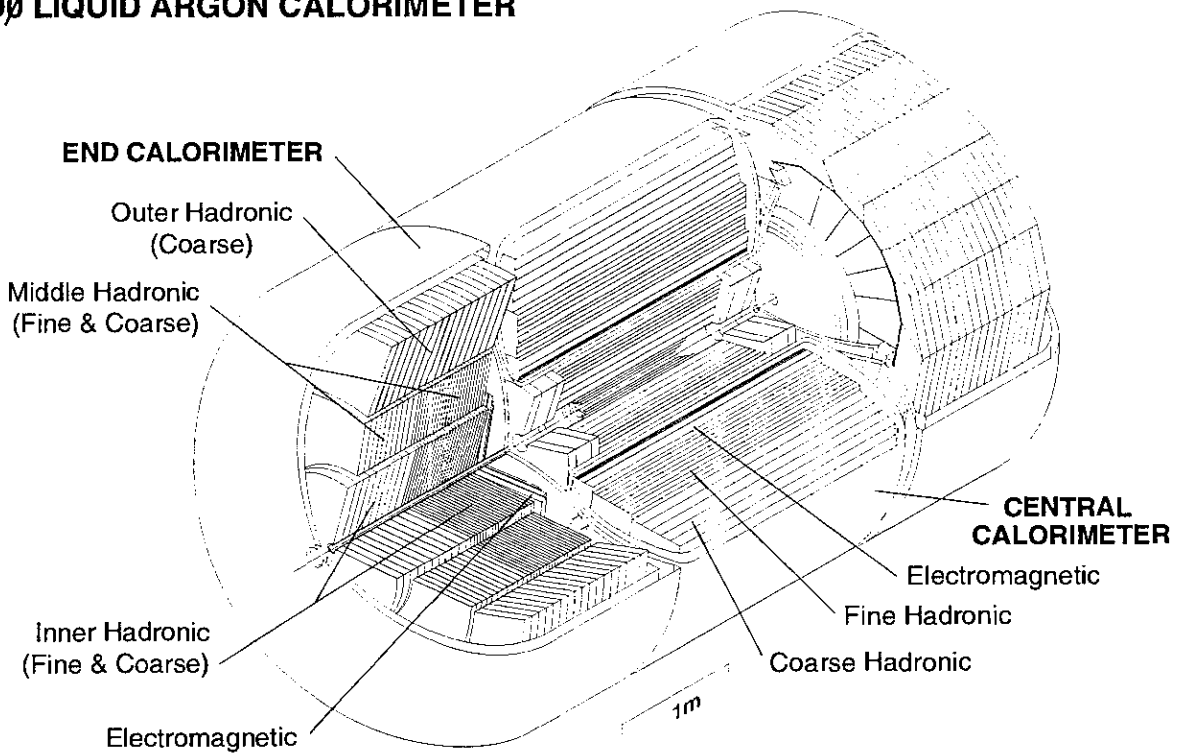


Figura 3.6: O calorímetro do DØ

compensante, como o do DØ , a resposta eletrônica a elétrons e hádrons é aproximadamente mesma, ou seja  $E_e/E_\pi = 1$ .

O calorímetro do DØ apresenta uma espessura superior a  $20\chi_o$ (comprimentos de radiação ) e  $7\Lambda$ (comprimentos de interação ). Isto garante que mais de 90% da energia de um jato é contida pelo calorímetro, proporcionando uma excelente medida de energia. A resolução de energia para um calorímetro é usualmente parametrizada na forma

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}} \quad (3.2)$$

,onde  $E$  é a energia. O parâmetro  $C$  é associado à calibração , inhomogeneidades e a pequenos desvios de  $E_e/E_\pi = 1$ .  $S$  é relacionado a flutuações na amostragem de chuviscos no argônio líquido e  $N$  é um termo de ruído associado ao urânio e à eletrônica. No DØ o termo de ruído domina a baixas energias, enquanto que a altas energias o termo constante é o que determina a resolução final.

O calorímetro subdivide-se em 3 módulos sendo o Calorímetro Central(CC) e o Inter-Criostato(ICD) responsáveis pela cobertura da região  $|\Delta\eta| < 1$ , enquanto que os Calorímetros Frontais(ECN) e (ECS) estendem a cobertura até  $|\eta| = 4$  . Cada módulo se subdivide em 3 seções , sendo a primeira a seção eletromagnética, que utiliza placas absorvedoras de urânio bem finas. Em seguida encontra-se a seção hadrônica fina que usa placas de urânio mais espessas que as da seção eletromagnética, e por último, tem-se a seção hadrônica grossa que utiliza placas de cobre e aço inoxidável. A seção hadrônica grossa possui uma alta densidade, o que permite manter o raio externo do calorímetro bem pequeno. Uma célula típica do calorímetro é mostrada na figura 3.7. Ela é formada por placas resistivas de cobre intercaladas com placas absorvedoras de urânio imersas no argônio líquido.

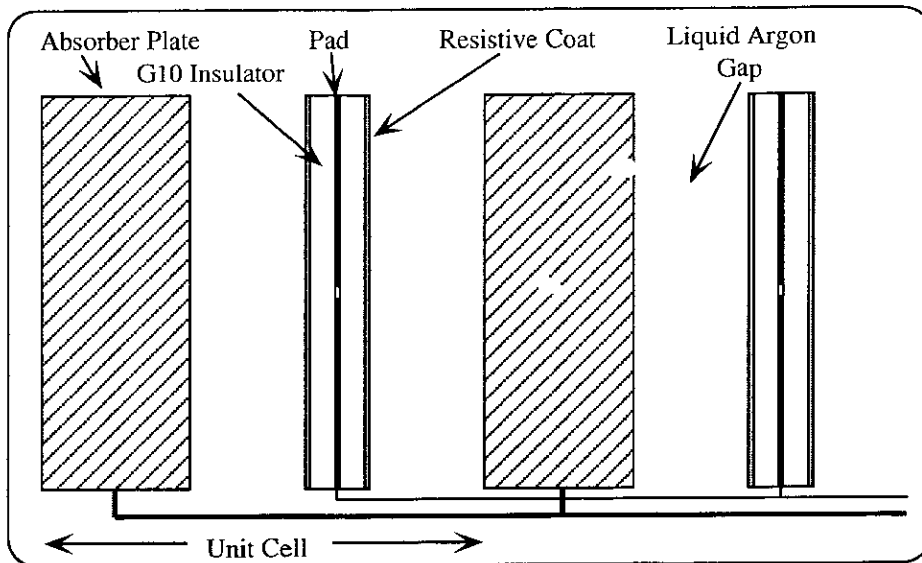


Figura 3.7: A célula do calorímetro

Uma voltagem de 2 a 2.5KV é aplicada entre a placa de cobre e a de urânio, que distam 2.3mm, resultando em um tempo de arraste de 450ns. O espaçamento entre as placas foi escolhido a fim de otimizar a observação de partículas com energia de ionização mínima.

O Calorímetro Central(CC) é formado por 3 seções na forma de cilindros concêntricos. O cilindro mais interno corresponde ao calorímetro eletromagnético central e possui 4 subcamadas longitudinais com 2, 2.7 e 10 comprimentos de radiação ( $X_0$ ). A segmentação do módulo eletromagnético é de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ , exceto pela última camada que é segmentada em  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$ . O cilindro intermediário, que corresponde ao calorímetro hadrônico fino, é formado por 3 a 4 subcamadas, correspondentes a um total de 3.2 comprimentos de interação. Esse módulo é segmentado em células de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ . O cilindro mais externo, o calorímetro hadrônico grosso, contém pelo menos uma camada correspondente a 3 comprimentos de interação. Esse módulo não tem por objetivo

obter uma medida precisa da energia, mas sim conter o chuveiro hadrônico. A resolução de energia na seção eletromagnética foi medida em feixes de prova correspondendo a  $C = .003$ ,  $S = .162$  e  $N = .140$  na equação 3.2, enquanto que a seção hadrônica apresenta uma resolução para píons correspondente a  $C = .047$ ,  $S = .439$  e  $N = 1.28$ . O calorímetro também é extremamente linear, apresentando uma relação  $E_e/E_\pi = 1.11$  a  $10GeV$  e  $E_e/E_\pi = 1.04$  a  $150GeV$ .

Os Calorímetros Frontais(EC) do norte e do sul (ECN,ECS) possuem 4 seções , a eletromagnética frontal, a hadrônica interna, a hadrônica intermediária e a hadrônica externa. A segmentação transversa é de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  até  $|\eta| = 3.2$ , a partir da qual a segmentação passa a ser  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$

A região entre o calorímetro central(CC) e os calorímetros frontais(EC), definida por  $0.8 < |\eta| < 1.4$  apresenta um baixo grau de instrumentação . Uma quantidade expressiva de energia é perdida nas paredes do criostato e nas estruturas de suporte do calorímetro. A fim de aumentar a amostragem de energia do calorímetro nesta região, um sistema adicional de detecção foi implementado. Ele é denominado detetor do intercriostato(ICD) e é composto por um conjunto de contadores cintilantes, montados na superfícies frontais do EC.

A análise aqui apresentada limitar-se-á a medidas feitas com o calorímetro central.

### 3.2.3 O Detetor Central de Trajetórias

O detetor central de trajetórias, mostrado na figura 3.8, é composto de 4 subdetetores, a câmara de vértices(VTX), a câmara de arraste central(CDC) e as câmaras de arraste frontais(FDC) e o detetor de radiação de transição (TRD). A CDC e o VTX possuem um

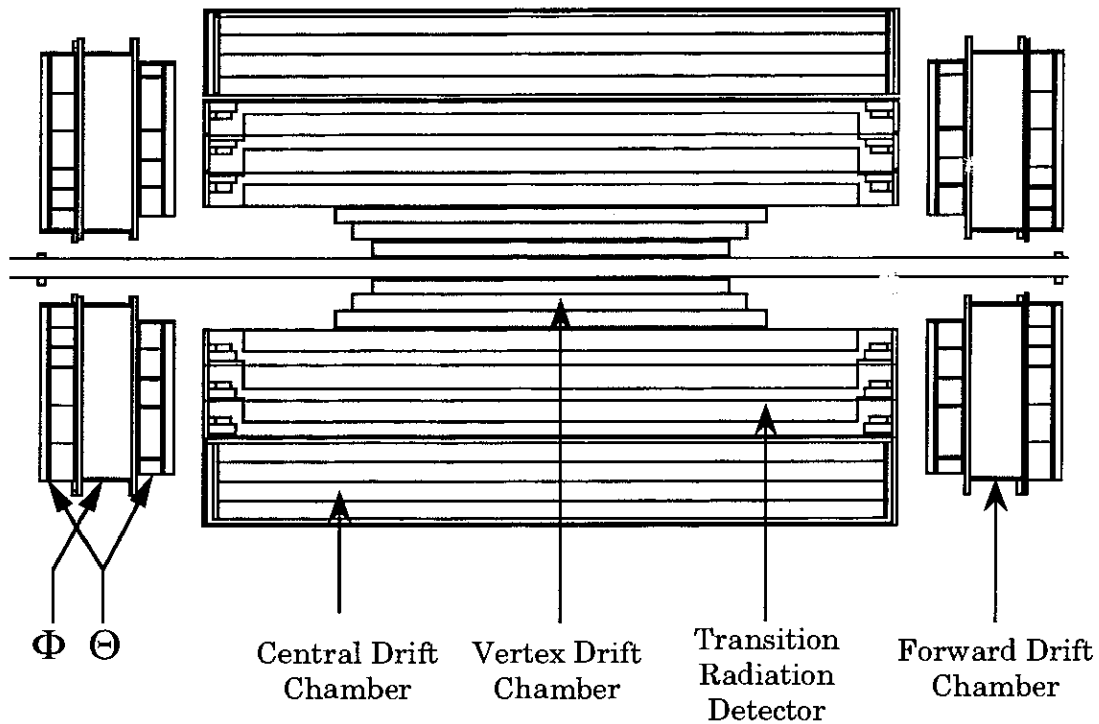


Figura 3.8: O detector central de trajetórias do DØ

formato cilíndrico sendo situados em torno do tubo do feixe, enquanto que as duas FDC formam as tampas do cilindro, encontrando-se dispostas perpendicularmente ao feixe. O sistema completo do detector central ocupa um volume correspondente a um cilindro de  $78\text{cm}$  de raio por  $270\text{cm}$  de comprimento.

A câmara de arraste central (CDC), mostrada na figura 3.9, tem como função a determinação de trajetórias de partículas carregadas, sendo utilizada também na determinação do vértice de interação do evento. Ela tem um formato cilíndrico com um comprimento de  $184\text{cm}$ , raio interno de  $49.5\text{cm}$  e externo de  $74.5\text{cm}$ . As coordenadas  $R - \phi$  são obtidas a partir do fio anôdo. A CDC é formada por 4 cilindros concêntricos de 32 células por cilindro, dipostas como ilustrado na figura 3.9. Cada célula contém 7 fios paralelos ao

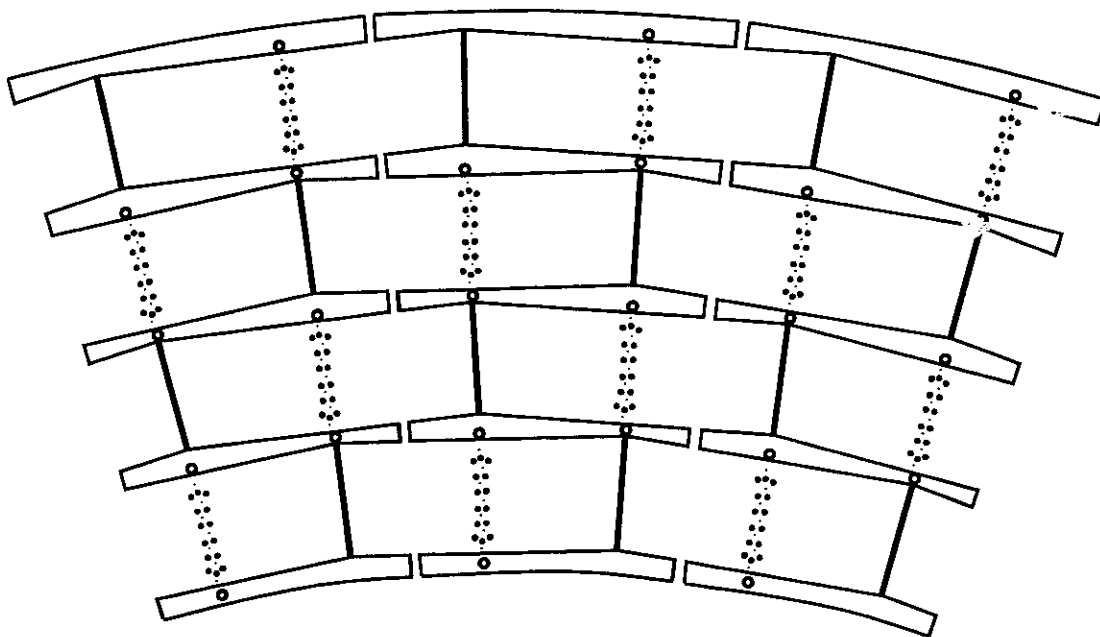


Figura 3.9: A câmara de arraste central

eixo  $Z$  e sucessivamente deslocados radialmente. A resolução em  $R\phi$  é de  $150$  a  $200\mu m$ . A coordenada  $Z$  é medida a partir de linhas de atraso, que se encontram alinhadas com o fio sensor mais externo de cada célula. Quando ocorre uma avalanche no fio, pulsos são induzidos na linha de atraso e a diferença de tempo de chegada dos pulsos nos extremos da câmara fornece a posição do disparo. A coordenada  $Z$  é medida com uma precisão de  $2mm$ .

A câmara de arraste frontal(FDC) é composta dos módulos norte e sul(FCN,FCS). Os dois módulos se localizam em cada extremidade da CDC e anteriormente às tampas do calorímetro(ECN,ECS), estendendo a cobertura de partículas carregadas até  $5^\circ$  em relação à linha do feixe. A FDC consiste de 3 módulos separados. O módulo  $\phi$ , que possui os fios sensores dispostos radialmente e dois módulos  $\theta$ , um de cada lado do módulo  $\phi$ , que



fornece uma medida da coordenada  $\theta$ . Cada célula  $\theta$  é equipada com um linha de atraso que fornece a medida da coordenada  $\theta$ .

O detetor de vértices(VTX) é o detetor mais interno do DØ , tendo a forma de um cilindro concêntrico ao feixe. A medida  $R - \phi$  é dada pelos fios do anôdo da câmara que correm paralelo ao feixe. O VTX possui três camadas concêntricas de células que fornecem uma resolução de 50 a  $100\mu m$  no plano  $R - \phi$ .

A análise aqui apresentada fará uso apenas da CDC

### 3.3 Os Sistemas de *Trigger* e Aquisição de Dados

Em um acelerador de alta luminosidade como o Tevatron, a taxa com que ocorrem as colisões é extremamente alta. Os *bunches* do feixe se cruzam a cada  $3.5\mu s$ . Considerando que a probabilidade de ocorrer uma colisão  $p\bar{p}$  inelástica a uma luminosidade instantânea típica de  $5 \times 10^{30} cm^{-2} s^{-1}$  é de 0.75, isso dá uma produção de eventos superior a  $200 KHz$ . O tempo médio para leitura de um evento é de  $400\mu s$ , o que não permite a leitura de todos os eventos produzidos nas colisões . O sistema de *trigger* seleciona os eventos contendo processos físicos interessantes, reduzindo a taxa de leitura a menos de 3Hz. Os *triggers* impõem restrições sobre os eventos, exigindo por exemplo a presença de múons , depósitos de energia nos calorímetros bem como combinações desses e outros requisitos.

O sistema de *trigger* é subdividido em três níveis denominados L0, L1 e L2, com grau crescente de sofisticação e processamento. Os diversos níveis são conectados em hierarquia de forma que uma das condições para o L1 disparar é que o L0 tenha disparado, e analogamente o L2 também exige o disparo do L1. Caso o evento seja aceito pelos

*triggers*, o sistema de aquisição de dados entra em operação e faz a leitura completa do evento.

### 3.3.1 O Nível Zero do Sistema de *Trigger*

O L0 é um *trigger* de hardware multitarefa, sendo formado por dois contadores cintilantes montados face a face contra as superfícies internas dos calorímetros frontais. A principal função do L0 é a identificação de colisões  $p\bar{p}$  inelásticas. Esta é obtida através do requerimento da coincidência temporal do *bunch crossing* com a chegada das partículas em ambos contadores. Além disso, ele também funciona como monitor de luminosidade e fornece informação preliminar sobre a posição da coordenada Z do ponto de colisão, através da diferença do tempo de chegada das partículas entre os dois hodoscópios. Em regimes de alta luminosidade, existe uma boa probabilidade de ocorrerem eventos com múltiplas interações. O L0 também pode identificar estes eventos, pois a informação sobre o tempo de chegada das partículas nos contadores se torna ambígua em eventos com múltiplas colisões.

### 3.3.2 O Nível 1 do Sistema de *Trigger*

O L1 é um *trigger* de hardware que toma decisões extremamente rápidas reduzindo o fluxo de eventos a aproximadamente  $100\text{Hz}$ . O L1 é composto por dois subníveis, o primeiro sendo o L1 propriamente dito, enquanto que o segundo é denominado L1.5. O subnível L1 opera no intervalo entre *bunch crossings* ( $3.5\mu\text{s}$ ), não contribuindo para tempo morto, enquanto que o subnível L1.5 pode requerer vários *bunch crossings* para processar um evento. O subnível L1.5 é um refinamento sobre o L1 que pode ser programado via

software e requisitado opcionalmente. Os dados usados neste trabalho foram coletados a partir de *triggers* no calorímetro e nas câmaras de múons .

- **O *Trigger* L1 do Calorímetro**

O L1 do calorímetro utiliza informação proveniente dos circuitos do calorímetro, somando a energia coletada nas diversas camadas, em torres com dimensões de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$  que se projetam para o centro do detetor. O *trigger* do calorímetro é instrumentado para a região  $|\eta| < 3.2$ . A energia coletada nas torres é convertida em energia transversa  $E_T$  utilizando-se a informação sobre a posição do vértice de interação proveniente do L0. Os *triggers* de jato não utilizam o subnível L1.5, fazendo toda decisão de *trigger* dentro do intervalo de *bunch crossing*. O número de torres, energia transversa e a rapidez de cada torre podem ser especificados já em primeiro nível de *trigger*. Alguns *triggers*, como o *MU\_1\_LO\_JET* utilizado nesta análise, são baseados em *large tiles* que são objetos definidos a partir da soma da energia depositada em diversas torres adjacentes do calorímetro. As *large tiles* tem a vantagem de apresentarem uma eficiência maior na detecção de jatos de baixa energia.

- **O *Trigger* L1 do Sistema de múons**

A informação básica fornecida ao *trigger* pelo detetor de múons é um único *latch bit*, para cada uma das aproximadamente 16700 câmaras de arraste. O *latch bit* é definido como um sinal do catodo do *PDT*, indicando que uma dada célula disparou. Isso permite a determinação da coordenada polar do *PDT* que disparou com

uma resolução de 10cm no WAMUS e 3cm no SAMUS. Padrões de *latch bits* correspondentes a diferentes planos dentro de cada camada são combinados gerando os centróides. Para eliminar ruídos expúrios, um mínimo de 2 planos dentre os 3 planos das camadas B e C contendo *latch bits* são requeridos para a definição do centróide de cada camada. Na camada A um mínimo de 3 planos dentre os 4 planos desta camada são exigidos para definição do centróide. O L1 identifica os candidatos a múons a partir de um algoritmo que decide se os centróides são compatíveis com um múon originado na região de interação . O L1 também requer que todas as 3 camadas possuam centróides sendo que uma exceção a esse requerimento se dá na parte inferior do detetor onde a cobertura da camada A é reduzida devido ao suporte do calorímetro. O subnível L1.5 permite um refinamento do momento do múon . Ele combina os centróides das camadas A,B e C, e baseado em uma tabela de informação de momento, decide se o padrão dos centróides é compatível com um múon de alto momento( $P_T > 7GeV$ ) ou de baixo momento( $P_T < 7GeV$ ).

### 3.3.3 O Nível 2 do Sistema de *Trigger*

O L2 é um *trigger de software* composto por diversos filtros que são processados paralelamente em 48 nós de VAX4000/60. Cada filtro é responsável por fazer uma reconstrução simplificada do evento, identificando jatos, múons , fótons , elétrons e impondo condições cinemáticas sobre esses eventos. O L2 permite uma redução no fluxo de eventos de 100Hz para menos de 3Hz. Caso o evento seja aceito pelo L2, este será gravado em fita.

- O Filtro L2 do Calorímetro

O L2 do calorímetro busca identificar a presença jatos no calorímetro. Um jato é definido como um conjunto de hádrons colimados gerados na hadronização de um parton energético e se manifesta no calorímetro como um conjunto de células adjacentes com alta deposição de energia. O código do L2 utiliza um algoritmo para encontrar jatos dentro de um cone  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.7$ , semelhante ao algoritmo de reconstrução de jatos. O algoritmo de jatos utiliza como ponto de partida as torres de *trigger* do L1 cuja energia transversa é superior 3GeV. A energia transversa do jato é definida como a soma da energia transversa das células contidas no cone.

- **O Filtro L2 do Sistema de Múons**

O algoritmo do L2 dos múons é uma versão simplificada do código utilizado na reconstrução . Inicialmente a informação dos PDT que dispararam é convertida em pontos no plano polar, que corresponde ao plano em que a trajetória sofre deflexão, e pontos no plano não polar. Em seguida o L2 inicia a etapa de reconhecimento de padrão, onde pontos dos diversos PDT são tentativamente associados a possíveis trajetórias. Essa associação é feita a partir do método de *roads*, que se baseia em colecionar todos os pontos contidos no volume de um tubo de seção transversa retangular que aponta para a região de interação . Ao final do processo, os segmentos de trajetória encontrados antes e após o toróide são aceitos como uma trajetória, caso a distância entre eles, dentro do toróide, seja inferior a uma dado valor de tolerância. O momento do múon é obtido a partir do ângulo entre os segmentos de trajetória antes e após o toróide. Considerando um campo magnético uniforme

$B$ (em Tesla), o momento  $P$ (em GeV) é dado pela seguinte expressão

$$P = \frac{0.3Bd}{\sin\alpha} \quad (3.3)$$

, onde  $d$  é a espessura do magneto e  $\alpha$  é o ângulo de deflexão da trajetória.

### 3.3.4 O *Trigger* de Múon -Jato

O *trigger* utilizado na presente análise foi projetado para selecionar uma amostra enriquecida de quarks  $b$ , contendo eventos com candidatos a múon e jato. O requerimento do múon está associado à identificação do quark  $b$  a partir de decaimentos semileptônicos, que correspondem a cerca de 10% do total de decaimentos. A presença de um jato no evento tem a função de melhorar a qualidade da amostra, pois assinala atividade hadrônica associada à fragmentação de quark  $b$ , e diminui a contaminação por múons de origem cósmica bem como falsos múons de origem combinatória.

O nível L1 deste *trigger* exige a presença de ao menos um candidato a múon e de uma *large tile*, que representa um candidato a jato, com energia mínima de  $10\text{GeV}$ . Este *trigger* não fez uso do nível L1.5 durante o período em que os dados desta análise foram coletados. O nível L2 somente requer a presença de múon com momento superior a  $3\text{GeV}$ , não impondo qualquer requerimento sobre jatos.

Apesar de todas as exigências do *trigger* de múon -jato, a taxa de eventos aceita por ele ainda se mostrou excessivamente alta. A fim de compatibilizar este *trigger* com a capacidade total (*bandwidth*) do sistema de aquisição de dados do DØ, foi necessário a redução da taxa de leitura deste *trigger*. Este fator de redução, denominado pré-escala, fazia com que apenas uma certa fração dos eventos aceitos pelo *trigger* de múon -jato fosse

repassado ao sistema de aquisição de dados. Este fator possuía uma dependência com a luminosidade instantânea do acelerador, sendo igual a 1 para luminosidades inferiores a  $11 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , 2 até  $15 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  e vetando o *trigger* em luminosidades superiores a  $15 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

### 3.3.5 A Determinação da Luminosidade do *Trigger*

A luminosidade da amostra coletada por um dado *trigger* é um ingrediente fundamental na medida de uma seção de choque. Sua determinação no DØ [36] leva em conta as especificidades de cada *trigger* e as condições particulares de cada um dos *bunches* de prótons e antiprótons.

O primeiro passo é a determinação da luminosidade instantânea. O valor da luminosidade instantânea ( $\dot{\mathcal{L}}$ ) é obtido a partir da medida da taxa de contagem ( $\dot{N}_{L\emptyset}$ ) registrada pelos contadores de Nível 0, utilizando-se a relação

$$\dot{\mathcal{L}} = \frac{\dot{N}_{L\emptyset}}{\sigma_{L\emptyset}} \quad (3.4)$$

, onde  $\sigma_{L\emptyset}$  corresponde a seção de choque  $p\bar{p}$  inelástica, que foi medida pelos experimentos CDF e E710 [36].

Uma vez determinada a luminosidade instantânea podemos então calcular a luminosidade integrada à qual este *trigger* esteve efetivamente exposto usando a fórmula

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^n \dot{\mathcal{L}}_i * f_i^{\text{efetiva}} * \Delta t_i \quad (3.5)$$

, onde  $\Delta t_i$  é um período de tempo suficientemente pequeno durante o qual a luminosidade instantânea não varia significativamente e  $f_i^{\text{efetiva}}$  representa a fração de tempo durante o qual o *trigger* se encontra apto para receber eventos.

A aplicação direta do cálculo acima para cada *trigger* seria um pouco complicada, já que cada um possui configuração diferente dos demais. Na prática, o que se faz é determinar, através de um *scaler*, a luminosidade efetiva básica a que todos os *triggers* estiveram expostos (contabilizando-se as fontes de tempo morto comuns a TODOS os *triggers*) e depois aplicar a cada *trigger* separadamente as correções apropriadas devidas à sua configuração específica.



# Capítulo 4

## A Reconstrução de Eventos

As partículas provenientes das colisões interagem com o detetor e este gera sinais eletrônicos que são armazenados em fitas. A reconstrução de eventos consiste em combinar os sinais eletrônicos com dados sobre a geometria e calibrações do detetor a fim de reconstruir as partículas produzidas no evento. A reconstrução de eventos do DØ é feita pelo DØRECO , um programa que transforma as informações do detetor em grandezas físicas tipo energia, momento e orientação espacial, de objetos físicos como jatos, múons , eletrons e ftons. A seguir são apresentadas as reconstruções dos objetos relevantes à presente análise.

### 4.1 A Reconstrução do Vértice de Interação

A medida da posição do vértice primário é muito importante para a determinação de grandezas transversas como o momento transverso( $P_T$ ) dos múons , a energia transversa( $E_T$ ) dos jatos e o balanço de  $E_T$  no evento. A posição do vértice está vinculada à região de superposição do feixe de prótons com o de antiprótons . O programa de reconstrução define o vértice de interação como sendo o vértice do evento contendo a maior multiplicidade de

partículas .

A reconstrução da coordenada  $Z$  do vértice de interação , que se estende ao longo do feixe, é obtida a partir das trajetórias reconstruídas na câmara central de trajetórias(CDC). A coordenada  $Z$  de cada vértice é medida com um erro de aproximadamente  $1cm$ , sendo que os vértices de eventos sucessivos se distribuem em  $Z$  conforme uma gaussiana de  $\sigma_Z = 28cm$  centrada na origem.

A posição do vértice no plano transversal( $R-\phi$ ) ao feixe é determinada pelo detetor de vértices(VTX). A resolução no plano  $R-\phi$  é de cerca de  $30\mu m$ , que é aproximadamente metade do diâmetro do feixe no interior do detetor. Como a posição do feixe é bem estável durante uma dada tomada de dados( $RUN$ ), na prática o vértice em  $R-\phi$  é definido como a posição média dos vértices dos eventos no  $RUN$ . O erro da posição do vértice no plano transversal é dado pelo próprio diâmetro do feixe, que corresponde a  $60\mu m$ .

## 4.2 A Reconstrução dos Múons

O programa de reconstrução de múons utiliza um algoritmo semelhante ao do *trigger* L2. Entretanto, alguns refinamentos nos algoritmos de reconstrução permitem uma medida bem mais precisa da direção da trajetória e conseqüentemente do momento do múon . Devido à ausência de campo magnético central, a trajetória dos múons é retilínea, a não ser dentro do toróide onde o campo magnético provoca uma deflexão no plano  $R-Z$ . Inicialmente, é feita uma identificação dos PDT que foram atingidos, e esta informação é convertida em pontos no plano  $R-Z$  (direção *bend*) e no plano  $R-\phi$ (direção *nonbend*). A seguir, vem a etapa de reconhecimento de padrão dos pontos da trajetória.

A partir de ajustes, pelo método dos mínimos quadrados, determinam-se os pontos no plano *bend* e *nonbend* que serão associados a uma dada trajetória. Inicialmente, na direção *nonbend*, os pontos fornecidos pelos PDT das 3 camadas são utilizados no ajuste de uma trajetória retilínea vinculada a passar pelo vértice de interação . O ajuste inicial utiliza somente a informação  $\Delta T$  para determinar a posição ao longo do fio. Em seguida, um algoritmo mais refinado refaz o ajuste utilizando também informação das *pads*, o padrão losangular periódico, para melhorar a resolução . Nesta segunda etapa, a precisão dos pontos possibilita realizar o ajuste da trajetória sem utilizar o vértice de interação , caso haja número suficiente de pontos na camada A.

Na direção *bend*, são feitos ajustes com segmentos de retas antes e após o toróide, com o vínculo de que ambos devem se encontrar no interior do toróide. Analogamente ao ajuste na direção *nonbend*, o vértice só é utilizado caso haja um número insuficiente de pontos na camada A. A deflexão da trajetória no interior do toróide fornece a medida do momento do múon .

A resolução de momento dos múons [20] é parametrizada através da expressão

$$\frac{\delta P}{P} = \sqrt{\left(\frac{M * (P - 2)}{P}\right)^2 + (R * P)^2} \quad (4.1)$$

, onde  $M = 0.18 \pm 0.02$  e  $R = 0.003 \pm 0.001$ . O parâmetro  $M$  está associado ao limite imposto à resolução de momento devido ao espalhamento múltiplo no calorímetro e no toróide, enquanto que  $R$  descreve o impacto da resolução dos pontos da trajetória sobre o momento. A resolução dos pontos é basicamente função da resolução do tempo de arraste e do erro no alinhamento dos *PDT*. Os parâmetros da resolução de momento foram obtidos a partir do estudo da largura do pico de massa de dois múons correspondentes

a decaimentos do  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Como conhecemos com grande precisão a largura do  $Z$  e do  $J/\Psi$ , podemos inferir qual a resolução de momento que o  $D\emptyset$  proporciona. Para múons de alto momento a resolução é dominada por erros na medida da posição dos pontos da trajetória, enquanto que a baixo momento ela é dominada por efeitos de espalhamento múltiplo e perda de energia. A resolução de momento, principalmente devido ao espalhamento múltiplo, possui uma pequena dependência com a direção da trajetória. Os parâmetros de resolução apresentados acima correspondem à resolução média para múons centrais ( $|\eta| < 0.8$ ). Estes são os múons usados na presente análise.

### 4.3 A Reconstrução dos Jatos

Um jato é definido como uma coleção de hádrons colimados, provenientes da fragmentação de um parton energético. Existem vários algoritmos de reconstrução de jatos e o  $D\emptyset$  utiliza o chamado algoritmo de cone. Em 1990, foi estabelecido um padrão para algoritmos de jatos a fim de permitir a comparação de resultados entre diferentes experimentos. Esse padrão ficou conhecido como Snowmass e mais tarde descobriu-se através de simulações que esse padrão criava discrepâncias entre a direção do jato e a direção do parton que deu origem ao jato. Este fato levou o  $D\emptyset$  a adotar um algoritmo que é uma modificação do de Snowmass. Esse algoritmo do  $D\emptyset$  [21] utiliza todas as convenções de Snowmass, exceto que a direção do jato  $(\eta, \phi)$  é redefinida.

A reconstrução de jatos consiste de um processo iterativo. Inicialmente, as torres do calorímetro contendo depósitos acima de 1GeV são definidas como sementes. A partir dessas sementes constroem-se os pré aglomerados que são formados pela soma das torres

adjacentes às sementes, num cone de  $\Delta R = 0.7$ . O tamanho( $\Delta R$ ) do cone é definido como

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{torre} - \eta_{semente})^2 + (\phi_{torre} - \phi_{semente})^2} \quad (4.2)$$

,onde  $(\eta_{torre}, \phi_{torre})$  é a direção do eixo central da torres. A coordenada  $\eta_{torre}$  de cada torre é definida a partir do vértice de interação do evento.

A direção do jato em  $(\eta, \phi)$  é definida a partir de

$$\eta_{Snowmass} = \frac{(\sum_i E_T^i \eta^i)}{(\sum E_T^i)} \quad (4.3)$$

$$\phi_{Snowmass} = \frac{(\sum_i E_T^i \phi^i)}{(\sum E_T^i)} \quad (4.4)$$

Utilizando essa direção , o processo é repetido até o algoritmo convergir para um jato estável. Em seguida, a direção do jato é redefinida pelo DØ a partir das seguintes expressões

$$\eta_{jato} = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta_{jato}}{2} \right) \right) \quad (4.5)$$

$$\phi_{jato} = \tan^{-1} \left( \frac{\sum E_y^i}{\sum E_x^i} \right) \quad (4.6)$$

$$\theta_{jato} = \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{E_X^2 + E_Y^2}}{E_Z} \right) \quad (4.7)$$

$$E_X = \sum_i E_i \sin(\theta_i) \cos(\phi_i) \quad (4.8)$$

$$E_Y = \sum_i E_i \sin(\theta_i) \sin(\phi_i) \quad (4.9)$$

$$E_Z = \sum_i E_i \cos(\theta_i) \quad (4.10)$$

A energia transversa do jato é definida como a soma das energias transversas de cada torre contida no cone.

$$E_T = \sum_i E_i \sin(\theta_i) \quad (4.11)$$

O erro na medida de energia de um jato se subdivide em dois tipos. Um deles, o erro na escala de energia, é um erro sistemático que está associado aos seguintes fatores:

- Não linearidades na resposta do calorímetro a partículas de baixo momento.
- Perda de energia em regiões não instrumentadas por calorímetros como o detector central de trajetórias, as paredes do criostato e buracos no próprio calorímetro.
- Efeitos de algoritmo de reconstrução como partículas do chuveiro que escapam do cone do jato.
- Ruído do urânio

A escala de energia [22] é corrigida em várias etapas e é uma função complicada da energia, da direção do jato, de sua largura e do tamanho do cone usado na reconstrução. O fator de correção para a escala de energia para jatos acima de  $20\text{GeV}$  é de aproximadamente  $1.15 \pm 0.05$

A correção na escala de energia dos jatos não leva em conta os efeitos de resolução intrínseca do detector, que é um erro randômico e aproximadamente gaussiano. A determinação da resolução na energia transversa ( $E_T$ ) dos jatos é baseada na conservação da energia no plano transversal. Estudando o balanço de energia transversal [23] em uma amostra de dados com eventos contendo apenas dois jatos obtém-se a seguinte parametrização

para a resolução de  $E_T$ .

$$\sigma_{E_T} = \sqrt{C^2 E_T^2 + S^2 E_T + N^2} \quad (4.12)$$

, onde  $C = 0.022 + 0.010 - 0.019$ ,  $S = 0.524 + 0.060 - 0.080$  e  $N = 3.992 + 0.852 - 0.955$ .

Esses valores dos parâmetros descrevem a resolução para jatos centrais ( $|\eta| < 0.6$ ), que corresponde à região utilizada em nossa análise.

# Capítulo 5

## A Simulação dos Dados

A seguir discutiremos a simulação de eventos e da resposta do detetor a esses eventos. Os eventos simulados são de extrema importância em um experimento de altas energias. Para analisar os dados provenientes do detetor, é necessário que se saiba quantificar as eficiências, aceitações e resoluções do mesmo. A situação ideal é aquela em que usamos dados reais para tais fins. Entretanto, existem situações em que os eventos simulados são a única fonte de informação. A simulação de eventos no DØ é subdividida em 3 etapas. Inicialmente temos a geração dos eventos, feita pelo ISAJET [26]. Em seguida, temos a simulação da resposta do detetor aos eventos, que é implementada através do DOGEANT [25]. A última fase do processo é a simulação do sistema de *trigger* que é feita pelo pacote TRIGSIM. Ao final dessas três etapas, a estrutura de um evento simulado se torna idêntica à de um evento real, permitindo que se faça a reconstrução dos eventos simulados com o mesmo programa de reconstrução dos dados reais.



## 5.1 O Gerador de Eventos

Atualmente existem diversos geradores de eventos sendo que alguns dos mais apropriados para simulação de processos regidos pela QCD são o ISAJET [26], PYTHIA [28] e HERWIG [27]. O ISAJET é o mais difundido no DØ e foi utilizado na presente análise para simular as colisões  $p\bar{p}$  que ocorrem no Tevatron. O ISAJET é um gerador de Monte Carlo baseado no formalismo da QCD perturbativa e em modelos fenomenológicos de hadronização .

Os eventos são gerados em quatro etapas, descritas a seguir:

1. **O espalhamento duro:** A seção de choque a nível de partons é calculada a partir da expressão do teorema da fatorização para a colisão de dois hadrons, apresentado no segundo capítulo.

$$\sigma = \sum_{ij} \int dx_i dx_j \sigma_{ij}(x_i P_A, x_j P_B, \mu) F_i^A(x_i, \mu) F_j^B(x_j, \mu) \quad (5.1)$$

, onde  $F_i^A$  e  $F_j^B$  são as funções de distribuição de partons i e j dentro do proton(A) ou antiproton(B),  $x_i$  e  $x_j$  correspondem às suas frações de momento e  $\sigma_{ij}(x_i P_A, x_j P_B, \mu)$  é a seção de choque partônica de curta distância. A função de distribuição pode ser escolhida dentre as diversas parametrizações disponíveis na biblioteca de funções de distribuição PDFLIB.

2. **Correções Radiativas:** Correções de radiação de estado inicial e final são adicionadas aos partons do espalhamento duro. A partir dos dois partons do espalhamento duro e eventuais partons de estado inicial e ou final, o ISAJET desenvolve

uma cascata de gluons. Um parton  $q_0$  emite um gluon que se divide num par  $q_1\bar{q}_1$  e o processo continua até a energia dos partons se tornarem inferiores à energia limiar de  $6GeV$ . Esse limite não afeta a produção de quarks  $b$ , pois para um gluon se ramificar em um par  $b\bar{b}$  é necessário que este tenha uma energia superior a  $2m_b \simeq 10GeV$ .

3. **Hadronização** : Os quarks e gluons gerados na cascata são hadronizados a partir do modelo de fragmentação independente de Feynman-Field [29]. Este modelo trata cada parton independentemente e o veste com outros quarks de modo a criar um hadron. A fração de momento desse hadron em relação ao parton pai é definida como

$$z = \frac{(E^{hadron} + P_{//}^{hadron})}{(E^{parton} + P^{parton})} \quad (5.2)$$

, onde  $P_{//}^{hadron}$  é a projeção do momento do hadron na direção do momento do parton. A distribuição da fração de momento para quarks leves, do tipo **u**, **d** e **s**, é dada pela parametrização

$$D(z) = 1 - a + a(b + 1)(1 - z)^b \quad (5.3)$$

, onde  $a=0.96$ ,  $b=3$ . No caso de um quark pesado do tipo **b** ou **c**, a distribuição da fração de momento é descrita pela função de fragmentação de Peterson [30]

$$D(z) = \frac{1}{z \left(1 - 1/z - \frac{\epsilon}{(1-z)}\right)^2} \quad (5.4)$$

, onde  $\epsilon = \epsilon_P/m_q^2$  que depende da massa do quark pesado  $m_q$ . O parâmetro de Peterson  $\epsilon_P$  [31] tem o valor de 0.5 para o quark  $c$  e 0.8 para o quark  $b$  e  $m_q$  representa

a massa do quark em questão . Ao fim do processo de hadronização , os hadrons instáveis sofrem decaimentos de acordo com uma tabela de razão de ramificação . O decaimento de hadrons B é baseado no modelo (V-A) de quark espectador. Partículas com vida média longa como píons e káons , que são capazes de atingir o detetor, são decaídas somente na etapa de simulação do detetor.

4. **A Simulação da Física de Baixo  $P_T$**  : A última etapa consiste em superpor ao espalhamento duro um espalhamento mole, que representa a interação dos partons espectadores do proton e do antiproton que não sofreram interação dura. A interação mole gera partículas que se superpõem ao espalhamento duro. Entretanto, essas partículas têm um  $P_T$  pequeno se comparado ao das partículas provenientes do espalhamento duro, dando origem ao chamados jatos do feixe(*beam jets*).

## 5.2 A Simulação do Detetor

A simulação do detetor DØ é implementada a partir do GEANT [25], que é um pacote de rotinas do CERN destinado à simulação de detetores. O GEANT possui ferramentas que permitem a especificação de volumes e dos materiais contidos nestes volumes. Suas rotinas permitem transportar partículas através dos volumes e assim obter a perda de energia e o espalhamento múltiplo, devido à interação com o meio. Ele também fornece ferramentas capazes de converter energia depositada em sinais eletrônicos, simulando a própria eletrônica do detetor.

A implementação do DØGEANT como programa de simulação do DØ é bem detalhada. Por exemplo, as especificações para o sistema de múons incluem detalhes que vão até

o nível de fios sensores, material do catodo e estruturas de suporte. Embora completa, a simulação do sistema de múons supõe que as câmaras de múons possuem uma eficiência constante e igual à projetada, muito próxima a 100%. No entanto a eficiência real dos PDT pode deteriorar lentamente com o decorrer do tempo, em função da dose acumulada de radiação recebida durante seu funcionamento. Seria inviável reprocessar todo o Monte Carlo com o GEANT para as diversas épocas da tomada de dados. O tempo de processamento de um evento típico de *QCD* em uma máquina *IBM – R6000* é de cerca de 10 minutos.

O método adotado para uma simulação mais realista da resposta das câmaras de múons faz uso do programa MUSMEAR, em seguida ao DOGEANT. O MUSMEAR, que consome muito pouco tempo de CPU, opera a nível da informação sobre as câmaras que dispararam no evento, adicionando ruído, removendo sinais, a fim de reproduzir a eficiência real do detetor. A resolução do tempo de arraste e da posição ao longo do fio( $\Delta T$ ) dos PDT são degradadas a fim de reproduzir as resoluções reais. O arquivo da geometria do sistema de múons também é modificado de forma a reproduzir as deficiências de alinhamento das câmaras. A posição dos PDT contida nos arquivos de geometria são modificadas randomicamente de acordo com uma distribuição gaussiana, centrada na posição original da câmara. O MUSMEAR se baseia em arquivos com informações detalhadas sobre eficiências, resoluções e alinhamento de cada PDT, obtidas a partir de múons reais medidos no detetor, cobrindo épocas determinadas de funcionamento do espectrômetro.

### 5.3 A Simulação do Sistema de *Trigger*

O pacote de simulação de *trigger*, o TRIGSIM, simula as decisões do sistema de *trigger* L1 e L2, decidindo se o evento passaria ou não pelos requerimentos específicos de cada *trigger* de física. O pacote de simulação é dividido em dois. O L1SIM que é responsável pela simulação do L1 modela o hardware do *trigger* de L1 do calorímetro e dos subníveis L1 e L1.5 do sistema de múons . O L2SIM , que simula o filtro L2, é baseado no mesmo código do filtro L2 que roda nas máquinas do sistema de aquisição de dados. Os requerimentos de *trigger* são programados no TRIGSIM, utilizando o mesmo conjunto de diretivas que são utilizadas durante a tomada de dados reais. A informação se o evento satisfaz ou não aos requerimentos de *trigger* é armazenada conjuntamente com a informação sobre a simulação do detetor, em uma estrutura análoga à dos eventos reais. O simulador retém os eventos que falham aos requerimentos do *trigger*, permitindo que se estude detalhadamente os motivos de tais falhas e a quantificação de eventuais ineficiências.

Durante minha estadia no Fermilab eu dediquei parte do tempo à escrita do código do filtro de nível L2 para múons que passam pela região de intercessão entre o SAMUS e WAMUS. Mais especificamente, este código era responsável pela região SAMUS-SAMUS-WAMUS(SSW), que corresponde a múons que atingem as camadas *A* e *B* do SAMUS e a camada *C* do WAMUS. Este código foi posto em operação em 1995 e tomou-se dados no que até então era uma região cega do sistema de múons . Ao fim deste trabalho com o código do SSW, eu passei a trabalhar com o grupo de manutenção do código do filtro de nível L2 do sistema de múons . Isso englobava o estudo das taxas de *trigger* dos filtros de nível L2 bem como a solução de problemas com o código do L2.

Tabela 5.1: As amostras de dados simulados.

Amostra	Tipo	Gerador	Número de Eventos
I	$p\bar{p} \rightarrow b + X \text{ ou } c + X \rightarrow \mu + X$	Isajet v7.22	20000
II	$p\bar{p} \rightarrow b + X \text{ ou } c + X \rightarrow \mu + X$	Isajet v7.22	20000
III	$p\bar{p} \rightarrow b + X \text{ ou } c + X \rightarrow \mu + X$	Isajet v7.13	20000
IV	$p\bar{p} \rightarrow \Pi + X \text{ ou } K + X \rightarrow \mu + X$	Isajet v7.22	50000
V	$p\bar{p} \rightarrow Z + X \rightarrow \mu + X$	Isajet v7.22	5000
VI	$p\bar{p} \rightarrow W + X \rightarrow \mu + X$	Isajet v7.22	5000
VII	$p\bar{p} \rightarrow b + X \text{ ou } c + X \rightarrow \mu + X$	Isajet v7.22	30000

## 5.4 As Amostras de Dados Simulados

Os dados simulados foram utilizados na presente análise com varias finalidades distintas. Dentre elas destacam-se a determinação de eficiências e aceitações e o processo de medida da fração de múons associados a quarks  $b$ . Os eventos simulados também foram empregados na estimativa teórica de algumas medidas experimentais obtidas ao longo da análise.

Uma parte do meu trabalho constituiu em gerar as amostras de eventos simulados, e submeter essa amostra aos processos de: simulação do detetor(D0GEANT), MUSMEAR, simulação de *trigger*(TRIGSIM) e reconstrução de eventos(D0RECO). Essas amostras foram utilizadas pela maior parte das análises do grupo de Física do Quark  $b$  do DØ que estudam eventos com um único múon .

A tabela 5.1 apresenta as amostras geradas com o ISAJET versões 7.22 e 7.13, utilizando a função de distribuição de partons(PDF) CTEQ2L.

A amostra I contém eventos de quarks  $b$  e  $c$  que decaem semileptonicamente em múons . Esta amostra foi utilizada no estudo das eficiências. A fim de popular a região de al-

to momento dos múons e alta energia dos jatos os eventos foram gerados em varias sub amostras com energia de geração distinta. A energia de geração é a energia dos partons iniciais gerados na colisão. A energia de geração das sub amostras foi variada entre  $10\text{GeV}$  a  $100\text{GeV}$  em intervalos de  $10\text{GeV}$  e entre  $100\text{GeV}$  e  $200\text{GeV}$  em intervalos de  $20\text{GeV}$ . As amostras II e III foram utilizadas na medição da fração de múons de quarks  $b$ . Distintamente do estudo das eficiências, foi necessário fazer a geração das diversas sub amostras com o mesmo intervalo de energia de geração . Isso se deve ao fato de ter sido necessário utilizar eventos sem peso por motivo de flutuações estatísticas. Os tipos de evento das amostras II e III são identicos aos da amostra I. Os eventos das amostras I,II e III foram submetidas ao processo integral de simulação que corresponde à sequencia  $D0GEANT \rightarrow MUSMEAR \rightarrow TRIGSIM \rightarrow D0RECO$ . As amostras IV,V,VI e VII foram geradas somente para estimativa teórica de diversas seções de choque e não foram submetidas ao processo de simulação do detetor. A fim de facilitar a referência às diversas amostras de dados simulados, adotaremos a convenção de denominar genéricamente de *Monte Carlo* as amostras do tipo I,II ou III. Tais amostras se diferenciam das demais por terem sido submetidas à simulação completa do detetor.

# Capítulo 6

## A Seleção de Eventos

A seguir descrevemos a amostra de dados que foi utilizada nesta análise. A identificação dos eventos contendo quarks  $b$  é baseada na presença de um múon próximo a um jato do evento. O momento transversal do múon em relação ao jato informa da probabilidade do jato conter um quark  $b$  que tenha decaído semileptonicamente no múon. Tal fato está relacionado à massa do quark  $b$ , e portanto à energia disponível no decaimento do mesmo ser superior à das demais fontes de múons. No capítulo 8 discutiremos em detalhes como o momento transversal do múon é utilizado na identificação do quark  $b$ . A seleção dos eventos utilizados na presente análise exige, portanto, a presença de um múon associado a um jato.

O processo de seleção passa por quesitos que compreendem o requerimento de *trigger*, os cortes cinemáticos e os critérios de qualidade. Os eventos utilizados na presente análise são provenientes de um *trigger* que pre seleciona eventos com candidatos a múons e jatos. Este *trigger*, denominado *MU\_1\_LO\_JET*, requer que o evento satisfaça as condições descritas na seção 3.3.4.

Posteriormente, critérios cinemáticos de seleção de múons e jatos são impostos a estes



Tabela 6.1: Cortes para seleção de jatos

Tipo	Corte
critérios cinemáticos	$E_t^{jet} > 20 GeV$
	$ \eta^{jet}  < 0.6$
critérios de qualidade	$f_H < 0.4$
	$0.05 < f_{EM} < 0.95$
	$f_{hotcell} < 10$

eventos para garantir que eles estejam em regiões cinemáticas onde as eficiências e resoluções do detetor são bem conhecidas. Um segundo tipo de seleção, os critérios de qualidade, são responsáveis por garantir a identidade física dos múons e jatos observados no detetor, removendo efeitos expúrios que possam simular a presença de um múon ou jato no detetor.

## 6.1 A Seleção dos Jatos

A figura 6.1 apresenta as distribuições cinemáticas dos jatos da amostra de dados. Esse jatos foram submetidos aos cortes descritos na tabela 6.1, e comentados em seguida.

A restrição a jatos centrais, com  $|\eta| < 0.6$  corresponde à região de aceitação do calorímetro central. A região  $0.6 < |\eta| < 1.0$  que compreende o intercriostato tem escala e resolução de energia menos bem determinadas, e foi excluída da presente análise. A imposição de uma energia transversa mínima de  $20 GeV$  garante aos jatos eficiências de *trigger* e reconstrução bem determinadas, discutidas na seção 6.2. Ruídos eletrônicos e defeitos nos circuitos do calorímetro podem simular a presença de um jato ou causar uma medida errônea de suas condições cinemáticas. Um exemplo disto são as "células quentes" que, gerando sinais expúrios, indicam uma elevada deposição de energia. Tais células

podem contribuir artificialmente para quase toda a energia de um jato. Para descartar tais "jatos", foi criada uma grandeza denominada  $f_{hotcell}$  que representa a fração da energia da célula mais quente em relação à segunda mais quente. O corte em  $f_{hotcell} < 10$  rejeita cerca de 80% de tais jatos falsos. A grandeza  $f_{EM}$  corresponde à fração de energia depositada no calorímetro eletromagnético, em relação à energia total. A restrição da fração eletromagnética de um jato ao intervalo  $0.05 < f_{EM} < 0.95$  rejeita mais de 95% dos jatos de células quentes. Analogamente à  $f_{EM}$ , a grandeza  $f_H$  representa a fração de energia depositada na camada grossa do calorímetro hadrônico. Os critérios de qualidade de jatos utilizados neste trabalho correspondem aos critérios de seleção de jatos oficiais do DØ utilizados em quase todas as análises envolvendo jatos. O estudo de tais critérios e suas eficiências, baseados em dados reais, são apresentados em detalhe nas referências [24].

## 6.2 A Seleção dos Múons

Os múons da amostra de dados foram selecionados segundo os critérios apresentados na tabela 6.2, e detalhados em seguida. A figura 6.2 apresenta as distribuições cinemáticas dos múons e mostra os cortes aplicados às diversas distribuições .

Os múons de baixo momento produzidos no D0 são provenientes de decaimentos semileptônicos de quarks pesados ou decaimentos de píons e káons . Tendo em conta que os decaimentos de píons e káons são mais "moles" que dos sabores pesados, a escolha do  $P_T$  mínimo de  $6\text{GeV}$  foi um compromisso entre estatística da amostra e contaminação de píons e káons .

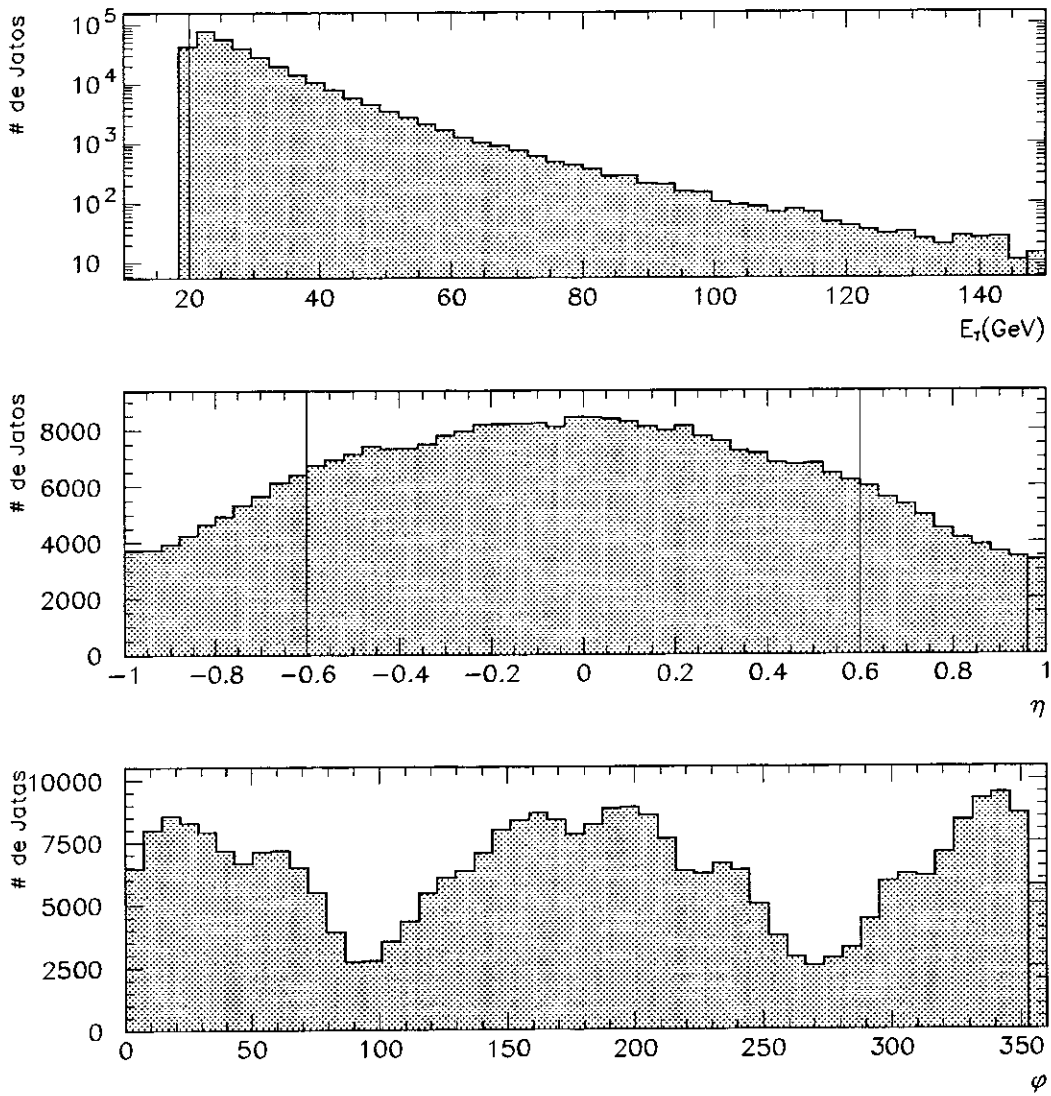


Figura 6.1: As distribuições cinemáticas de energia transversa( $E_T$ ), pseudo-rapidez( $\eta$ ) e ângulo azimutal( $\phi$ ) dos jatos da amostra de dados. As linhas verticais correspondem aos cortes cinemáticos aplicados à amostra.

Tabela 6.2: Cortes para seleção de múons

Tipo	Corte
critérios cinemáticos	$P_t^{mu} > 6GeV$
	$ \acute{e}ta^{mu}  < 0.8$
	$\phi < 80^\circ$ ou $\phi > 110^\circ$
	$\Delta R < 0.7$
critérios de qualidade	$Bdl > 0.6GeV$
	$HFRAC = 1.0$
	$ECAL1 > 1.0GeV$
	Global Fit $\chi^2 > 0$
	Global Fit Status $\neq 2$
	$ T0  < 100ns$

A restrição em  $\acute{e}ta$  representa a aceitação geométrica do sistema de múons na região central(CF). Esta região possui eficiências e resoluções bem conhecidas. A região coberta pelas PDT frontais apresenta um alto grau de ruído e foi excluída desta análise.

A exclusão dos múons dentro do intervalo  $80^\circ < \phi < 110^\circ$  se deve ao fato das câmaras de múons nesta região apresentarem uma eficiência muito baixa. Tal ineficiência resulta de danos de radiação provocados pelo Main Ring que atravessa o calorímetro nesta região do detector.

A grandeza  $\Delta R$  representa o ângulo no espaço  $\acute{e}ta - \phi$ , entre o múon e o jato mais próximo. Ela é definida pela expressão

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\acute{e}ta^2} \quad (6.1)$$

A figura 6.3 apresenta a distribuição do ângulo múon-jato. O múon só é aceito na amostra de dados se ele estiver acompanhado de um jato que satisfaça a condição  $\Delta R < 0.7$ . Como podemos verificar na distribuição de  $\Delta R$  dos dados, a grande maioria dos múons se encontra bem próximo do centro do jato.

A resolução da medida do momento dos múons no DØ está relacionada à extensão de campo magnético que o múon atravessa. A grandeza  $Bdl$  corresponde a variação do momento(*kick*) devido ao campo magnético. O corte  $Bdl > 0.6\text{GeV}$  garante que o ângulo de deflexão da trajetória no campo magnético seja superior à deflexão provocada pelo espalhamento múltiplo no toróide e no calorímetro.

A grandeza ECAL1 corresponde à energia depositada nas células do calorímetro vizinhas à trajetória do múon. Com base na energia de ionização mínima, espera-se que o múon deposite pelo menos  $1\text{GeV}$  nas células contidas na primeira vizinhança da trajetória.

A grandeza HFRAC também é uma variável associada ao calorímetro. Ela representa a fração de camadas do calorímetro nas quais o múon depositou energia. Como o múon atravessa o calorímetro integralmente, espera-se que ele deposite energia em todas as camadas, o que corresponde a  $\text{HFRAC}=1$ .

O corte no  $\chi^2$  do ajuste global da trajetória tem por principal objetivo descartar trajetórias mal reconstruídas. O ajuste global envolve informações do sistema de múons, do calorímetro e do detetor central. A condição de  $\chi^2 > 0$  corresponde a requerer que o ajuste global do múon tenha tido êxito.

O parâmetro  $T0$  é a diferença de tempo entre o momento do *bunch crossing*, pelo relógio do acelerador, e o mesmo instante determinado a partir da reconstrução de trajetórias. múons que estejam fora da janela de tempo  $|T0| < 100\text{ns}$  correspondem a partículas provindas de outras fontes que não a colisão.

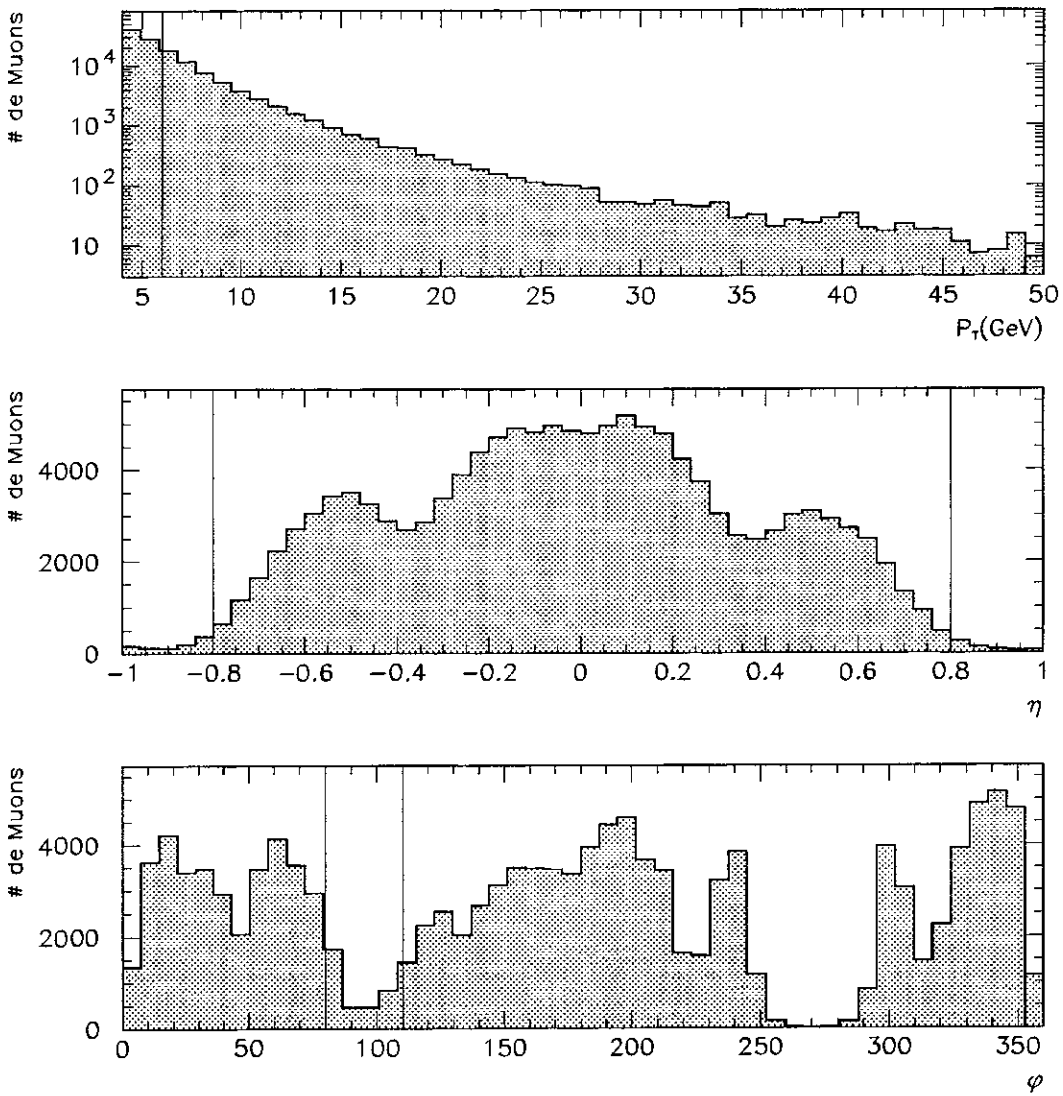


Figura 6.2: As Distribuições cinemáticas de momento transverso( $P_T$ ), pseudo-rapidez( $\eta$ ) e ângulo azimutal( $\phi$ ) dos múons da amostra de dados. As linhas verticais correspondem aos cortes cinemáticos aplicados à amostra.

### 6.3 As Relações Múon -Jato

As relações entre o jato e seu múon associado trazem importantes informações relacionadas aos processos de hadronização e decaimento contidos no jato.

Uma quantidade de extrema importância é o  $P_T^{Rel}$ , apresentado na figura 6.3, que corresponde ao momento transversal do múon em relação ao eixo do jato. O  $P_T^{Rel}$  é a grandeza chave utilizada na identificação de múons originados em decaimentos de quarks  $b$ , como mostraremos mais adiante. A definição do  $P_T^{Rel}$  é dada pela seguinte expressão

$$P_T^{Rel} = \frac{\|\vec{P}^{mu} \times \vec{P}^J\|}{\|\vec{P}^J\|} \quad (6.2)$$

,onde  $\vec{P}^{mu}$  é o tri-momento do múon e  $\vec{P}^J$  o tri-momento do jato completo formado pelo momento do jato no calorímetro somado ao do múon .

A figura 6.3 também mostra a grandeza  $Z$ , que representa a fração de momento longitudinal que o múon leva do jato em que ele se originou. A quantidade  $Z$  está intimamente ligada ao processo de fragmentação do parton que deu origem ao jato no múon . A definição de  $Z$  é dada por

$$Z = \frac{\vec{P}^{mu} \cdot \vec{P}^J}{\|\vec{P}^J\|^2} \quad (6.3)$$

O processo de fragmentação do parton que deu origem ao jato impede praticamente qualquer correlação entre a energia transversal do jato  $E_T^J$  e o momento transversal  $P_T^{mu}$  do múon . Tal fato pode ser verificado na figura 6.4 que apresenta o momento transversal médio do múon em função da energia transversal do jato associado. A figura 6.4 apresenta uma função praticamente plana, indicando uma correlação bem diluída entre as duas grandezas.

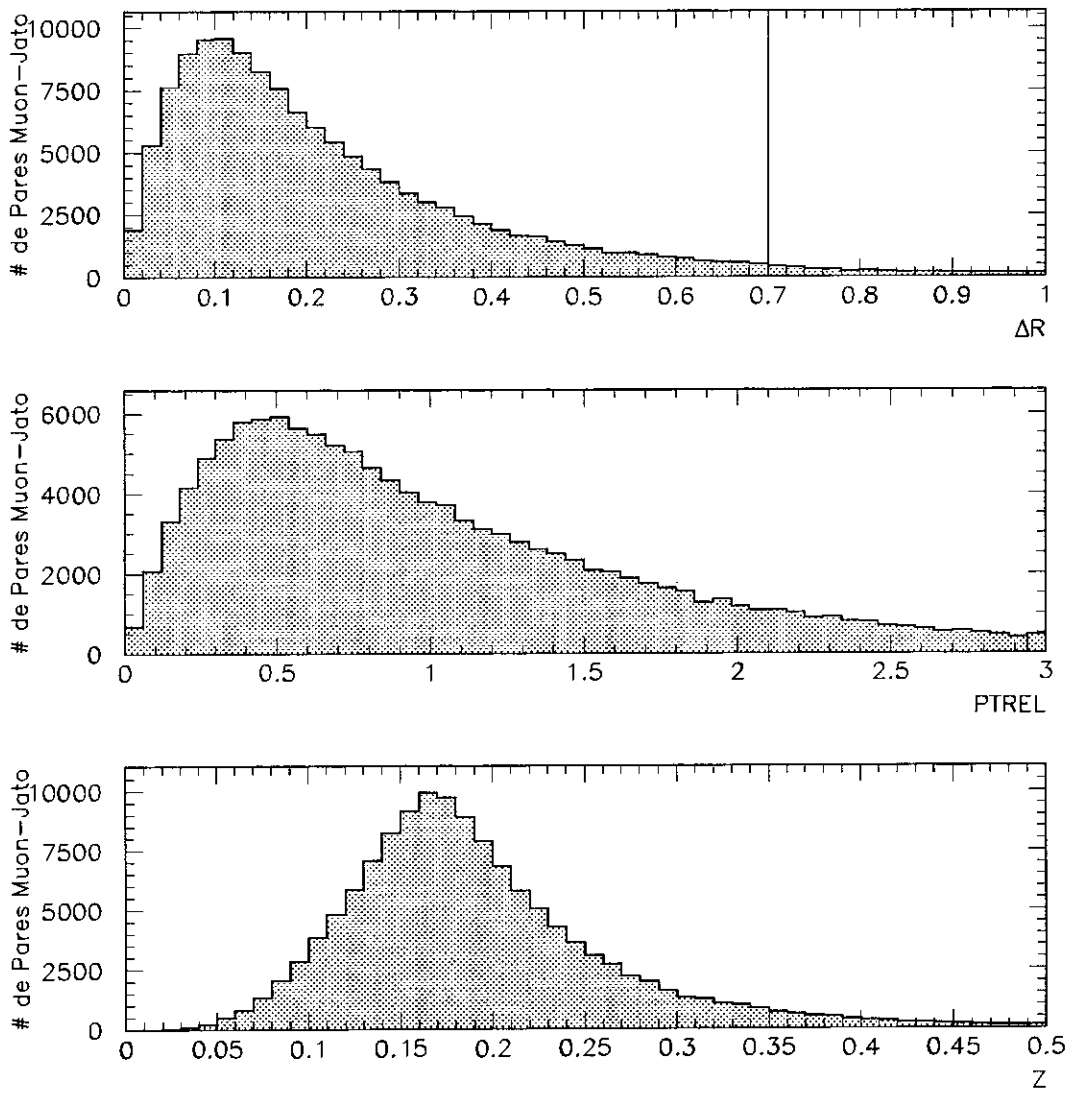


Figura 6.3: As distribuições correspondentes as relações múon -jato de ângulo de separação  $\Delta R$ ,  $P_T^{Rel}$  e  $Z$  para eventos da amostra de dados. As linhas verticais correspondem aos cortes cinemáticos aplicados à amostra.



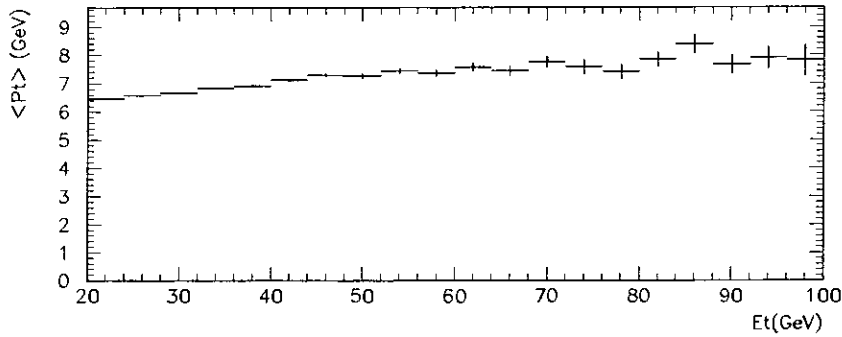


Figura 6.4: A distribuição do momento transversal medio  $\langle P_T^{mu} \rangle$  em função da energia transversal  $E_T^J$  do jato associado.

## 6.4 A Amostra Final de Dados

Deste ponto em diante toda vez que nos referirmos aos dados fica implícito que se trata da amostra final de dados selecionada com os critérios apresentados nas seções anteriores.

A amostra final de dados apresenta cerca de 35000 eventos, que abrangem as tomadas de dados do DØ de número 85277 a 89223. O *trigger* *MU\_1\_LO\_JET* tomou muito mais dados do que os utilizados nesta análise. Entretanto, somente neste intervalo o *trigger* e o detetor foram estáveis o suficiente para se dar um tratamento único de eficiências e resoluções à amostra de dados. O número de eventos da amostra corresponde efetivamente ao número de pares múon-jato contidos na amostra. Isto se dá pelo fato de que eventos com mais de um múon são raros, e cada múon é univocamente associado a um único jato. No caso, também raro, de haver mais do que um jato satisfazendo ao critério  $\Delta R < 0.7$  o múon é associado ao jato mais próximo.

A luminosidade integrada correspondente à amostra final de dados é de  $5202nb$ , com

um erro associado de 5%.

# Capítulo 7

## As Eficiências

No capítulo anterior obtivemos a amostra final de dados, que passou por diversos critérios de seleção . Eventualmente, devido a ineficiências do sistema de *trigger*, dos algoritmos de reconstrução e dos cortes de qualidade, eventos com bons múons e jatos são indevidamente rejeitados. Isto pode ser visto, por exemplo, nas distribuições cinemáticas azimutais dos múons e jatos(figuras 6.2 e 6.1). Tais distribuições apresentam características não físicas como as depleções que são causadas por ineficiências de detecção .

Para corrigir estas ineficiências na contagem de múons e jatos, a amostra final de dados necessita ser compensada por fatores de eficiência a fim de se obter o número correto de pares gerados nas colisões.

As eficiências são definidas como a probabilidade de um dado evento, múon ou jato satisfazer aos diversos requerimentos impostos para que eles sejam aceitos na amostra final de dados.

Como estamos interessados na contagem de pares múon -jato, temos que determinar a eficiência total para detecção desses pares. A eficiência do par pode ser fatorizada em

um produto de duas eficiências

$$\epsilon^{\mu-J} = \epsilon^{\mu} * \epsilon^J \quad (7.1)$$

, onde um termo está associado à detecção e seleção dos múons e o outro às dos jatos.

As eficiências dos múons e dos jatos serão tratadas separadamente. Entretanto é importante ser cuidadoso com esta fatorização . A eficiência de trigger de jatos pode ser afetada pela presença de um múon próximo ao jato. Isso se deve ao fato de que um múon ao atravessar o calorímetro, deposita uma energia de aproximadamente 2GeV. Analogamente, a eficiência de critérios de qualidade dos múons , como a fração de camadas do calorímetro contendo depósitos de energia(HFRAC), pode se beneficiar da presença do jato próximo ao múon . Portanto, para se obter eficiências corretas para a amostra de dados, todos os eventos utilizados na determinação destas, tanto reais sem viés(*bias*) quanto os de Monte Carlo, têm uma estrutura idêntica aos da amostra. Ou seja, todos possuem pares de múons e jatos com topologia e limites cinemáticos idênticos aos dos eventos selecionados na amostra de dados.

## 7.1 As Eficiências dos Múons

A eficiência total dos múons se subdivide em 3 partes, correspondentes ao *trigger*, à reconstrução das trajetórias e aos critérios de qualidade dos múons , conforme a equação 7.2. A seguir cada termo é escrito separadamente.

$$\epsilon^{\mu} = \epsilon_{trigger}^{\mu} * \epsilon_{reco}^{\mu} * \epsilon_{cortes}^{\mu} \quad (7.2)$$

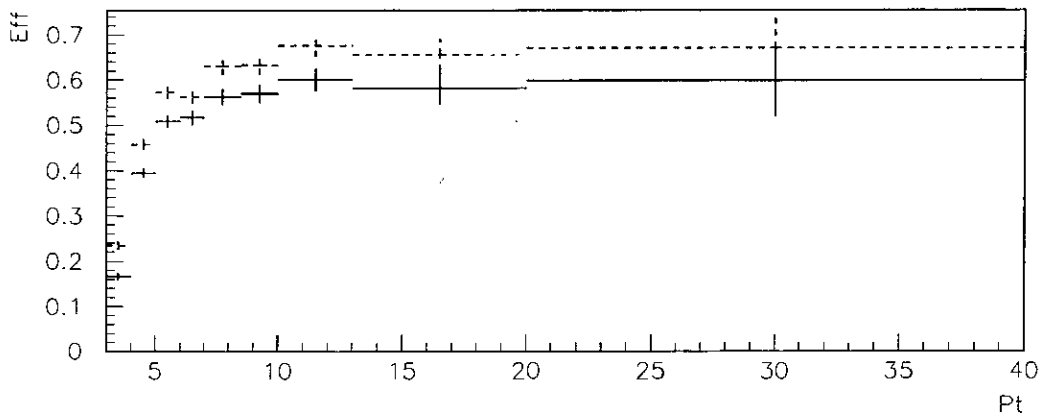


Figura 7.1: A eficiência do *trigger* de múons obtida do Monte Carlo. O gráfico tracejado corresponde à eficiência do nível L1 enquanto que a linha cheia corresponde à eficiência conjunta dos níveis L1 e L2

### 7.1.1 A Eficiência do *Trigger* de Múons

A eficiência do *trigger* de múons foi obtida independentemente a partir do Monte Carlo e de dados reais quando possível para comparações e estimativas de incertezas. Ela se subdivide nas eficiências dos níveis L1 e L2. A eficiência obtida diretamente pelo Monte Carlo, é definida como a razão entre o número de eventos que passam pelos *triggers* L1 e L2 e o número total de eventos gerados. A figura 7.1 mostra separadamente a eficiência para o nível L1 e a eficiência total do *trigger* de múons, que corresponde à eficiência conjunta dos níveis L1 e L2.

Para certificar a eficiência de *trigger* de nível L1, obtida via Monte Carlo, foi utilizada uma amostra de dados reais com múons reconstruídos. Esses dados reais são provenientes de um *trigger* de jatos, o que evita que seus múons tenham qualquer viés (*bias*) de *trigger*

de múons . Tanto os eventos reais quanto os de Monte Carlo foram submetidos aos mesmos critérios de seleção que a amostra de dados, exceto pelo requerimento de *trigger*. A eficiência obtida desses eventos reais foi comparada com a eficiência obtida dos eventos de Monte Carlo, como mostra a figura 7.2. Este teste mostra que o Monte Carlo está em bom acordo com os dados, apresentando discrepâncias inferiores a 6% para múons acima de  $6\text{GeV}$ .

É importante ressaltar que a eficiência obtida a partir desses dados reais não corresponde à eficiência real do *trigger* de múons , pelo fato de que esses múons possuem o *bias* de já terem sido reconstruídos. A validade desta comparação reside no fato de que tanto os eventos reais quanto os de Monte Carlo são submetidos a exatamente os mesmos requerimentos.

A eficiência do nível L2 é muito bem representada no Monte Carlo. Isso se deve ao fato que o código Fortran usado no *trigger* do sistema de aquisição de dados é idêntico ao código do simulador de nível L2.

O erro na determinação da eficiência de *trigger* foi tomado como o erro estatístico do Monte Carlo, somado em quadratura com a diferença obtida no teste comparativo entre dados reais e Monte Carlo.

### 7.1.2 A Eficiência de Reconstrução de Múons

A eficiência de reconstrução de múons foi obtida diretamente a partir do Monte Carlo. Esta eficiência é definida como a probabilidade de que um múon que já tenha sido aceito pelo trigger venha a ser reconstruído. Um múon gerado é considerado reconstruído caso seja encontrada uma trajetória reconstruída cuja distância ao múon gerado seja tal que

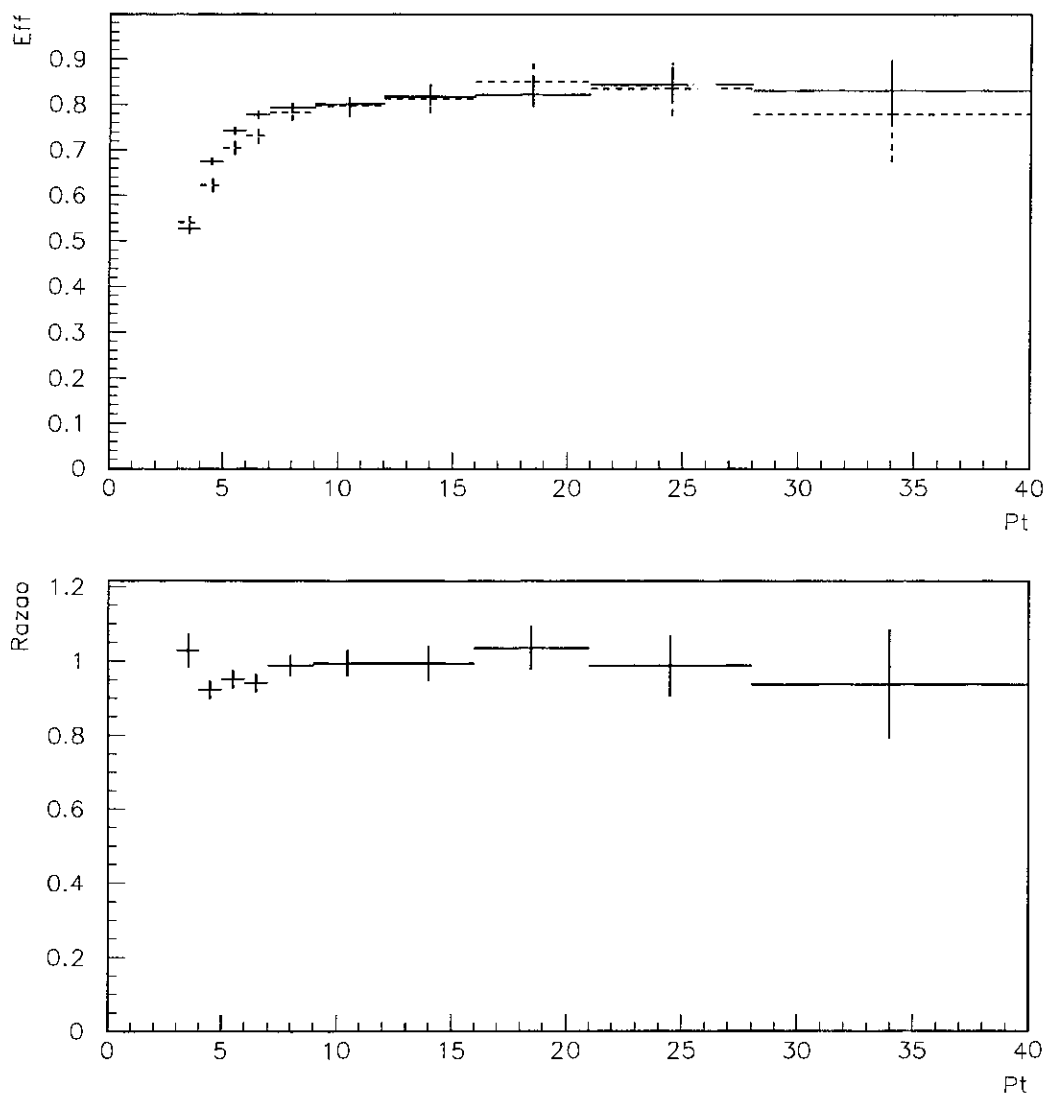


Figura 7.2: Comparação entre a eficiência de *trigger* para múons reconstruídos obtida a partir de eventos reais e de Monte Carlo. A linha tracejada corresponde ao Monte Carlo enquanto que a linha cheia corresponde aos dados. A razão entre as duas eficiências mostra que a discrepância é inferior a 6% para múons acima de 6GeV.

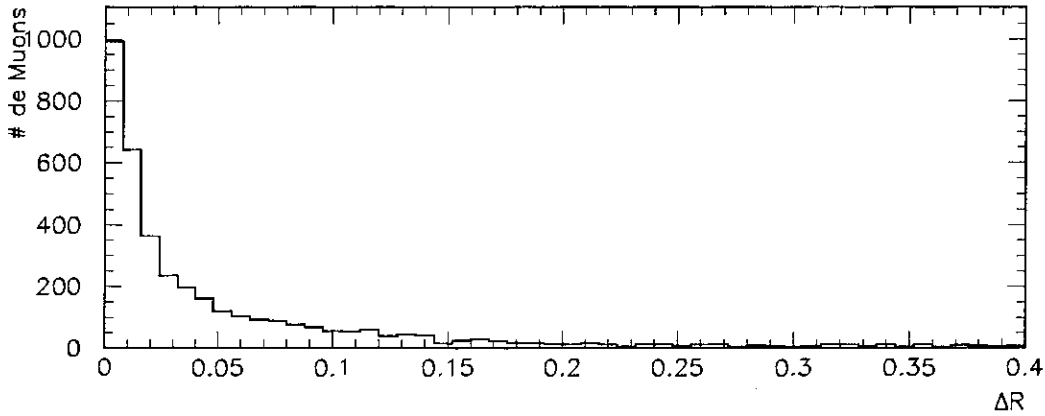


Figura 7.3: A distribuição de  $\Delta R$  entre o múon gerado e a trajetória do múon reconstruído mais próximo.

$\Delta R = \sqrt{((\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2)} < 0.3$ . A figura 7.3 mostra a distribuição de  $\Delta R$  entre o múon gerado e a trajetória do múon reconstruído mais próximo.

Como mostra a figura 7.4, para múons cujo momento transversal é superior a  $6\text{GeV}$  a eficiência de reconstrução é independente do  $P_T$  do múon e igual a aproximadamente 95%.

### 7.1.3 A Eficiência dos Critérios de Qualidade dos Múons

A eficiência dos critérios de qualidade de múons foi obtida a partir do Monte Carlo. A eficiência de cada critério de seleção foi individualmente testada utilizando-se dados reais e as discrepâncias em relação ao Monte Carlo se mostraram bem pequenas. Este teste consiste em se liberar individualmente cada um dos critérios de seleção e se comparar a "eficiência" do corte em questão entre o Monte Carlo e os dados reais. A tabela 7.1



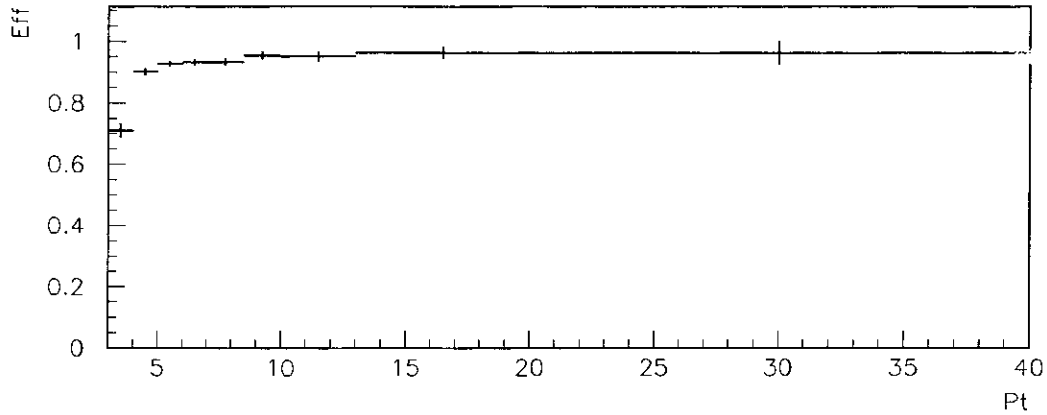


Figura 7.4: A eficiência de reconstrução de múons

Tabela 7.1: Eficiência individual dos critérios de qualidade de múons

Corte	Eficiência(MC)	Eficiência(DADOS)
$Bdl > 0.6Gev$	94%	96%
$HFRAC = 1.0$	98%	97%
$ECAL1 > 1.0Gev$	100%	99%
$\chi^2 > 0$	99%	99%
$ T0  < 100$	–	90%

apresenta o resultado desse teste. A variável  $T0$  é uma exceção pois sua eficiência é obtida diretamente a partir de dados reais [32].

A eficiência conjunta dos critérios de qualidade, apresentado na figura 7.5 é constante para múons acima de  $5GeV$ , atingindo um platô de aproximadamente 83%. O erro na eficiência foi tomado como o erro estatístico do Monte Carlo, somado em quadratura com as discrepâncias obtidas no teste comparativo das eficiências individuais.

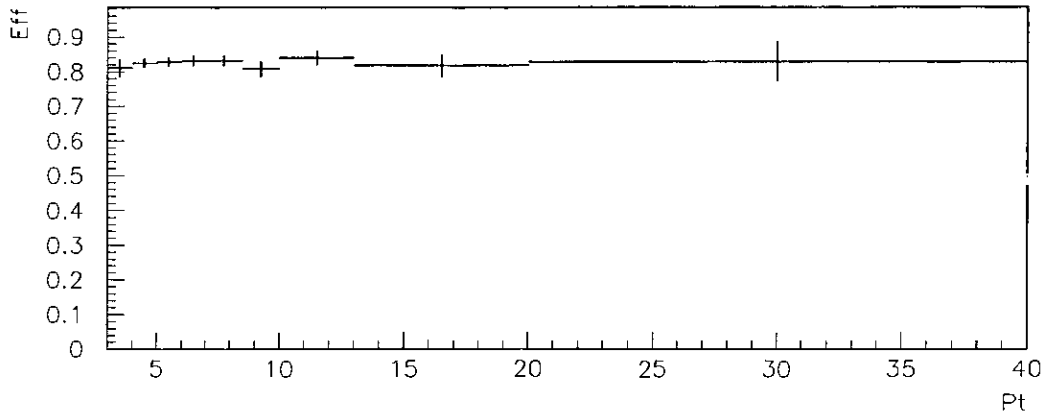


Figura 7.5: A eficiência dos cortes de qualidade de múons . As incertezas correspondem somente aos erros estatísticos da amostra de Monte Carlo.

### 7.1.4 A Eficiência Total de Detecção de Múons

A eficiência total de detecção de múons , definida pela equação 7.2 é apresentada na figura 7.6 . Os limites de incerteza correspondem à variação da eficiência dentro de seus erros. A eficiência de detecção de múons apresenta uma forte dependência com o momento transversal do múon para múons de baixo momento. Ela atinge um patamar a partir de  $10\text{GeV}$ , quando ela se torna independente do momento e igual a aproximadamente 45%.

## 7.2 As Eficiências dos Jatos

Analogamente à eficiência total de múons , a eficiência total de jatos se subdivide em três termos como mostra a equação 7.3. Os diversos termos desta equação são analisados separadamente a seguir.

$$\epsilon^J = \epsilon_{trigger}^J * \epsilon_{reco}^J * \epsilon_{cortes}^J \quad (7.3)$$

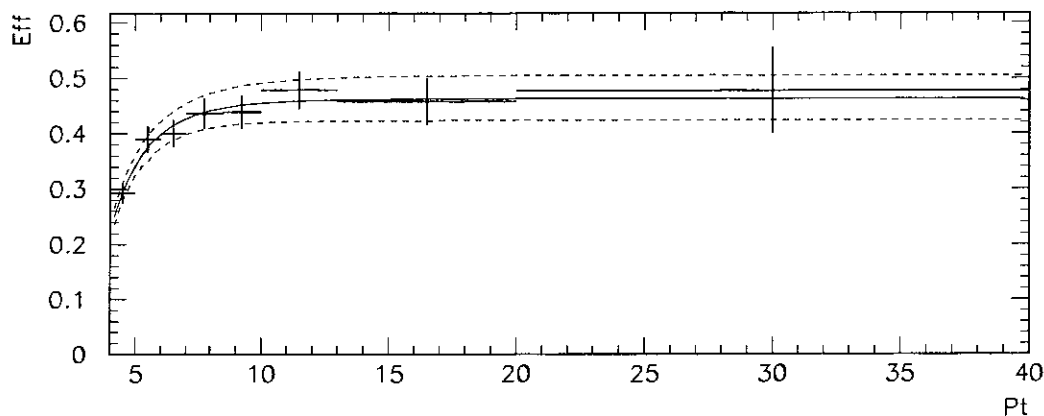


Figura 7.6: A eficiência de detecção de múons . As linhas tracejadas determinam a banda de incerteza da eficiência.

### 7.2.1 A Eficiência de Reconstrução de Jatos

A eficiência de reconstrução de jatos foi obtida diretamente do Monte Carlo, sendo definida como a razão entre o número de jatos reconstruídos pelo número de jatos gerados. Os jatos gerados são formados por um algoritmo de cone de partículas, análogo ao de reconstrução de jatos baseado nas informações do calorímetro. Um jato gerado é considerado reconstruído, caso exista um jato cuja distância no espaço  $\eta - \phi$ , ao jato gerado, seja tal que  $\Delta R < 0.3$ . A eficiência de reconstrução, apresentada na figura 7.7, é independente da energia transversa do jato ( $E_T$ ) e igual a 100% para jatos com  $E_T$  superior a  $20\text{GeV}$ . O erro na eficiência de reconstrução corresponde ao erro estatístico no Monte Carlo.

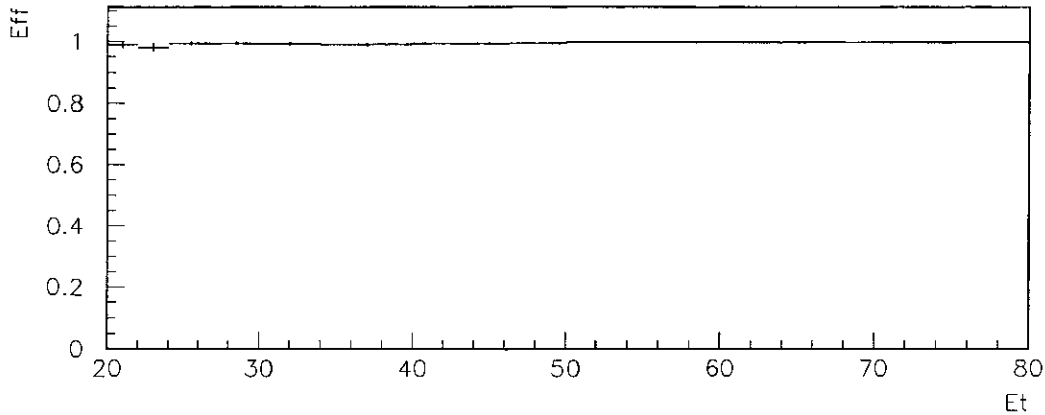


Figura 7.7: A eficiência de reconstrução de jatos

### 7.2.2 A Eficiência do *Trigger* de Jatos

Distintamente dos múons, a eficiência de reconstrução de jatos é igual 100% para jatos com energia transversa superior a  $20\text{GeV}$ , independentemente do evento ter passado pelo *trigger* de jatos. Este fato nos permite obter a eficiência do *trigger* de jatos diretamente a partir de dados reais, pois estes não apresentam viés devido à reconstrução.

Para tanto, selecionamos uma amostra de jatos sob as mesmas condições dos da amostra de dados, só que obtidos a partir de um *trigger* unicamente de múons, denominado *MU\_1\_LOW*. Portanto, esses eventos não apresentam qualquer viés associado ao *trigger* de jato.

O *trigger MU\_1\_LOW* é idêntico ao *MU\_1\_LO\_JET* exceto pelos requerimentos relativos a jatos, descritos na seção 2.3. Assim, a eficiência do nosso *trigger(MU\_1\_LO\_JET)* apresentada na figura 7.8, foi definida como a razão entre o número de eventos aceitos

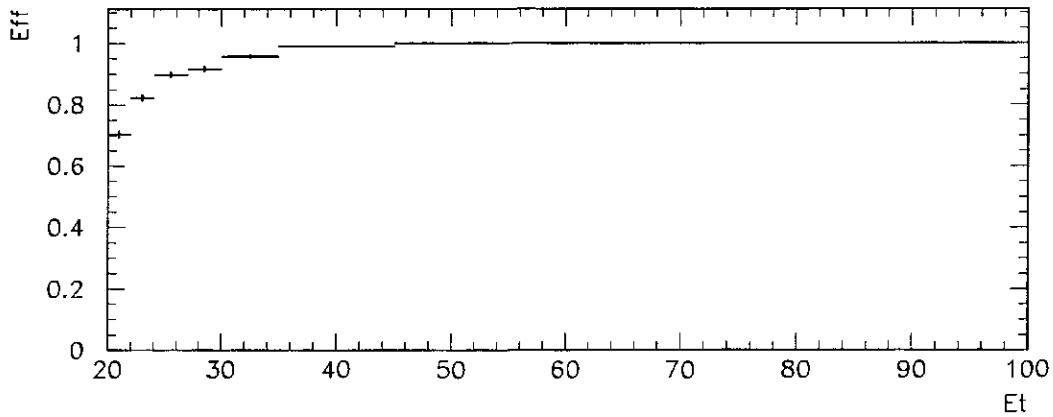


Figura 7.8: A eficiência do *trigger* de jatos parametrizada em função do jato de maior energia transversa no evento.

por ambos *triggers* *MU\_1\_LO\_JET* e *MU\_1\_LOW* e o número de eventos aceitos somente pelo *MU\_1\_LOW*.

A eficiência foi parametrizada em função do jato de maior energia transversa ( $E_T^{High}$ ) no evento. Esta escolha advém do fato de que os eventos contém vários jatos, e a eficiência para que o evento seja aceito pelo *trigger* de jatos depende mais fortemente do jato de maior energia no evento. A eficiência obtida é aproximadamente constante acima de  $35\text{GeV}$ , sendo igual a 100%. A incerteza na eficiência corresponde ao erro estatístico da amostra de dados reais utilizada.

### 7.2.3 A Eficiência dos Cortes de Qualidade dos Jatos

Conforme apresentado na seção 6.1, os critérios de qualidade de jatos utilizados correspondem ao conjunto padrão de critérios de identificação de jatos do DØ. Tal eficiência

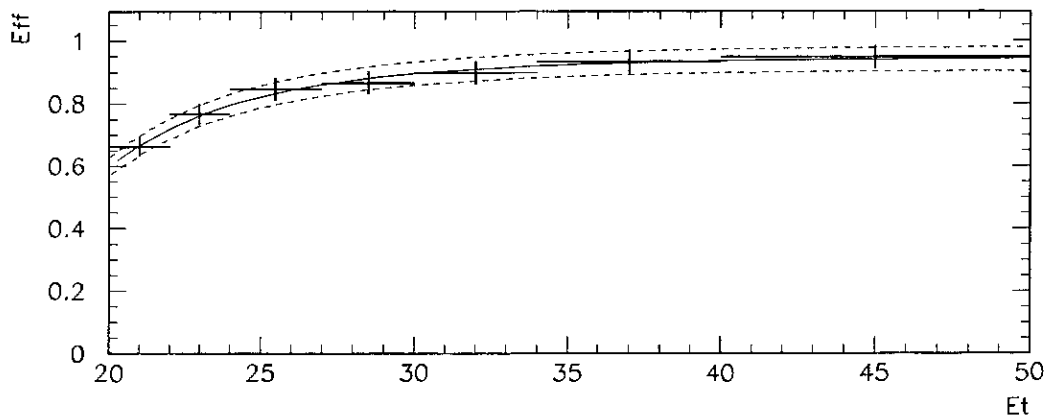


Figura 7.9: A eficiência de detecção de jatos em função da energia transversa do jato mais energético do evento.

de seleção, baseada em estudos feitos a partir de dados reais [24], é independente da energia transversa do jato sendo igual a 95% com um erro de 4%.

### 7.2.4 A Eficiência Total de Detecção de Jatos

A eficiência de detecção de um dado jato do evento, definida como

$$\epsilon^J(E_T^{High}) = \epsilon_{trigger}^J(E_T^{High}) * \epsilon_{reco}^J * \epsilon_{cortes}^J \quad (7.4)$$

é apresentada na figura 7.9. A parte da eficiência correspondente ao *trigger* possui uma dependência com a energia transversa do jato mais "duro" do evento quando abaixo de 35GeV. A eficiência total de detecção de jatos para energias acima deste valor é constante e igual 95%, com um erro associado de aproximadamente 5%.

## Capítulo 8

# A Deconvolução das Resoluções de Momento e de Energia

As medidas de momento ou energia obtidas do detetor possuem resoluções finitas. Este fato faz com que distribuições estatísticas que sejam funções de uma ou mais dessas grandezas sofram deformações . Um exemplo deste efeito é o impacto da resolução de momento dos múons sobre seu espectro de momento transverso( $dN^\mu/dP_T$ ), como mostra a figura 8.1. Para que se recupere a forma real das distribuições obtidas, livre dos efeitos deformadores da resolução do detetor, torna-se necessária a deconvolução estatística das resoluções sobre estas distribuições . Esta forma real das distribuições corresponde ao que seria medido pelo detetor caso as resoluções deste fossem perfeitas. Nas seções seguintes descrevemos a deconvolução das contagens de múons em função de seu momento, e de jatos em função da sua energia transversa. Essas distribuições são os elementos primordiais na obtenção das seções de choques apresentadas nos capítulos seguintes.

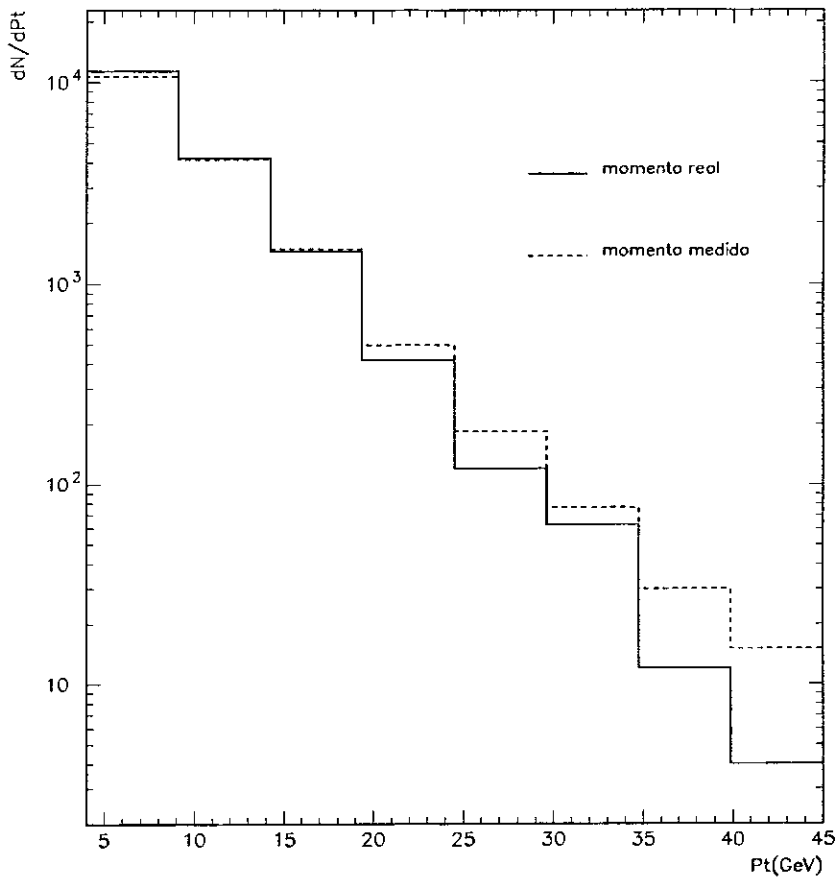


Figura 8.1: O impacto da resolução de momento sobre o espectro de múons em função do momento transversal. A distribuição medida corresponde à distribuição real perturbada pela resolução de momento do detetor.



## 8.1 A Deconvolução da Resolução de Momento dos Múons

O método de deconvolução de momento dos múons [23] aqui utilizado baseia-se em dois elementos:

- O erro é determinado sobre o inverso do momento dos múons . Esta é a grandeza diretamente observada (seção 4.2), e sua incerteza obedece a uma distribuição gaussiana.
- A forma parametrizada da resolução de momento dos múons [20] é dada pela expressão

$$\sigma_{\frac{1}{P}} = \sqrt{\left(\frac{M * (P - 2)}{P^2}\right)^2 + R^2} \quad (8.1)$$

, onde  $M = 0.18 \pm 0.02$  e  $R = 0.003 \pm 0.001$ . A origem desta expressão bem como a determinação dos parâmetros  $M$  e  $R$  foram discutidas na seção 3.2.

A figura 8.2 apresenta o gráfico da resolução de momento dos múons . O erro na medida de momento é uma função monotônica e crescente do momento. Para múons de  $5\text{GeV}$  ele é aproximadamente 10%, atingindo o valor de 25% para momentos em torno de  $50\text{GeV}$ .

Assim sendo, a probabilidade de que um múon de momento  $P$  venha a ser medido como  $\bar{P}$  é descrita por

$$K(\bar{P}, P) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\frac{1}{\bar{P}}}} e^{-\left(\frac{\frac{1}{\bar{P}} - \frac{1}{P}}{\sigma_{\frac{1}{\bar{P}}}}\right)^2} \quad (8.2)$$

O método de deconvolução do momento dos múons pode ser esquematizado nas seguintes etapas:

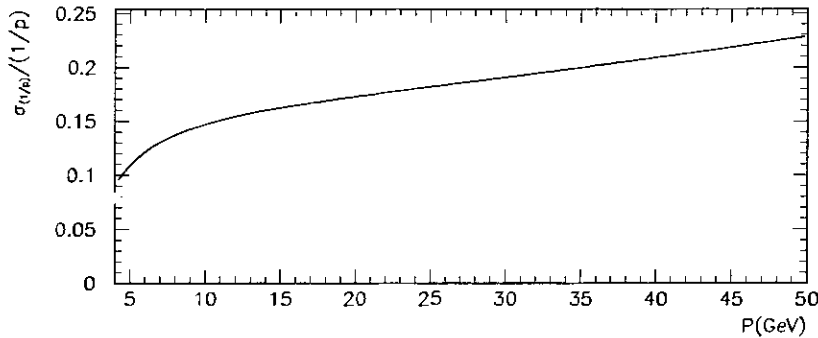


Figura 8.2: A parametrização da resolução do momento dos múons no detector DØ .

I) Escolhemos como hipótese uma função *ansatz*  $F(P, \alpha_i)$  que representa a distribuição real do número de múons em função do momento ( $dN^\mu/dP$ ). A forma funcional da função  $F(P, \alpha_i)$  utilizada é dada pela expressão

$$F(P, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \alpha_1 e^{-\alpha_2(P-2)^{0.6}} \frac{1}{(P - \alpha_3)^4} \quad (8.3)$$

, onde  $P$  é o momento real dos múons (em  $GeV$ ) e  $\alpha_i$  são parâmetros livres da função . Esta forma funcional foi motivada pela sua capacidade de ajuste à distribuição  $dN^\mu/dP$  obtida com eventos simulados.

II) Fazendo a convolução desta função de hipótese com a distribuição de probabilidade  $K(\bar{P}, P)$ , resulta uma função  $f(\bar{P}, \alpha_i)$  que representa a distribuição associada a  $dN^\mu/d\bar{P}$ , após os efeitos do detector. A função  $f(\bar{P}, \alpha_i)$  é descrita pela expressão

$$f(\bar{P}, \alpha_i) = \int K(\bar{P}, P) * F(P, \alpha_i) dP \quad (8.4)$$

III) Ao fazer o ajuste (*fit*) de  $f(\bar{P}, \alpha_i)$  à distribuição medida pelo detector, determinamos os valores dos parâmetros  $\alpha_i$  que melhor descrevem os dados:  $\alpha_1 = 18.25 \pm .05$ ,  $\alpha_2 = .0420 \pm .0085$ ,  $\alpha_3 = -.1611 \pm .0650$ . O  $\chi^2$  por grau de liberdade obtido foi de 1.17, sendo que o ajuste utilizou 19 graus de liberdade.

IV) Definimos o fator de correção devido à resolução de momento como

$$U(\bar{P}, \alpha_i) = \frac{f(\bar{P}, \alpha_i)}{F(P, \alpha_i)} \quad (8.5)$$

O fator de correção para a distribuição  $dN^\mu/d\bar{P}$  é ilustrado na figura 8.3. Os limites de incerteza correspondem à variação dos parâmetros da expressão 8.1, que descrevem a resolução de momento, dentro de seus erros. O fator de correção demonstra que o efeito da resolução de momento sobre a distribuição  $dN^\mu/d\bar{P}$  tem uma forte dependência com o momento. Na região de baixo momento a correção é bem pequena, entretanto para múons com momento  $45\text{GeV}$  a correção corresponde a um fator de 0.5 multiplicativo na normalização da distribuição .

## 8.2 A Deconvolução da Resolução de Energia Transversa dos Jatos

O método de deconvolução da resolução de energia transversa dos jatos [23] é análogo ao método utilizado na deconvolução de momento dos múons . No caso dos jatos é o erro na energia transversa que obedece a uma distribuição gaussiana. A parametrização dessa resolução [23], conforme discutido na seção 4.3, é descrita pela expressão

$$\sigma_{E_T} = \sqrt{C^2 E_T^2 + S^2 E_T + N^2} \quad (8.6)$$

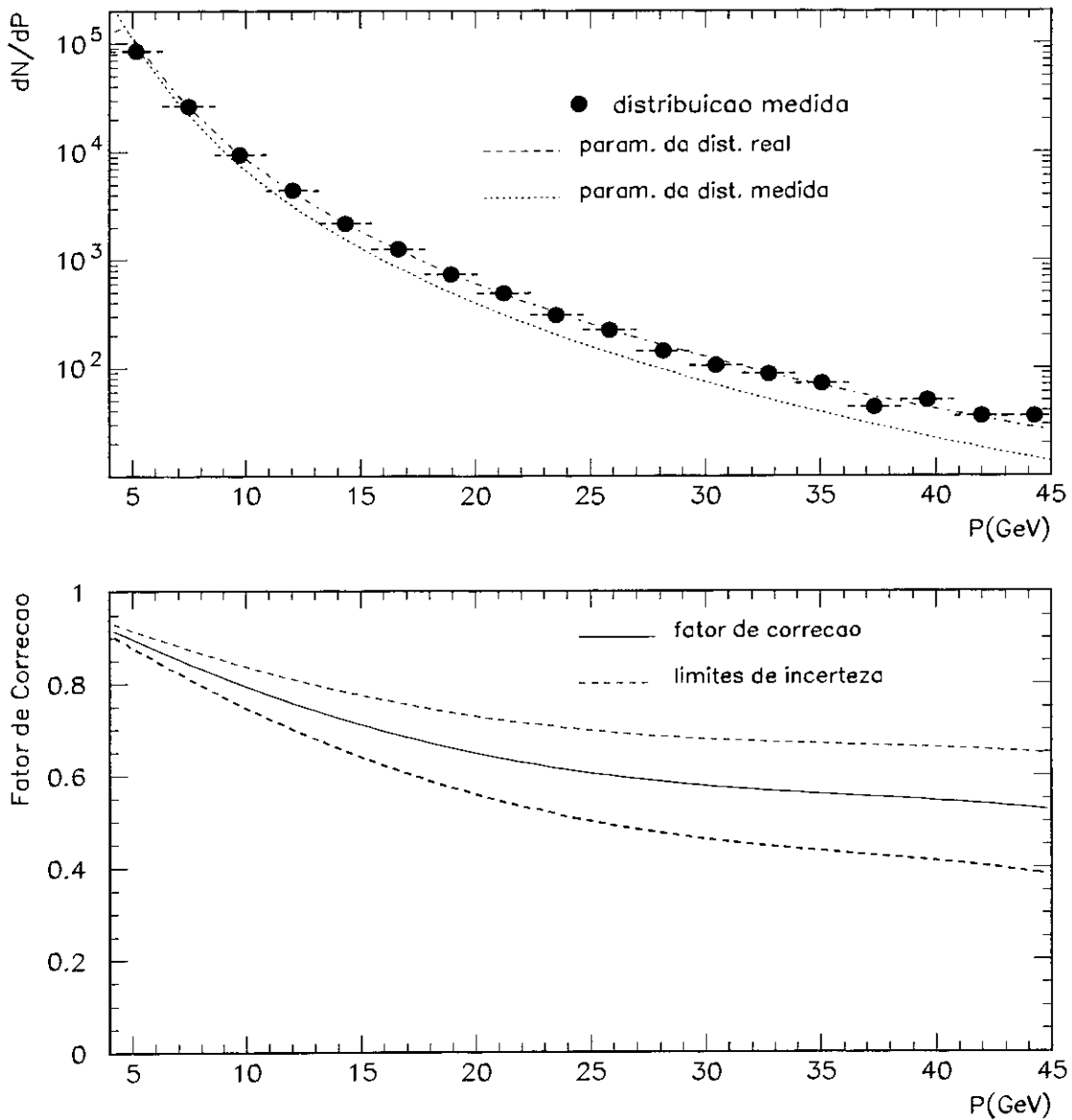


Figura 8.3: As parametrizações das distribuições  $dN^\mu/d\bar{P}$  e  $dN^\mu/dP$  e o fator de correção

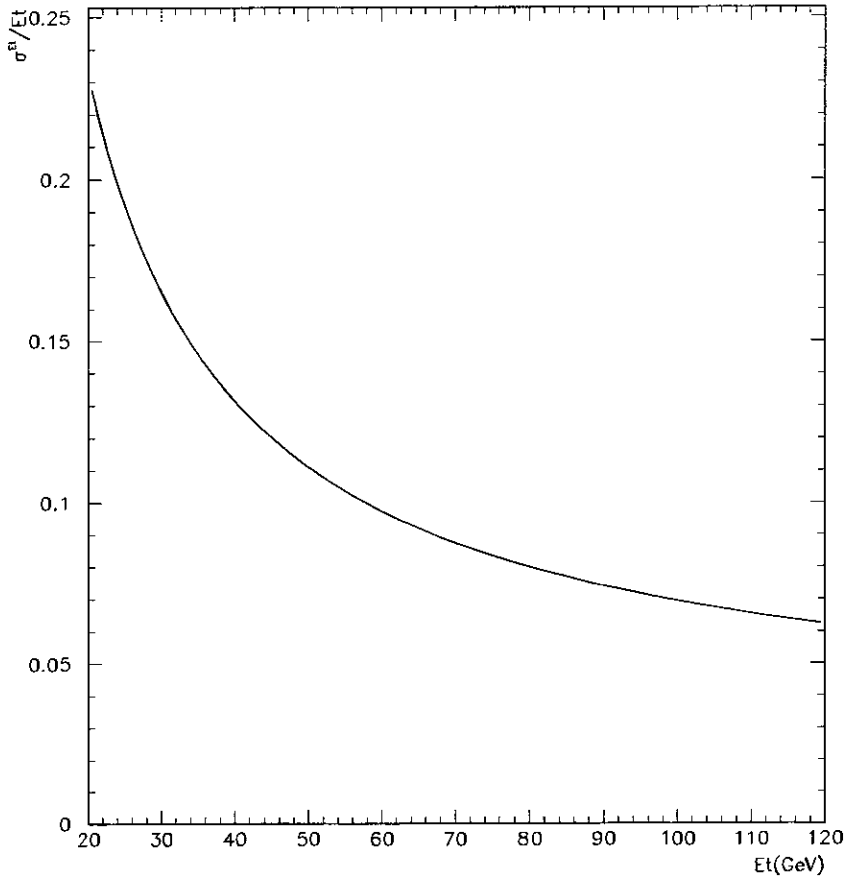


Figura 8.4: A parametrização da resolução de energia transversa dos jatos

, onde  $C = 0.022^{+0.010}_{-0.019}$ ,  $S = 0.524^{+0.060}_{-0.080}$  e  $N = 3.992^{+0.852}_{-0.955}$

A figura 8.4 apresenta o gráfico da resolução de energia transversa dos jatos. Ao contrário da resolução de momento dos múons, a resolução de energia transversa dos jatos é uma função decrescente da energia. Para jatos com energia transversa de  $20\text{GeV}$  ela atinge o valor de 23% enquanto acima de  $100\text{GeV}$  a resolução se aproxima de 5% .

Assim sendo, a probabilidade de que um jato de energia transversa  $E_T$  venha a ser

reconstruído com uma energia transversa  $\bar{E}_T$  é dada por

$$K(\bar{E}_T, E_T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E_T}} e^{-\left(\frac{\bar{E}_T - E_T}{\sigma_{E_T}}\right)^2} \quad (8.7)$$

Analogamente ao caso dos múons, o método de deconvolução da energia transversa pode ser esquematizado segundo as seguintes etapas:

- I) Tomamos como hipótese a forma funcional  $F(E_T, \alpha_i)$  que representa a distribuição do número de jatos em função da energia transversa ( $dN^J/dE_T$ ). A forma funcional  $F(E_T, \alpha_i)$  é descrita pela expressão

$$F(E_T, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \alpha_1 E_T^{\alpha_2} \left(1 - \frac{E_T}{900}\right)^{\alpha_3} \quad (8.8)$$

, onde  $E_T$  representa a energia transversa dos jatos (em GeV) e  $\alpha_i$  são parâmetros livres da função. Esta escolha se motivou na capacidade desta forma se ajustar à distribuição  $dN^J/dE_T$  obtida com eventos simulados.

- II) O efeito da resolução sobre a distribuição real, representada por  $F(E_T, \alpha_i)$ , é modulado pela convolução  $f(\bar{E}_T, \alpha_i)$  da função de resolução  $K(\bar{E}_T, E_T)$  com  $F(E_T, \alpha_i)$ . A função  $f(\bar{E}_T, \alpha_i)$  é dada pela expressão

$$f(\bar{E}_T, \alpha_i) = \int K(\bar{E}_T, E_T) * F(E_T, \alpha_i) dE_T \quad (8.9)$$

- III) Ao ajustar a função  $f(\bar{E}_T, \alpha_i)$  à distribuição medida  $dN^J/d\bar{E}_T$ , determinamos os valores dos parâmetros  $\alpha_i$  que melhor descrevem os dados:  $\alpha_1 = 17.79 \pm .08$ ,  $\alpha_2 = -2.682 \pm .029$ ,  $\alpha_3 = 24.79 \pm .80$ . O  $\chi^2$  por grau de liberdade obtido foi de .905, sendo que o ajuste utilizou 15 graus de liberdade.

IV) Definimos o fator de correção para distribuição  $dN^J/d\bar{E}_T$  como

$$U(\bar{E}_T, \alpha_i) = \frac{f(\bar{E}_T, \alpha_i)}{F(\bar{E}_T, \alpha_i)} \quad (8.10)$$

Os resultados obtidos são ilustrados pela figura 8.5 que apresenta o fator de correção devido à resolução de energia transversa. Os limites de incerteza do fator de correção correspondem à variação dos parâmetros da expressão 8.6, que representa a resolução de energia, dentro de seus erros. O fator de correção da distribuição  $dN^J/d\bar{E}_T$  tem um efeito maior para jatos de baixa energia transversa. Ele atinge um regime assintótico a partir de  $60\text{GeV}$ , correspondendo a um fator de aproximadamente  $1/1.07$ , multiplicativo na normalização da distribuição .

Neste capítulo e no anterior descrevemos as correções aplicadas aos espectros medidos, de modo a retirar dos mesmos os efeitos deformadores introduzidos pelas ineficiências e resoluções do detetor.

De posse das distribuições corrigidas de múons e jatos, podemos iniciar a fase de interpretação e contagem que nos leva às seções de choque desejadas: (i) de produção aberta de quarks  $b$ , no capítulo 9 e (ii) de produção de jatos contendo quarks  $b$ , no capítulo 10.

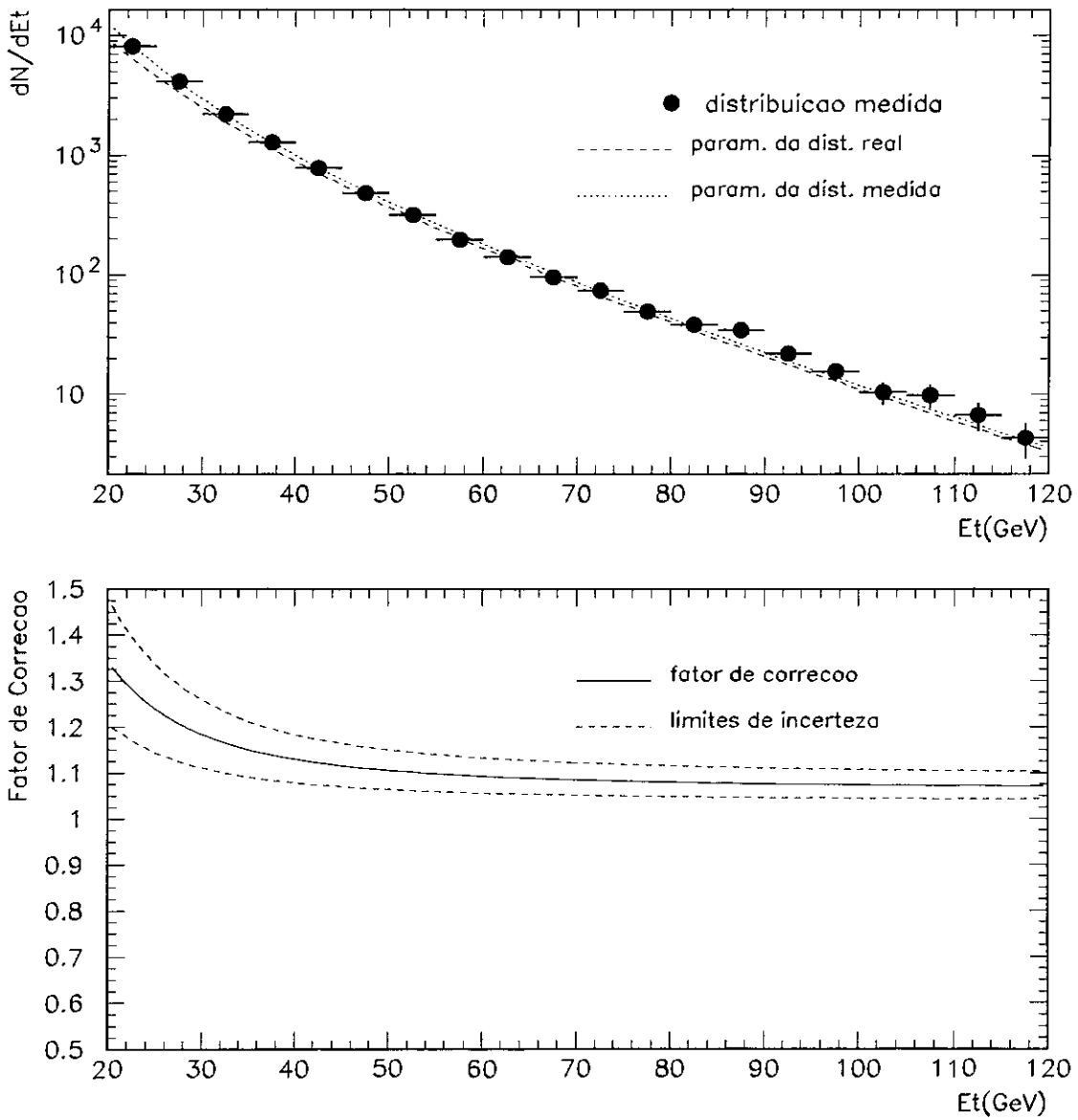


Figura 8.5: As parametrizações das distribuições do número de jatos em função da energia transversa medida ( $\overline{E}_T$ ) e real ( $E_T$ ) e o fator de correção para a energia transversa dos jatos.



# Capítulo 9

## A Seção de Choque de Quarks $b$

Este capítulo é dedicado à medida da seção de choque de produção de quarks  $b$ . O ponto de partida para obtenção desta é a seção de choque diferencial e inclusiva de múons, que é uma quantidade diretamente medida pelo detetor. Em seguida, encontramos a fração do espectro inclusivo que provém de decaimentos semileptônicos de hádrons  $b$ . Finalmente, utilizando o Monte Carlo, converteremos a seção de choque destes múons que assinalam a produção de quarks  $b$  na seção de choque de quarks  $b$ .

Lembramos que os múons aqui selecionados não são partículas isoladas, mas estão contidos dentro de um jato hadrônico. Os limites em pseudo rapidez impostos são de  $\eta < 0.8$  para os múons e  $\eta < 0.6$  para os jatos.

A seguir, descrevemos detalhadamente as diversas etapas do processo de medida da seção de choque de quarks  $b$ .

### 9.1 A Seção de Choque Inclusiva de Múons

A seção de choque diferencial e inclusiva de múons é definida pela expressão

$$\frac{d\sigma^\mu}{dP_T} = \frac{1}{L} \frac{dN^\mu}{dP_T} \quad (9.1)$$

, onde  $dN^\mu/dP_T$  representa a distribuição efetiva do número de múons , já corrigida pelas eficiências e resoluções do detetor, e  $L$  a luminosidade integrada da amostra. A distribuição  $dN^\mu/dP_T$ , que corresponde ao histograma do espectro de momento transverso dos múons , foi obtida atribuindo-se a cada evento um peso  $w_i$  segundo a expressão

$$\frac{dN^\mu}{dP_T} = \frac{1}{\Delta P_T} \sum_i w_i \quad (9.2)$$

, onde  $\Delta P_T$  representa a largura do intervalo (*bin*) de momento do histograma e  $w_i$  o peso do  $i$ -ésimo evento contido neste intervalo. O peso  $w_i$  atribuído a cada evento é dado por

$$w_i = \frac{U(P)}{\epsilon^{\mu-J}(P_T, E_T)} \quad (9.3)$$

, onde  $\epsilon^{\mu-J}(P_T, E_T)$  é a eficiência de detecção de um par múon -jato e  $U(P)$  é o fator de correção devido à resolução de momento dos múons , representados nas figuras 7.6, 7.9 e 8.3 respectivamente.

A figura 9.1 apresenta a seção de choque diferencial obtida para os múons e é comparada à previsão teórica do Isajet. Os dados se mostram em boa concordância com o Isajet, à excessão da medida de mais alto  $P_T^\mu$ , comentada ao final desta seção . Apresentamos também, na mesma figura, as contribuições individuais dos diversos processos que dão origem a múons não isolados.

Na região de baixo momento, a componente dominante é a de múons provenientes dos decaimentos de píons e káons . A aproximadamente  $10 GeV$  os múons oriundos de decaimentos de quarks  $b$  passam a ser a contribuição dominante.

Os múons provenientes de decaimentos dos bosons vetoriais  $W^\pm$  e  $Z^0(W/Z)$  têm uma contribuição muito pequena, que atinge seu máximo na região  $30 < P_T < 40 GeV$ . Esta

supressão de múons de  $W/Z$  se deve ao requerimento de um jato próximo ao múon, pois este decaimento tende a gerar múons isolados em aproximadamente 85% dos casos.

Outra possível fonte de múons são os raios cósmicos. Entretanto o requerimento de um jato próximo ao múon também suprime completamente esta contribuição. Isto se deve ao fato de que múons provenientes de chuviros cósmicos entram no evento pelo simples acaso de estarem atravessando o sistema de múons durante a janela de tempo em que se faz a leitura do detetor. Tais múons não apresentam qualquer correlação com a física do evento. Tal fato pode ser verificado através da diferença de tempo ( $SCTOF$ ) entre o instante em que o múon atravessa o cintilador e o tempo esperado para que o múon atinja o cintilador. A figura 9.2 apresenta a distribuição da diferença de tempo do cintilador para uma amostra de múons contaminada por cósmicos, proveniente de um *trigger* de múons, sem qualquer requerimento de jatos no evento. Esta distribuição de  $SCTOF$  pode ser descrita pela superposição de duas componentes independentes. Uma é gaussiana e corresponde a múons gerados em processos físicos decorrentes da colisão e portanto possui correlação temporal com o instante da colisão. A outra componente é completamente plana e corresponde a múons com origem em raios cósmicos que são detectados ao acaso, não apresentando qualquer correlação temporal com o evento da colisão. Ao se exigir que o múon seja acompanhado de um jato com  $E_T > 20 GeV$  a componente plana, associada a múons cósmicos, é completamente eliminada como mostra a figura 9.3. Estas distribuições da figura 9.3, em diversos intervalos de  $P_T^\mu$ , foram obtidas com múons da amostra de dados que determina a figura 9.2, e que contém o requerimento do jato próximo.

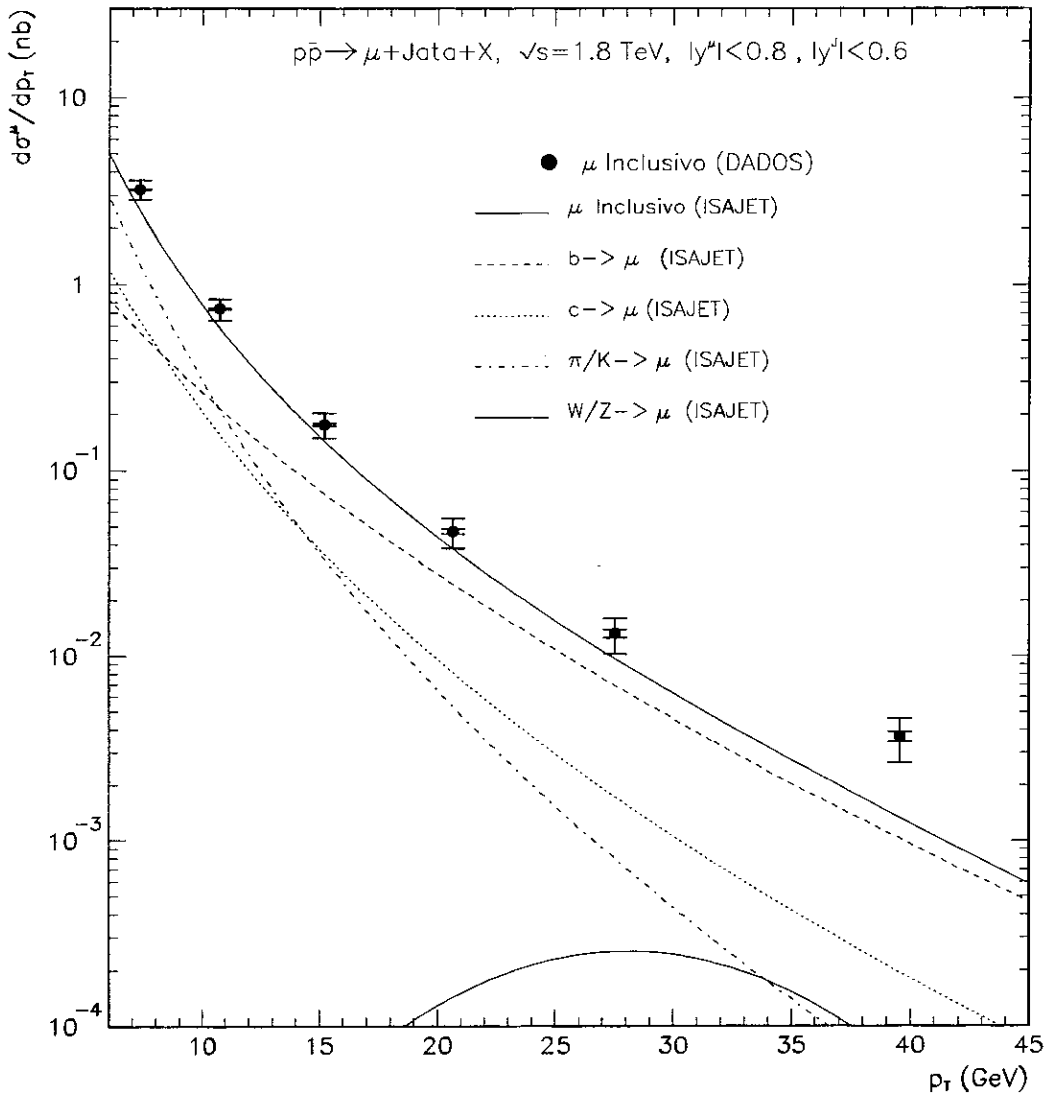


Figura 9.1: A medida da seção de choque diferencial de produção inclusiva de múons não isolados, comparada com a previsão do Isajet. As diversas contribuições de processos específicos ao espectro inclusivo de múons também são apresentadas. As barras de erro correspondem aos erros estatístico e total.

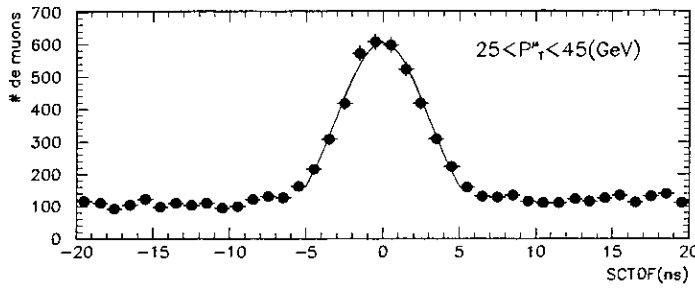


Figura 9.2: A distribuição de tempo do cintilador para uma amostra de múons contaminada por múons cósmicos.

O espectro de múons apresentado na figura 9.1 é bem compreendido em termos de sua composição física. Entretanto observamos que o último ponto, que corresponde a múons de momento transversal entre  $32 \text{ GeV} < P_T^\mu < 45 \text{ GeV}$ , se encontra bem acima da previsão dos modelos de produção de múons. Conforme discutido no apêndice A, esta discrepância se deve a problemas na medida de múons de alto momento no DØ, cujo erro se torna muito grande e não é bem modelado pela função de resolução. Por este motivo, e pela dificuldade de se estimar o erro associado ao último ponto do espectro, decidimos excluí-lo da medida da seção de choque de quarks  $b$  apresentada nas seções que se seguem.

## 9.2 A Fração de Múons de Quarks $b$

Dada a seção de choque inclusiva de múons, o passo seguinte é a determinação da fração de múons provenientes de decaimentos de quark  $b$ . A técnica utilizada para encontrar tal fração se baseia no momento transversal do múon em relação ao jato que o acompanha,

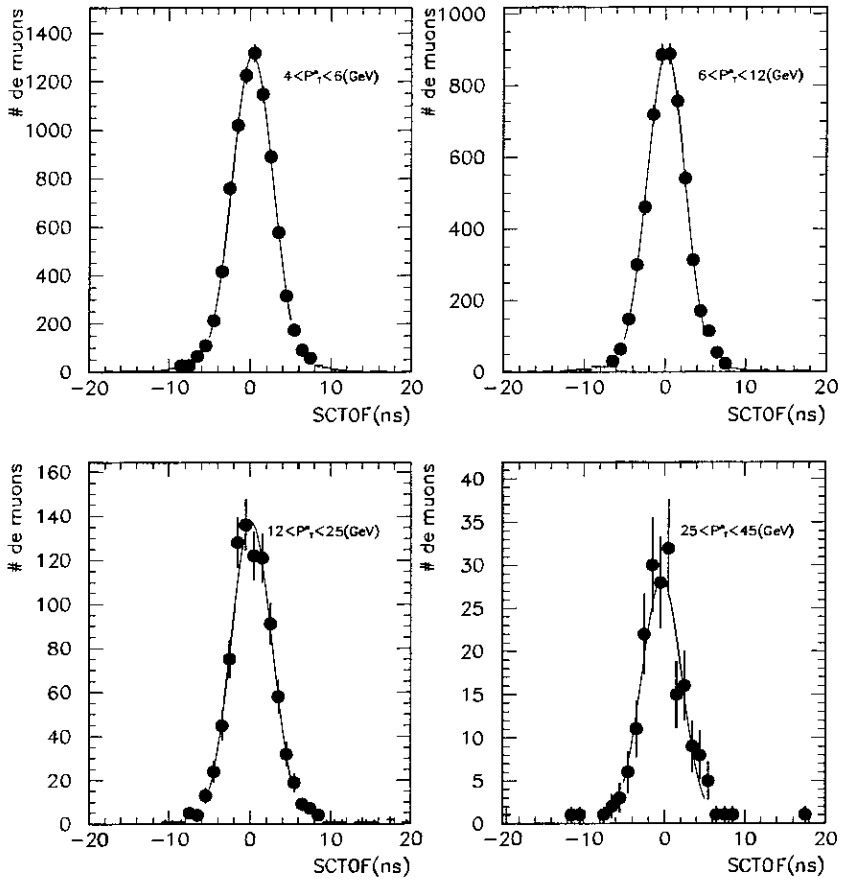


Figura 9.3: A distribuição de tempo do cintilador para múons da amostra de dados, em diferentes intervalos de  $P_T^\mu$ .

definido como

$$P_T^{Rel} = |\vec{P}^\mu| \sin(\theta^{\mu-J}) \quad (9.4)$$

, onde  $\theta^{\mu-J}$  é o ângulo entre o múon e o eixo do jato. Esta grandeza possui propriedades que permitem distinguir decaimentos de hádrons contendo o quark  $b$  de decaimentos de hádrons que contém o quark  $c$ , píons ou káons . Isto se deve aos seguintes fatores:

- Ela é invariante sob *boost* de Lorentz ao longo do eixo do jato, e portanto não depende do momento do hádron que decai no múon .
- O seu valor depende somente da massa do hádron que decai no múon e do ângulo entre o múon e o hádron no referencial de repouso do hádron .

A direção do hádron é identificada com o eixo do jato que acompanha o múon , sendo que o jato foi corrigido a partir da soma do momento do múon ao momento do jato observado no calorímetro. Tal correção tem por objetivo melhor aproximar o eixo do jato à direção de movimento do hádron que decai no múon . Devido ao fato do quark  $b$  possuir uma massa significativamente superior à dos demais quarks ( $c, s, d, u$ ), os múons provenientes do decaimento de hádrons contendo o quark  $b$  possuem um  $P_T^{Rel}$  médio superior aos múons originados nos demais decaimentos, e com distribuição marcadamente distinta.

A figura 9.4 apresenta as distribuições simuladas de  $P_T^{Rel}$  para múons provenientes de decaimentos de hádrons pesados (contendo quarks  $b, c$ ) e de mesons leves (píons e káons ). Como mostra a figura, a distribuição de  $P_T^{Rel}$  para múons de píons e káons é indistinguível da de múons de hádrons contendo o quark  $c$  .

Para se encontrar a fração de múons de quarks  $b$  na amostra inclusiva de múons , fizemos o ajuste (*fit*) das formas de  $P_T^{Rel}$  do Monte Carlo à distribuição de  $P_T^{Rel}$  dos dados. As normalizações das formas de  $P_T^{Rel}$  do Monte Carlo correspondem aos parâmetros livres do ajuste. Como a fração de múons de quarks  $b$  possui dependência com o momento do múon , o ajuste foi feito para vários intervalos de momento transversal dos múons . A figura 9.5 apresenta a fração resultante de múons de quarks  $b$  em função de seu momento

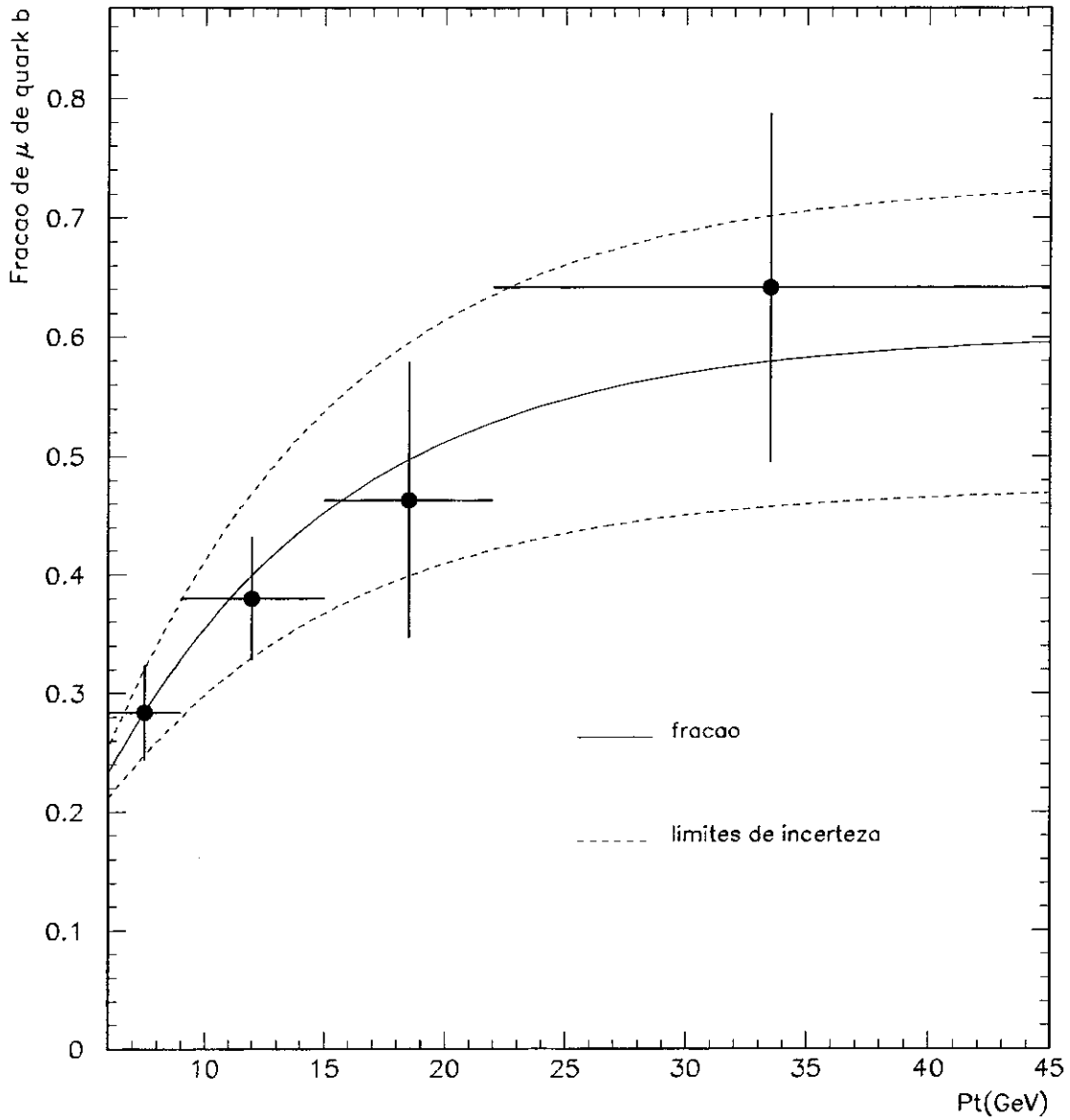


Figura 9.5: A fração de múons provenientes do decaimento de hádrons contendo quarks  $b$



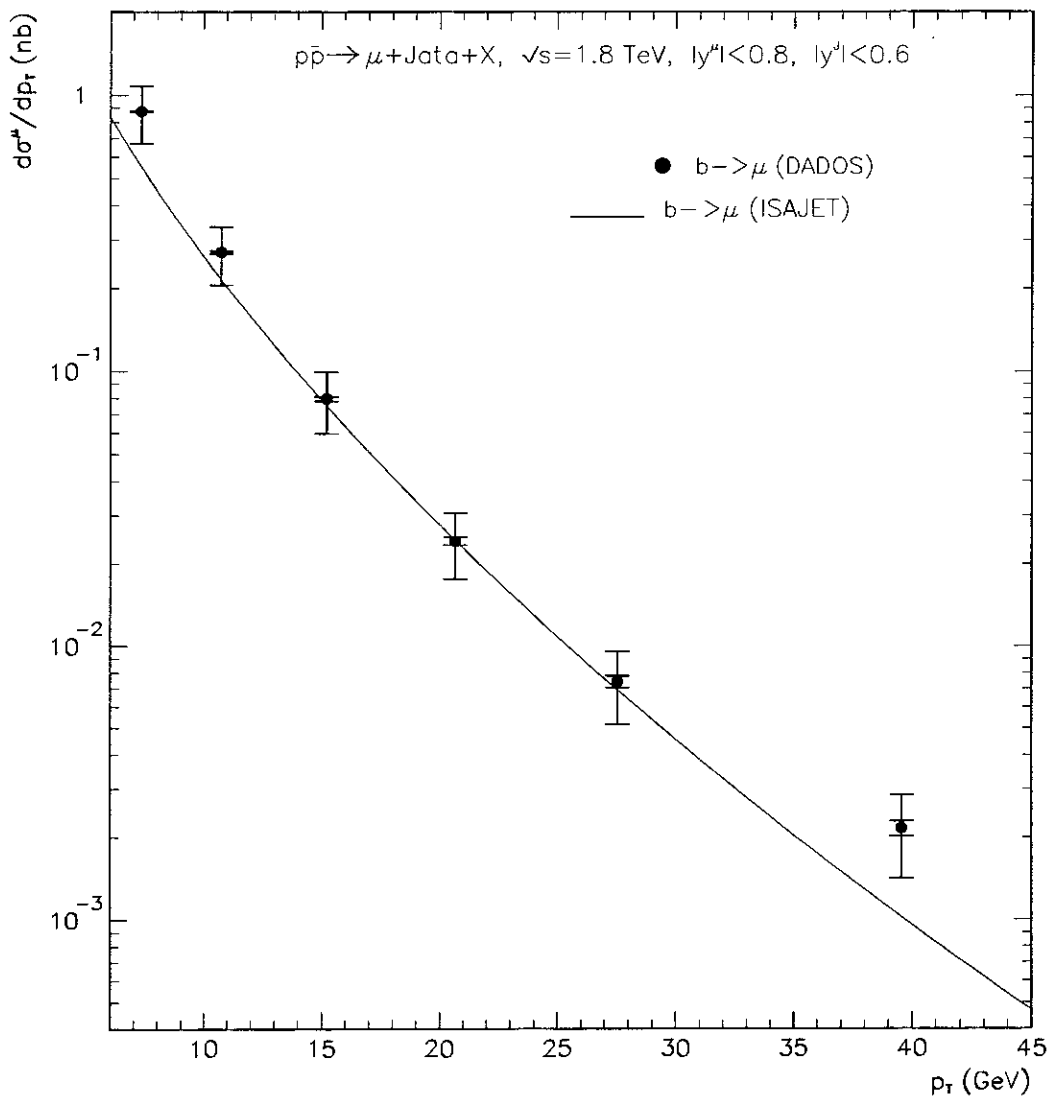


Figura 9.6: A seção de choque diferencial de múons provenientes do decaimento de hádrons contendo quarks  $b$ , e sua previsão de acordo com o modelo Isajet.

de eventos simulados contendo quarks  $b$  que se hadronizam e sofrem decaimento semi-muônico. Com tais múons provenientes de quarks  $b$  podemos proceder a uma conversão que leva a seção de choque a nível de múons para a seção de choque a nível de quarks. O método aqui utilizado foi introduzido pelo experimento UA1 para obtenção desta mesma seção de choque [4]. Este método também foi empregado mais recentemente pelo CDF [6] e pelo DØ [5] em medidas independentes desta seção de choque a partir de estados finais distintos.

A conversão entre a seção de choque de múons de quarks  $b$  e a seção de choque de quarks  $b$  é feita de acordo com a expressão

$$\sigma^b(P_T^b > P_T^{min}, |y^b| < 1) = \sigma^\mu(P_T^\mu > x, |\eta^\mu| < 0.8, E_T > 20GeV, |\eta^J| < 0.6) * C^{\mu \rightarrow b}(P_T^\mu) \quad (9.5)$$

,onde  $C^{\mu \rightarrow b}(P_T^\mu)$  é o fator de conversão que representa a correlação estatística entre a cinemática dos múons e a de seus quarks geradores. Este fator foi obtido diretamente a partir das seções choque simuladas com o Isajet, sendo definido por

$$C^{\mu \rightarrow b}(P_T^\mu) = \frac{\sigma_{Isajet}^b(P_T^b > P_T^{min}, |y^b| < 1)}{\sigma_{Isajet}^\mu(P_T^\mu > x, |\eta^\mu| < 0.8, E_T > 20GeV, |\eta^J| < 0.6)} \quad (9.6)$$

A figura 9.7 ilustra o fator de conversão, que corresponde à razão entre as áreas dos dois histogramas da figura. A área do histograma sombreado corresponde ao denominador do fator de conversão definido em 9.6, que é à seção de choque integrada de quarks  $b$  para quarks que geram múons dentro das condições cinemáticas da amostra. Esta seção de choque integrada de quarks é numericamente igual a seção de choque integrada de múons gerados a partir desses quarks e  $x$  representa o limite inferior de integração da seção de

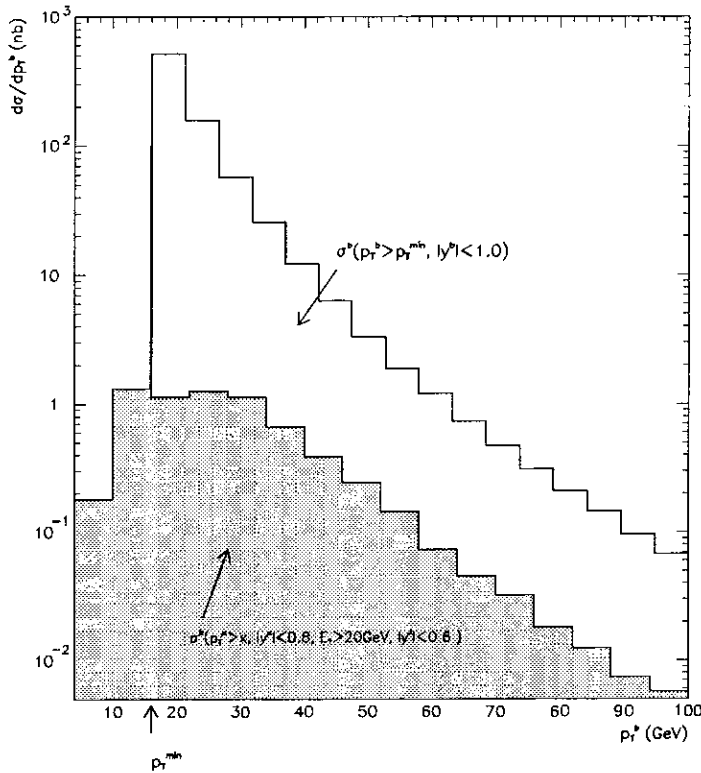


Figura 9.7: Ilustração do fator de conversão entre as seções de choque de múons e de quarks. O histograma sombreado corresponde à seção de choque diferencial de quarks  $b$  para quarks que geram múons dentro das condições cinemáticas da amostra. O outro histograma corresponde à seção de choque diferencial de quarks  $b$  no intervalo de rapidez  $|y| < 1.0$ .

choque diferencial de múons. O parâmetro  $P_T^{min}$  é o momento mínimo a partir do qual se encontram 90% dos quarks do histograma sombreado. A área do outro histograma da figura, que corresponde ao numerador do fator de conversão, é a seção de choque de quarks  $b$ , integrada a partir de  $P_T^{min}$ , no intervalo de rapidez  $|y^b| < 1.0$ .

Integrando a seção de choque diferencial de múons de quarks  $b$  e aplicando o fator de conversão das seções de choque de múons para quarks, obtemos finalmente a seção de choque de quarks  $b$  em função do valor  $P_T^{min}$  a partir do qual está integrada. A figura 9.8

Tabela 9.1: Os valores da seção de choque de quarks  $b$  e seus erros sistemático e estatístico.

$P_T^{min}(GeV)$	Seção de Choque(nb)	Erro Estatístico	Erro Sistemático
19.1	307.5	$\pm 1.7$	+82.0 -82.3
24.9	84.2	$\pm .8$	+22.7 -22.9
32.8	24.5	$\pm .4$	+7.0 -7.1
38.0	13.6	$\pm .3$	+4.1 -4.2
45.2	6.9	$\pm .3$	+2.1 -2.4

mostra esta seção de choque e a predição teórica da mesma, obtida com o programa MNR [13]. É importante ressaltar que esta medida corresponde à seção de choque de quarks  $b$  e  $\bar{b}$  dividida por dois, dado o fato que não podemos distinguir a contribuição do quark da do antiquark.

Observamos que nossa medida se encontra acima da predição teórica central e que esta se mostra em melhor acordo com a escolha da escala  $\mu_o/2$ . Este resultado vem a corroborar medidas anteriores e independentes desta seção de choque obtidas pelos detetores DØ [5] e CDF [6].

A tabela 9.1 apresenta os pontos da seção de choque de quarks  $b$  e seus erros estatísticos e sistemáticos. A principal fonte de erro sistemático é a fração de múons originados no decaimento de quarks  $b$ , que introduz um erro dependente do momento transversal correspondente a cerca de 10% em  $P_T^\mu = 6GeV$  e crescendo até 25% acima de  $P_T^\mu = 30GeV$ . A segunda maior fonte de erro é o fator de correção devido à resolução de momento dos múons. Este fator apresenta um erro dependente do momento transversal que vai de aproximadamente 3% em  $P_T^\mu = 6GeV$  até 20% em  $P_T^\mu = 45GeV$ , como foi apresentado no capítulo 7. Em seguida temos o fator de conversão da seção de choque de múons de  $b$

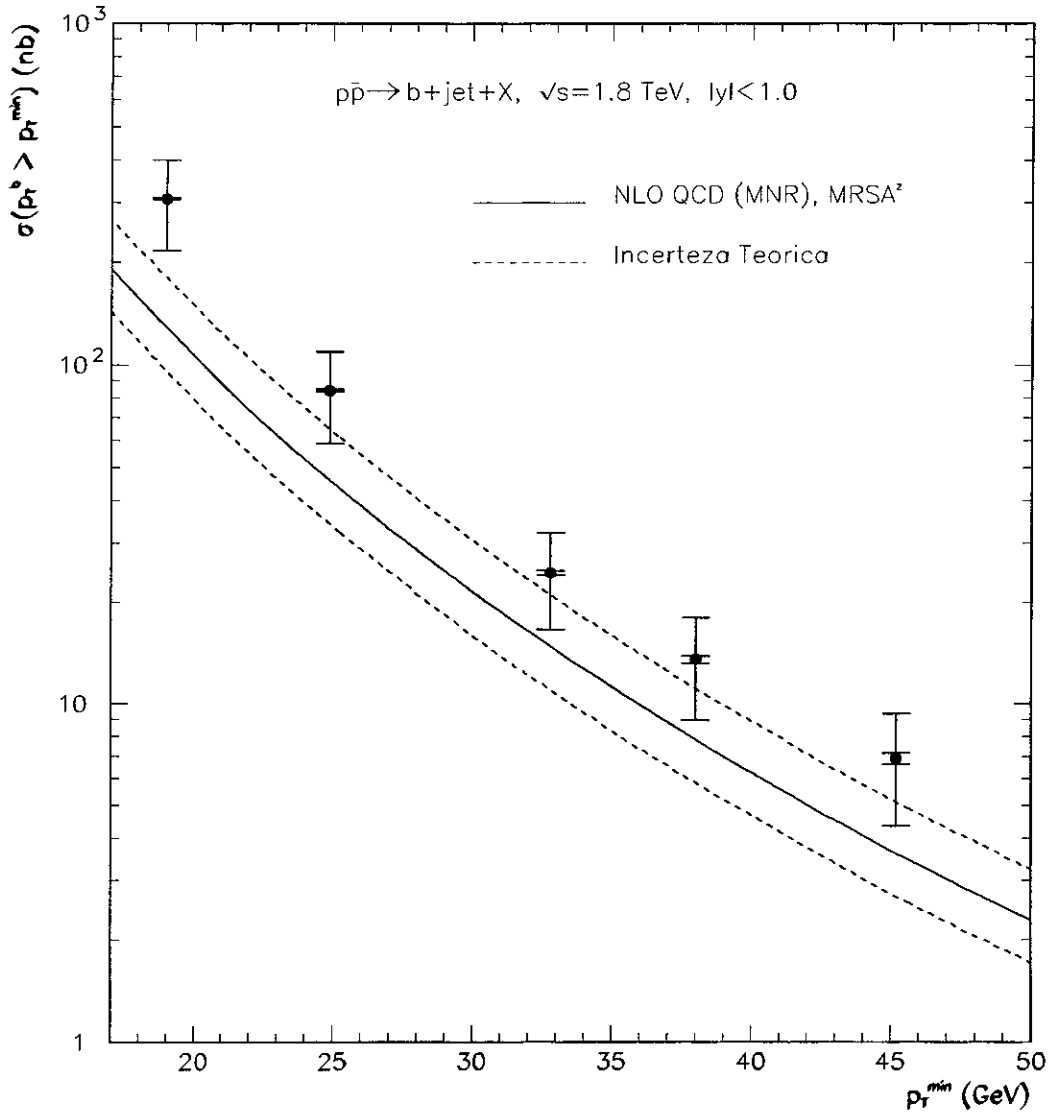


Figura 9.8: A seção de choque de produção de quarks *b*, e sua predição teórica(QCD) obtida com o programa MNR [13]. Os limites de incerteza teórica correspondem à variação da constante de renormalização de QCD no intervalo  $\mu_0/2 < \mu < 2\mu_0$

para quarks  $b$ , que introduz um erro sistemático de 15%. Este erro do fator de conversão foi estimado combinando-se o erro de 5% associado à razão de ramificação de hádrons  $B$  em múons com o erro de 14% devido aos parâmetros da função de fragmentação de Peterson [31, 32]. Por último, temos o erro associado às eficiências que correspondem a uma incerteza de 10%, como foi apresentado no capítulo 6.

# Capítulo 10

## A Seção de Choque de Jatos contendo Quarks $b$

Este capítulo é dedicado à medida da seção de choque diferencial de jatos contendo quarks  $b$ . As motivações para tal medida, ainda inédita em colisores hadrônicos, estão apresentadas na introdução . De uma maneira resumida, os principais argumentos são:

- Ela é uma medida baseada em uma grandeza diretamente observada pelo detetor, que é a energia transversa dos jatos.
- Ela é uma medida independente e complementar a seção de choque de quarks  $b$ .
- No aspecto teórico, o seu cálculo em NLO é mais preciso que o da seção de choque de quarks  $b$ .

A amostra de dados utilizada nesta medida é a mesma empregada na obtenção da seção de choque de quarks  $b$ , e consiste em eventos onde um múon é acompanhado de um jato. No caso da seção de choque de jatos de  $b$ , o múon é utilizado somente para assinalar a presença de quarks  $b$  dentro dos jatos. Primeiramente apresentamos a seção de choque inclusiva de jatos contendo múons . A partir desta seção de choque e da fração de jatos

contendo múons de quarks  $b$ , obtemos a seção de choque de jatos contendo quarks  $b$ . A fim de comparar esta seção de choque com as previsões teóricas, corrigimos esta pela aceitação de eventos obtida do Monte Carlo.

## 10.1 A Seção de Choque Inclusiva de Jatos Contendo Múons

A distribuição que é mais diretamente medida pelo detetor é a seção de choque inclusiva de jatos contendo múons, apresentada na figura 10.1. Nesta figura comparamos esta medida com a predição de Monte Carlo obtida com o Isajet, que se mostra em bom acordo. Também na figura 10.1 apresentamos separadamente os diversos processos físicos que compõem o espectro desta seção de choque.

A seção de choque inclusiva de jatos contendo múons é definida a partir da seguinte expressão

$$\frac{d\sigma}{dE_T} = \frac{1}{L} \frac{dN^{\mu-J}}{dE_T} \quad (10.1)$$

, onde  $dN^{\mu-J}/dE_T$  representa a distribuição do número efetivo de pares múon-jato, ou seja o número observado corrigido pelas eficiências e resoluções, e  $L$  a luminosidade integrada correspondente à amostra. Lembramos que os jatos da amostra estão limitados à região de pseudo rapidez  $|\eta| < 0.6$  enquanto que os múons a  $|\eta| < 0.8$ .

A distribuição  $dN^{\mu-J}/dE_T$ , que corresponde ao histograma do espectro de energia transversa dos jatos que contém múons, foi obtida atribuindo-se a cada evento um peso  $w_i$  segundo a expressão

$$\frac{dN^{\mu-J}}{dE_T} = \frac{1}{\Delta E_T} (\sum_i w_i) \quad (10.2)$$



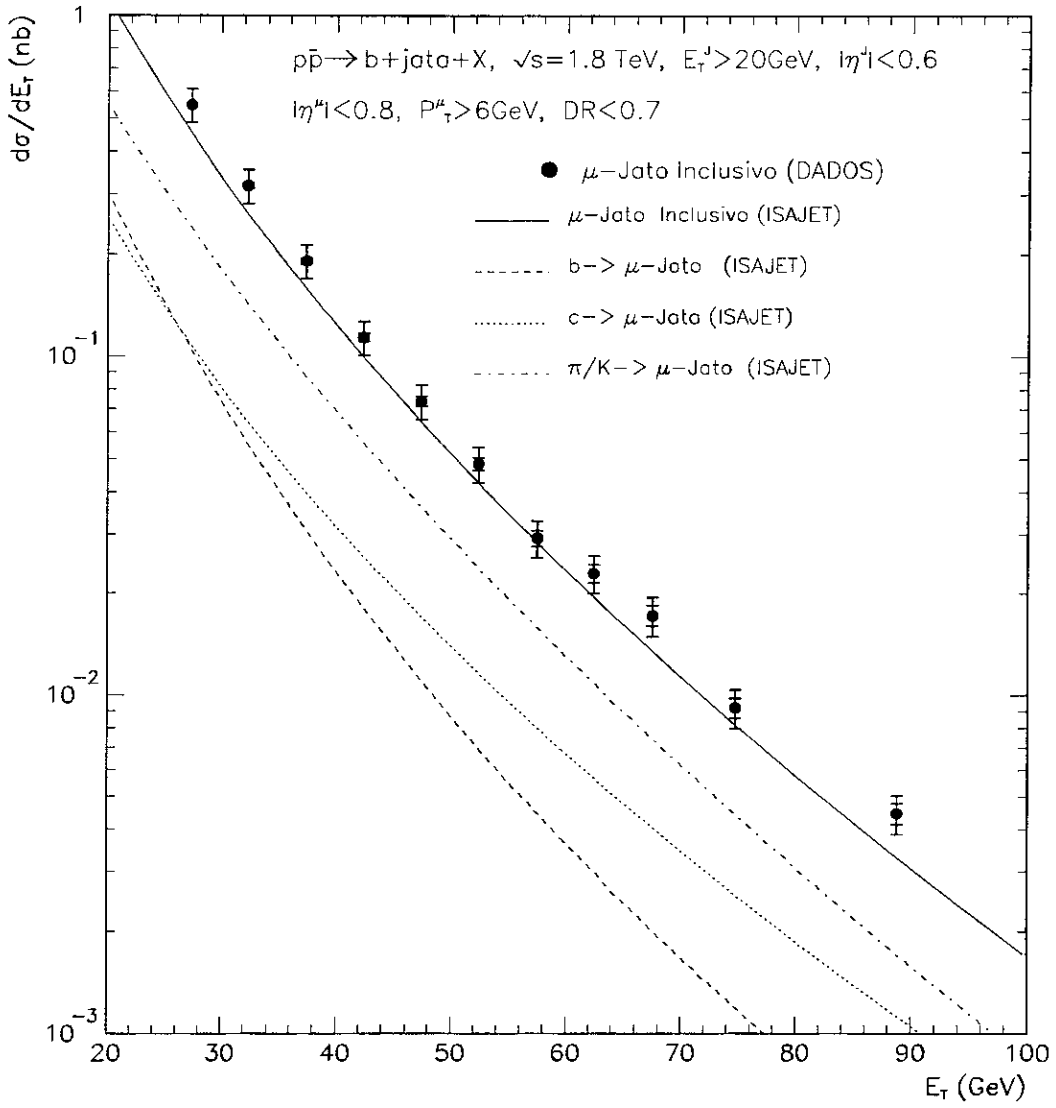


Figura 10.1: A seção de choque diferencial de jatos contendo múons .

, onde  $\Delta E_T$  representa a largura do intervalo (*bin*) de energia do histograma e  $w_i$  o peso do  $i$ -ésimo evento contido neste intervalo. O peso atribuído a cada evento,  $w_i$ , é dado por

$$w_i = \frac{1}{\epsilon^{\mu-J}(P_T, E_T) * U(E_T)} \quad (10.3)$$

, onde  $\epsilon^{\mu-J}(P_T, E_T)$  é a eficiência de detecção de um par múon-jato e  $U(E_T)$  o fator de correção devido à resolução de energia transversa dos jatos, representados nas figuras 7.6, 7.9 e 8.5 respectivamente.

É relevante ressaltar que as eficiências e a luminosidade utilizadas na seção de choque de jatos contendo múons são as mesmas empregadas no capítulo anterior para a obtenção da seção de choque de quarks  $b$ .

O passo seguinte corresponde a encontrar a fração  $F_b(E_T)$  de jatos contendo múons originados em decaimentos associados a quarks  $b$ . Na determinação da fração  $F_b(E_T)$  empregamos o método baseado no momento transverso ( $P_T^{Rel}$ ) do múon em relação ao jato, análogo ao que foi utilizado na seção 9.2 para determinar a fração  $F_b(P_T)$ . Neste caso, para cada intervalo de energia transversa  $E_T$  foi feito um ajuste (*fit*) da distribuição de  $P_T^{Rel}$  dos dados, às distribuições de  $P_T^{Rel}$  de Monte Carlo correspondentes a decaimentos de hádrons  $B$  e  $D$ . Desta forma se encontrou a contribuição relativa de jatos contendo quarks  $b$ . A figura 10.2 apresenta a fração de jatos contendo quarks  $b$ .

Aplicando a fração de jatos contendo quarks  $b$  à amostra inclusiva obtemos a seção de choque de jatos contendo quarks  $b$ , apresentada na figura 10.3. Nesta figura comparamos a seção de choque medida com a predição Isajet para a mesma. A definição desta seção de choque é análoga à da seção de choque inclusiva 10.1 exceto que o peso dos eventos é

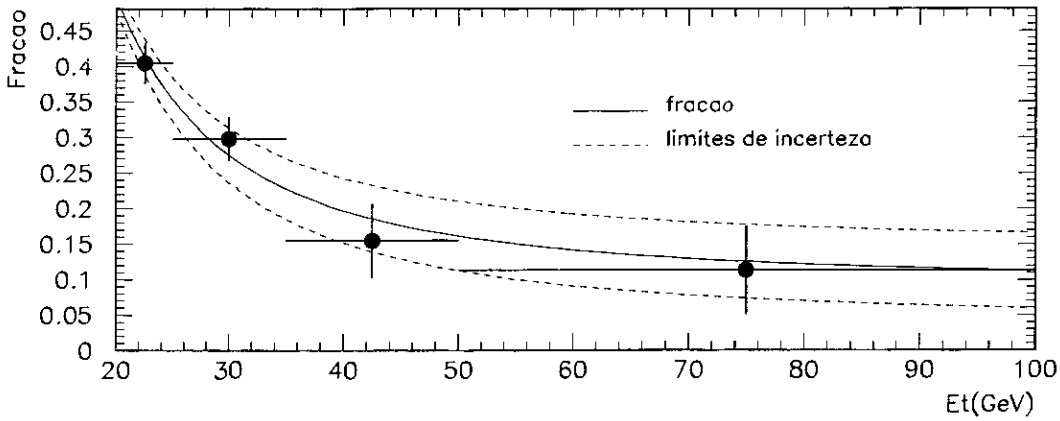


Figura 10.2: A fração de jatos contendo quarks  $b$  em função da energia transversal dos jatos. Os limites de incerteza correspondem à variação da fração dentro de seus erros.

dado por

$$w_i = \frac{F_b(E_T)}{\epsilon^{\mu-J}(P_T, E_T) * U(E_T)} \quad (10.4)$$

onde  $F_b(E_T)$  é a fração de jatos contendo quarks  $b$ ,  $\epsilon^{\mu-J}(P_T, E_T)$  é a eficiência total e  $U(E_T)$  o fator de correção devido à resolução de energia dos jatos.

## 10.2 A Aceitação do Sinal

Antes de comparar a seção de choque jatos de  $b$  apresentada na figura 10.3 com previsões teóricas, temos que corrigi-la devido às limitações de aceitação do sinal pelo detector. Isso se deve ao fato de que para identificarmos jatos contendo quarks  $b$  no  $D\bar{O}$  é necessário utilizar jatos contendo múons. Como a energia do jato é medida pelo calorímetro, esta não inclui a energia do neutrino e do múon gerados no decaimento do quark  $b$ . Outro problema é o fato de que tanto os múons como os jatos medidos estão submetidos a cortes

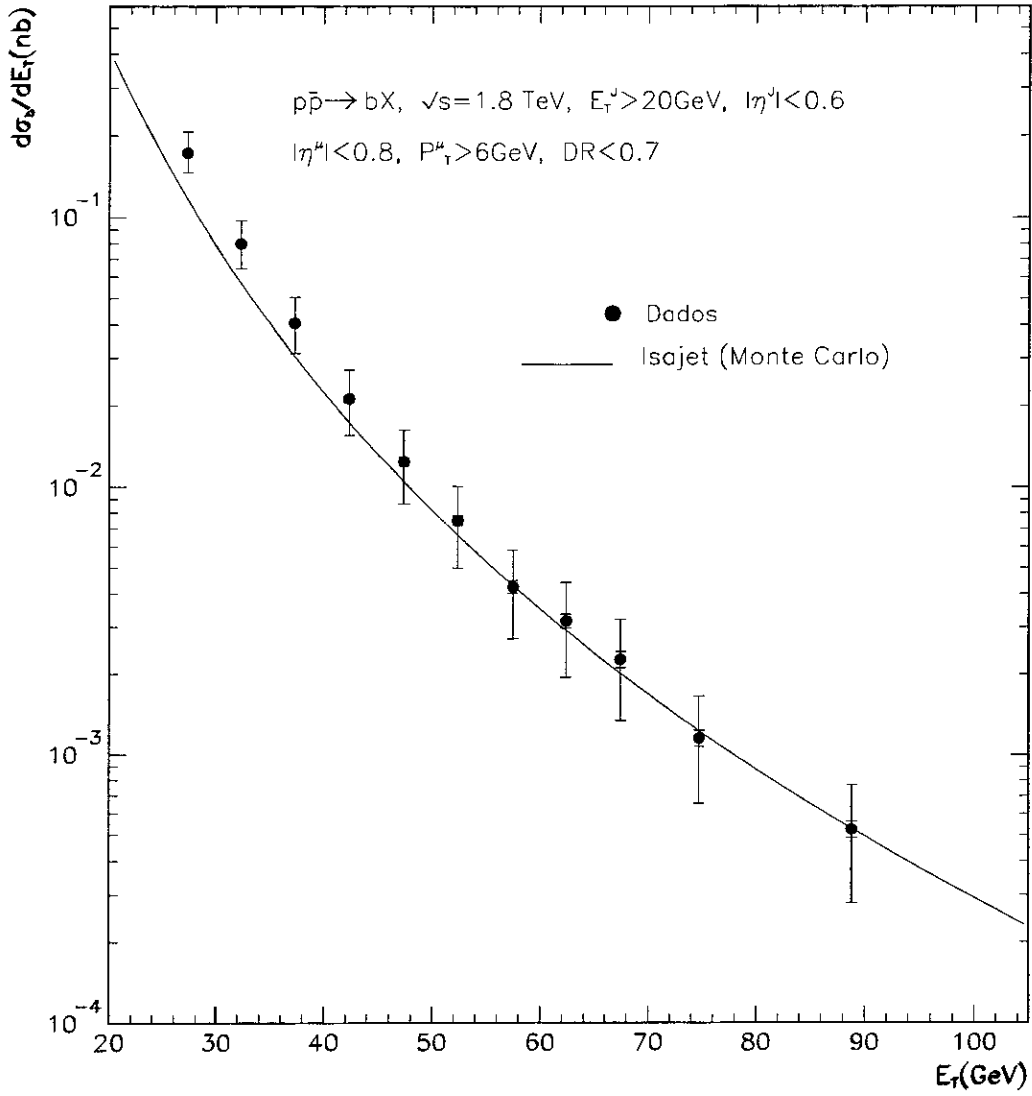


Figura 10.3: A seção de choque diferencial de jatos contendo quarks  $b$  sem correções de aceitação do sinal.

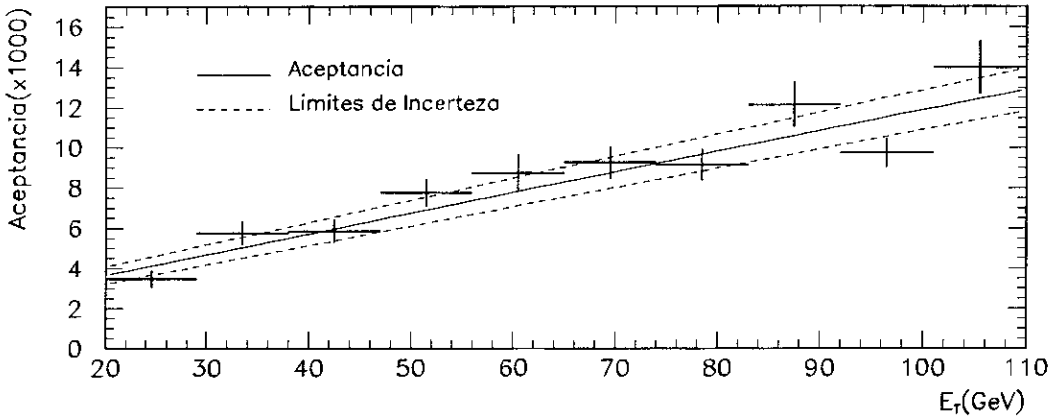


Figura 10.4: O fator de aceitação para seção de choque de jatos contendo quarks  $b$  cinemáticos e portanto não temos acesso a jatos de quarks  $b$  cujos múons ou jatos não satisfazem às condições cinemáticas da amostra. Para corrigir tais limitações utilizamos um fator de correção de aceitação de eventos, obtido a partir de eventos simulados do Isajet, que é definido pela expressão

$$A(E_T) = \frac{\frac{d\sigma^b(P_T > 6\text{GeV}, |\eta^\mu| < 0.8, E_T > 20\text{GeV}, |\eta^J| < 0.6, \Delta R < 0.7)}{dE_T}}{\frac{d\sigma^b(E_T > 20\text{GeV}, |\eta| < 1.0)}{dE_T}} \quad (10.5)$$

O numerador do fator de aceitação representa a seção de choque que medimos no detetor, com cortes cinemáticos sobre os múons e jatos. Os jatos são formados com partículas de estado final do evento, sem incluir múons ou neutrinos. O denominador corresponde à seção de choque de jatos de quarks  $b$ , com jatos formados com os partons existentes antes do decaimento do quarks  $b$ . A figura 10.4 mostra este fator de aceitação .

### 10.3 A Seção de Choque de Jatos $b$

A partir da aceitação podemos corrigir a seção de choque medida, obtendo um resultado independente das limitações cinemáticas do detetor. Dividindo a seção de choque medida pelo detetor (fig. 10.3) por este fator de aceitação obtemos finalmente a seção de choque de jatos contendo quarks  $b$ , apresentada na figura 10.5. Nesta figura também apresentamos a predição teórica de QCD NLO obtida com o programa FM [14], apresentado na seção 2.3.

É importante ressaltar que este resultado corresponde à seção de choque de jatos contendo quarks  $b$  e  $\bar{b}$  dividida por dois, dado o fato que não podemos distinguir um jato contendo um quark de outro contendo um antiquark. Isto implica que jatos contendo um par de quarks  $b\bar{b}$  são contados somente uma vez.

Observamos que a previsão teórica central desta seção de choque se encontra abaixo da nossa medida. As bandas de incerteza teórica correspondem à variação da escala de renormalização /fatorização no intervalo  $\mu_0/2 < \mu < 2\mu_0$ . Analogamente à seção de choque de quarks  $b$ , a escolha da escala  $\mu_0/2$  se mostra em melhor acordo com a medida.

A tabela 10.1 apresenta os pontos da seção de choque de jatos contendo quarks  $b$  e seus erros estatísticos e sistemáticos. A maior fonte de erro sistemático é a fração de jatos contendo múons originados no decaimento de quarks  $b$ . Esta possui um erro crescente com a energia que atinge valores de até 50% para jatos acima de  $60\text{GeV}$ . A segunda maior fonte de erro sistemático, na região de baixo  $E_T$ , é o fator de correção devido à resolução de energia dos jatos. Este fator apresenta um erro dependente da energia transversa que vai de cerca de 10% para jatos de  $20\text{GeV}$  até valores inferiores a 3% acima de  $50\text{GeV}$ ,

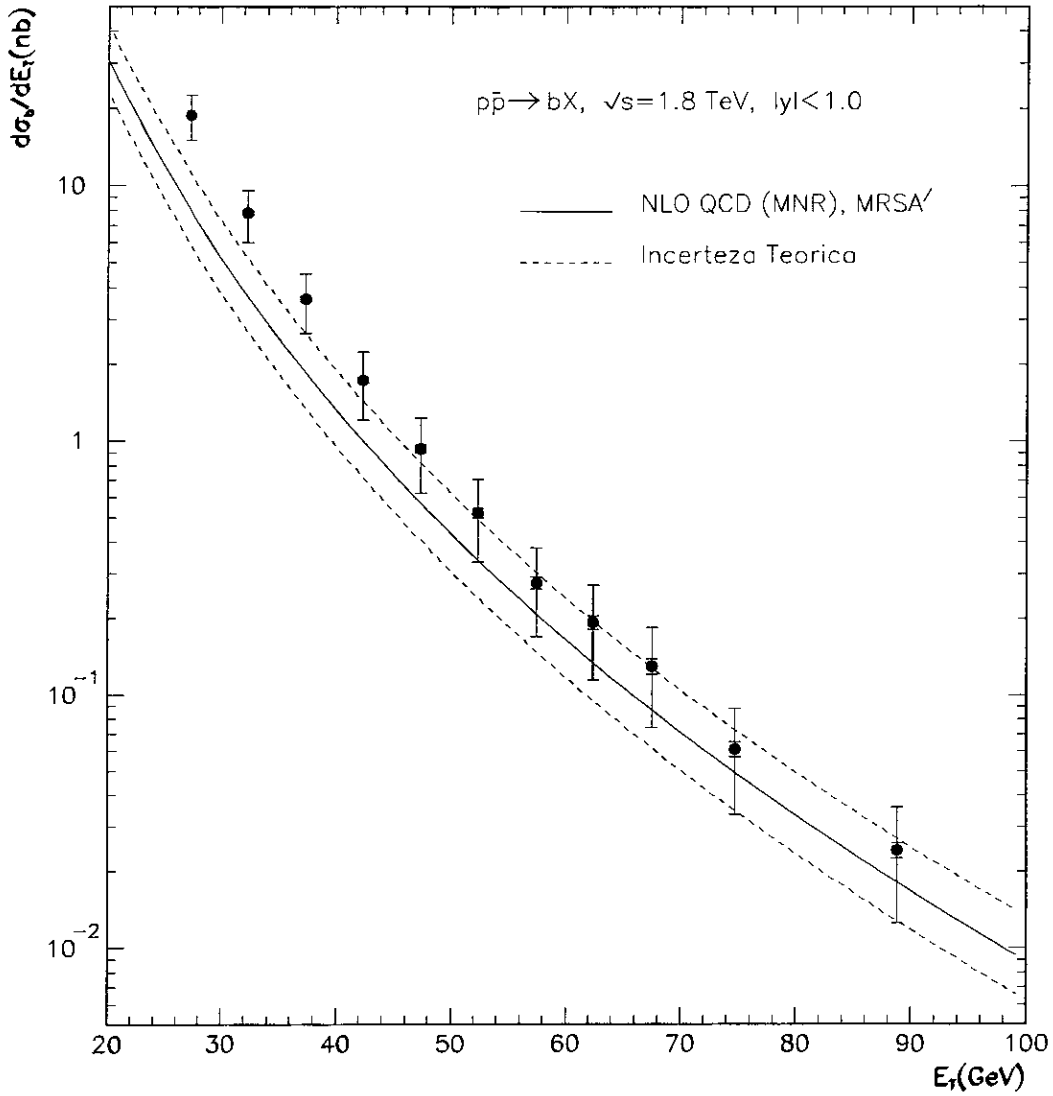


Figura 10.5: A seção de choque diferencial de jatos contendo quarks  $b$  e a predição teórica de QCD em NLO obtida com o programa FM [14]. As bandas de incerteza teórica correspondem à variação da escala de renormalização /fatorização no intervalo  $\mu_0/2 < \mu < 2\mu_0$

Tabela 10.1: Os valores da seção de choque de jatos contendo quarks  $b$  e seus erros sistemático e estatístico.

$E_T(GeV)$	Seção de Choque(nb)	Erro Estatístico	Erro Sistemático
27.284	18.784	$\pm.236$	+5.807 -5.888
32.311	7.818	$\pm.129$	+2.395 -2.447
37.349	3.605	$\pm.076$	+1.100 -1.127
42.365	1.727	$\pm.047$	+0.526 -0.540
47.390	.932	$\pm.032$	+0.284 -0.291
52.381	.523	$\pm.022$	+0.159 -0.163
57.500	.276	$\pm.015$	+0.084 -0.086
62.411	.193	$\pm.012$	+0.059 -0.060
67.504	.130	$\pm.009$	+0.039 -0.040
74.758	.061	$\pm.004$	+0.019 -0.019
88.812	.024	$\pm.002$	+0.007 -0.008

como foi apresentado no capítulo 7. Em seguida temos o fator de aceitação do sinal, que introduz um erro aproximadamente constante de 10%. Por ultimo, temos diversos erros menores como o erro associado às eficiências que corresponde a 6%(capítulo 6), o erro de 5% na luminosidade da amostra, um erro de 5% associado à razão de ramificação de hádrons B em múons e um erro de 5% devido a escala de energia.



# Capítulo 11

## Conclusões

O presente trabalho apresentou duas medidas complementares da produção de quarks  $b$  obtidas a partir de uma amostra de eventos contendo múons acompanhados de jatos. A seção de choque de quarks  $b$ , obtida no capítulo 9 se mostra em boa concordância de forma com a predição de QCD em NLO. Entretanto, como já havia sido evidenciado por medidas anteriores, a normalização da teoria se encontra abaixo da medida por um fator de dois. A figura 11.1 apresenta o nosso resultado da seção de choque de quarks  $b$  superposto aos demais resultados obtidos pelo DØ [5] utilizando diferentes estados finais, enquanto que a figura 11.2 apresenta as medidas do CDF [6]. Nestas figuras encontram-se medidas da seção de choque obtidas a partir de diversos estados finais distintos como: eventos com 2 múons em ressonância( $J/\Psi$ ) ou não, eventos com múons e jatos, eventos com múons , eventos com elétrons e etc. Todos estes estados finais provém de *triggers* distintos, e consequentemente amostras independentes.

Como se pode constatar, todas as medidas, de ambos experimentos, se mostram solidamente consistentes entre si, e sistematicamente acima da predição teórica. Isto no entanto não configura um conflito básico entre teoria e medida, dadas as incertezas de ambas. É

relevante ressaltar que as medidas que utilizam eventos com jatos permitem acessar uma região de momentos transversos superiores às demais, e a presente medida acrescenta um novo ponto a aproximadamente 45GeV, ampliando o espectro de  $P_T$  medido.

A medida da seção de choque de jatos contendo quarks  $b$ , que é uma medida inédita, também se revelou acima da predição teórica da QCD em NLO por um fator de dois, como mostra a figura 11.3. Nesta figura também apresentamos a predição teórica de QCD NLO obtida com o programa FM [14]. Tal fato vem a corroborar a tese de que a produção de quarks  $b$  ainda não é bem compreendida em termos teóricos.

É importante observar a grande independência entre as duas medidas apesar de fazerem uso da mesma amostra de dados. A primeira delas baseia-se nas propriedades cinemáticas dos múons, enquanto que a segunda baseia-se nas dos jatos. Tais medidas, além de cinematicamente independentes, são quantificadas por diferentes subdetetores com efeitos sistemáticos distintos.

As medidas experimentais da produção de quarks  $b$ , e a grande dependência da predição teórica com a escolha da escala de fatorização /renormalização indicam que o cálculo em NLO não é suficientemente acurado. Recentemente, em uma tentativa de identificar a origem desta dependência, M.Mangano [34] mostrou evidências de que esta provém de contribuições associadas ao processo de ramificação de gluons ( $g \rightarrow b\bar{b}$ ). Este trabalho sugere que uma quantidade de grande interesse para se medir no TEVATRON seria a chamada seção de choque de quarks  $b$  de dois corpos  $d\sigma/dP_T^b$ , para eventos onde o quark e o antiquark se encontram em oposição azimutal  $2/3\pi < \Delta\phi_{b\bar{b}} < \pi$ . Em eventos com tal topologia as contribuições associadas a processos de ramificação de gluons são

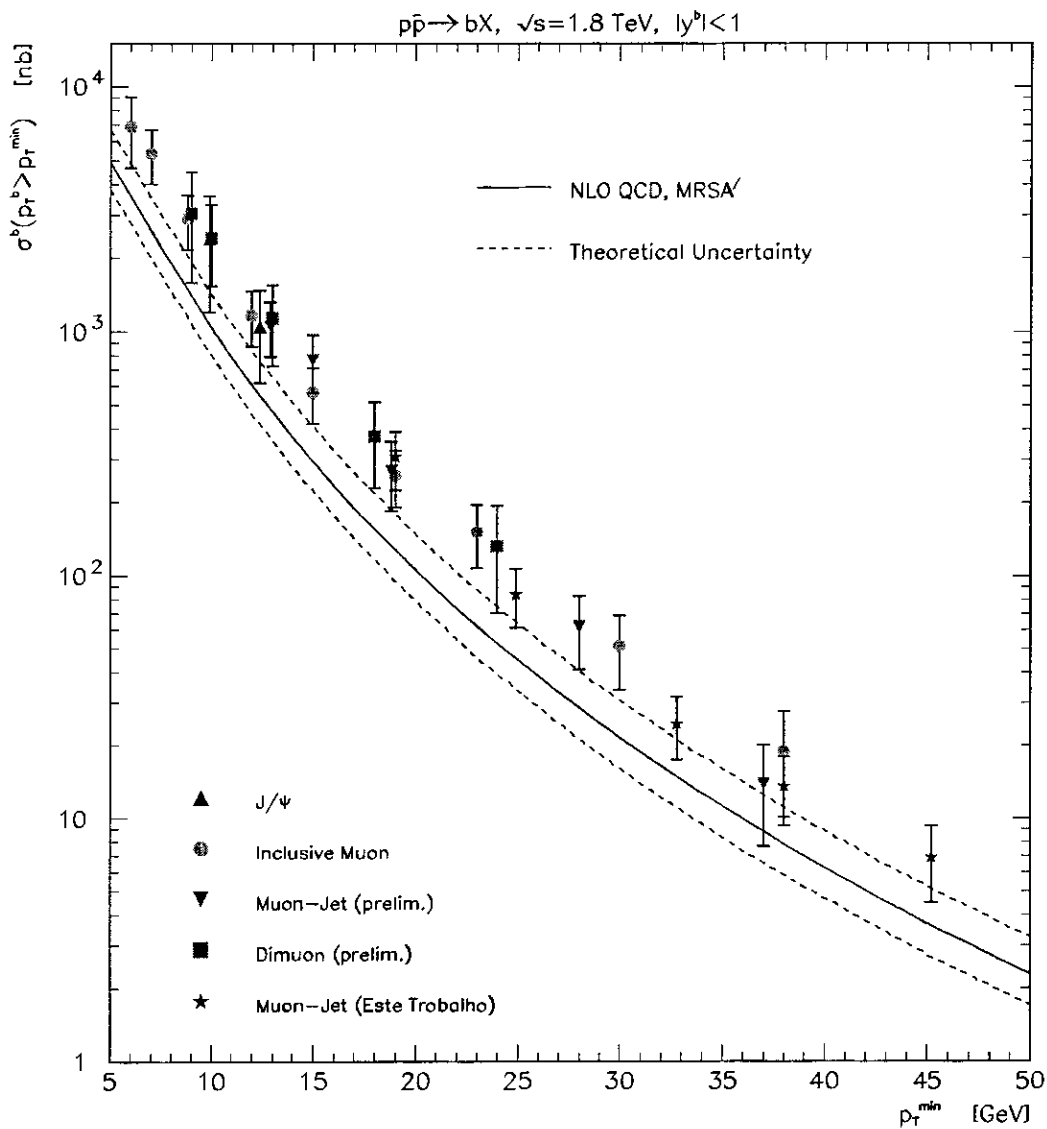


Figura 11.1: As diversas medidas da seção de choque de produção de quarks  $b$  obtidas pelo DØ [5].

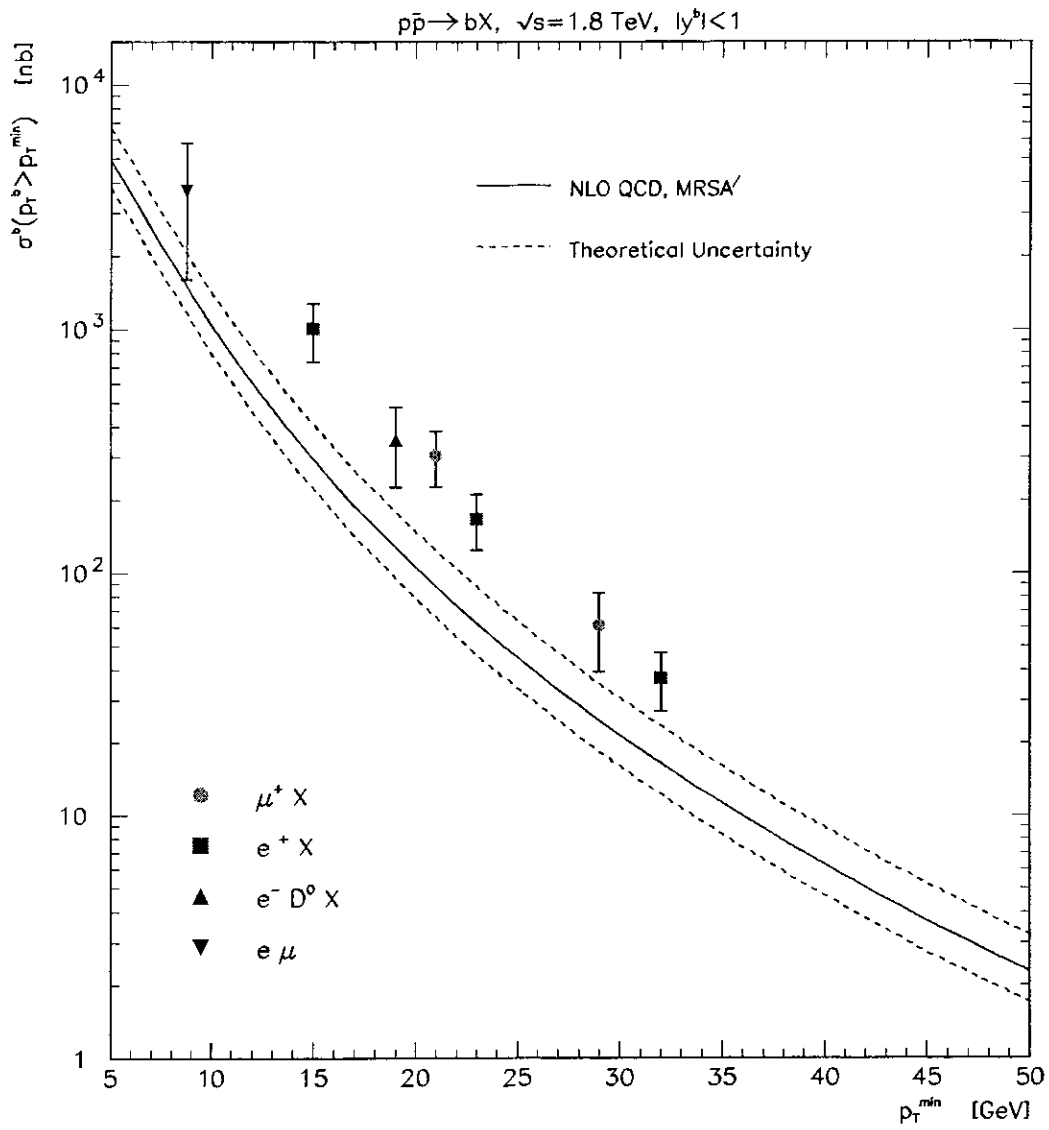


Figura 11.2: As diversas medidas da seção de choque de produção de quarks  $b$  obtidas pelo CDF [6].

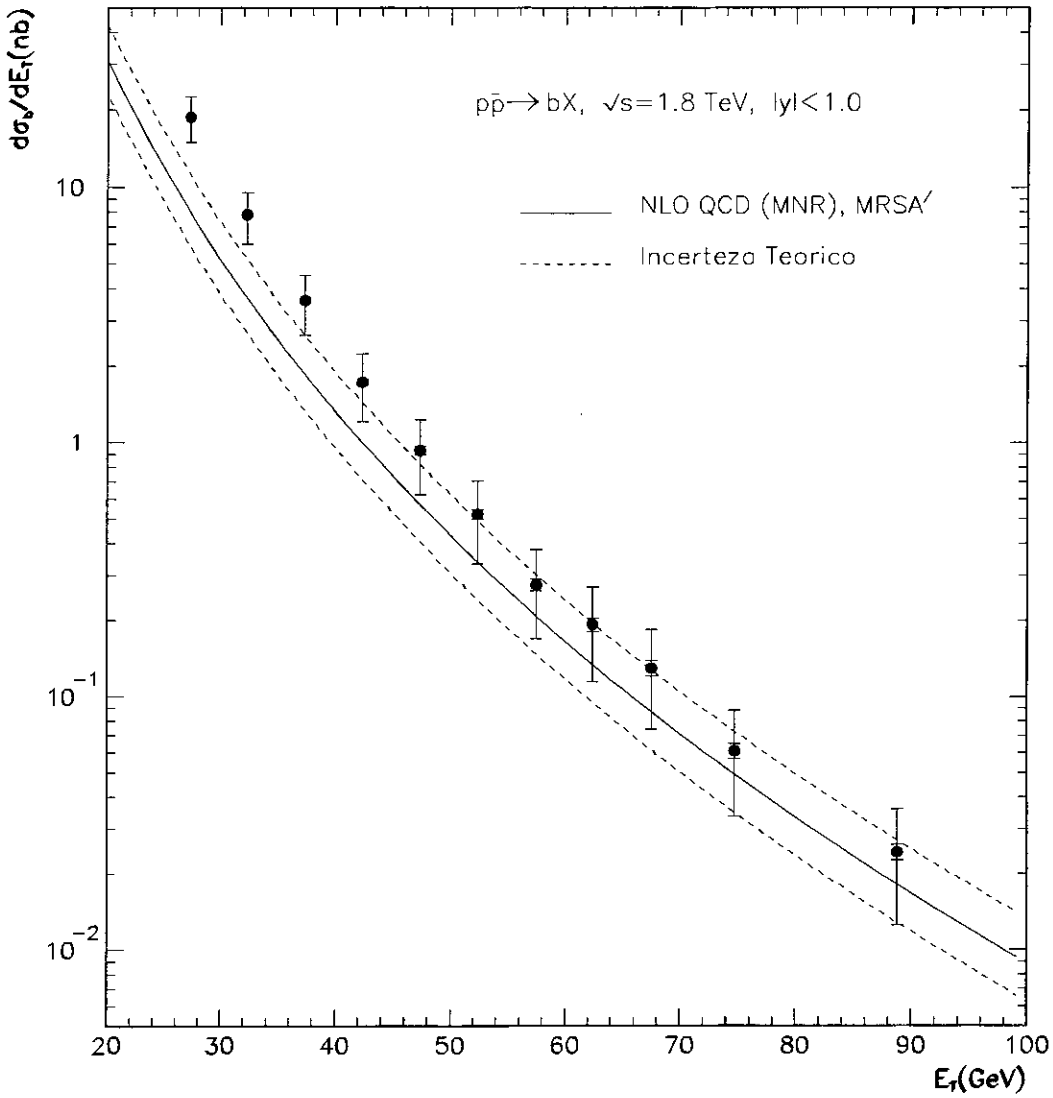


Figura 11.3: A seção de choque diferencial de jatos contendo quarks  $b$  e a predição teórica de QCD em NLO obtida com o programa FM [14]. As bandas de incerteza teórica correspondem à variação da escala de renormalização /fatorização no intervalo  $\mu_0/2 < \mu < 2\mu_0$

suprimidas. Estimativas prevêm que a incerteza teórica desta quantidade, associada à escala  $\mu$ , seja inferior a 10%.

A principal fonte de erros sistemáticos nas medidas aqui apresentadas é devida à incerteza na determinação da fração de múons provenientes de decaimentos de hádrons formados com o quark  $b$ . Com o melhoramento (*upgrade*) do DØ, será instalado um detetor de silício que permitirá a identificação direta de vértices secundários associados ao decaimento de hádrons B. Isto vai permitir ao DØ identificar eventos contendo quarks  $b$  sem se restringir a eventos contendo múons, e conseqüentemente a modelos de fragmentação, aumentando também a aceitação do sinal. Além disso, a identificação baseada em vértices secundários é mais precisa e permite o estudo de diversos canais de decaimento, atualmente inacessíveis. Dentre as medidas que tornar-se-ão possíveis, figura a seção de choque de produção de  $b$  a dois corpos, mencionada no parágrafo acima.

Também olhando para o futuro, uma outra forma de se reduzir as incertezas tanto experimentais quanto teóricas, é através de quocientes entre observáveis cujas incertezas estão correlacionadas. Um exemplo de tal medida seria a fração de jatos contendo quarks  $b$ , que corresponde à razão entre a seção de choque de jatos contendo quarks  $b$  e a seção de choque inclusiva de jatos [14]. Esta fração será passível de ser medida de forma muito simples e direta na próxima tomada de dados, quando poderemos identificar jatos de quarks  $b$  a partir de vértices secundários reconstruídos com o detetor de silício.

# Apêndice A

## O Espectro de Múons de Alto Momento

Este apêndice é dedicado à discussão do espectro inclusivo de múons de alto momento. No capítulo 9 apresentamos este espectro e observamos que ele não é bem descrito pelos modelos de produção de múons na região de alto momento transverso ( $P_T^\mu > 30 GeV$ ). A figura A.1 mostra o histograma do espectro inclusivo de múons utilizando uma divisão de  $P_T^\mu$  de  $1 GeV$ , o que permite uma visualização detalhada do mesmo.

Observa-se que a partir de  $P_T^\mu = 30 GeV$  ocorre uma mudança qualitativa do espectro, onde este passa a decrescer mais lentamente. Este excesso de múons de alto momento pode a princípio ser devido a alguma das seguintes hipóteses, baseadas em fatos conhecidos:

- I) Contaminação da amostra por falsos múons de origem combinatória ou resultantes de penetração de atividade hadrônica do calorímetro (*punchthrough*) nas câmaras de múons .
- II) Múons com origem em raios cósmicos.
- III) Processos físicos que conhecidamente geram múons de alto momento no estado final

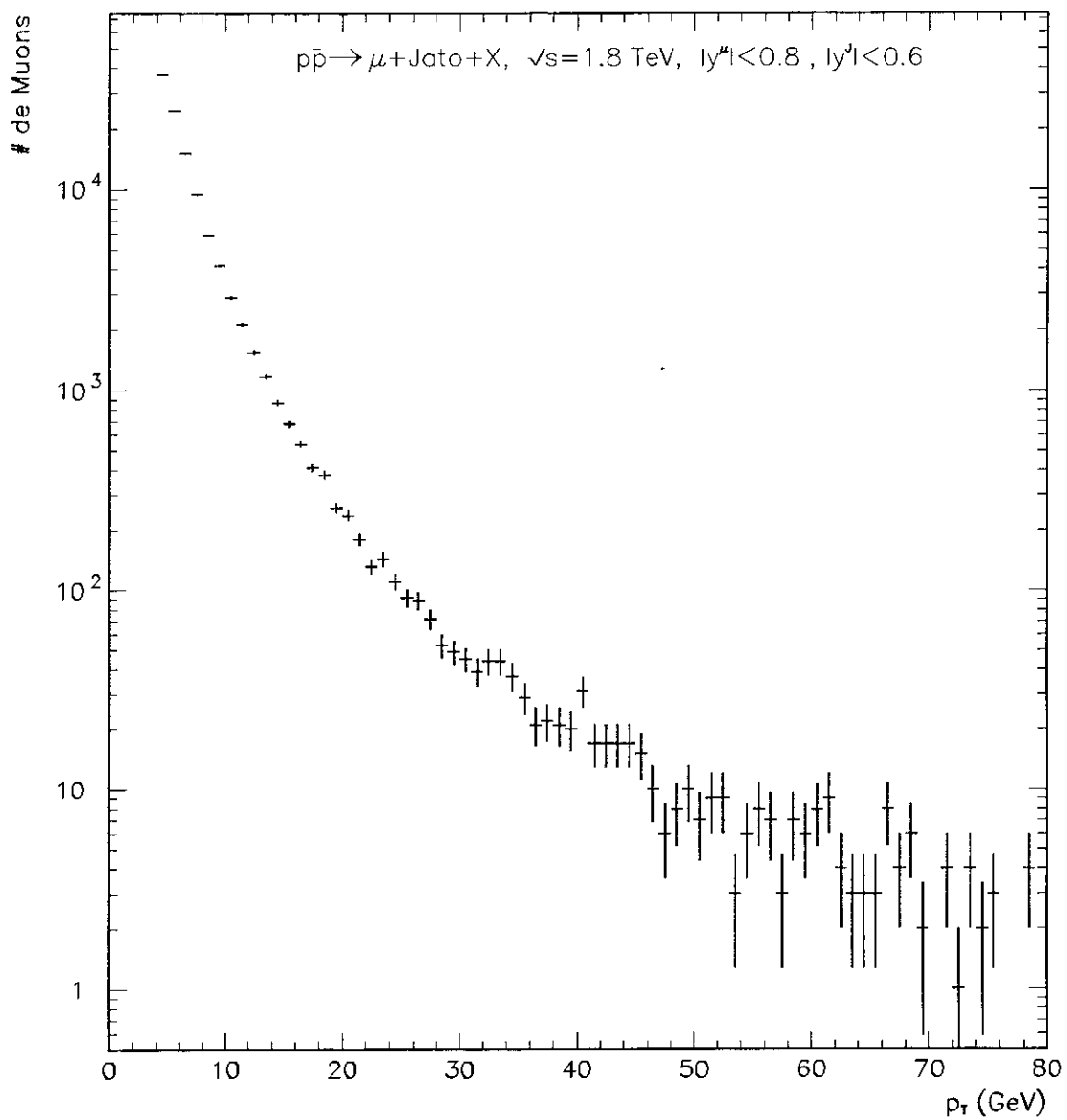


Figura A.1: O histograma do espectro inclusivo de múons não isolados. As barras de erro correspondem somente ao erro estatístico.



como o decaimento  $W^- \rightarrow \mu\nu$ .

IV) Declínio súbito da resolução de momento para múons de alto momento.

Dentre as hipóteses citadas acima, a primeira pode ser descartada por estudos sobre ruídos combinatórios [32] que os limitam a menos de 2% em qualquer região de momento. A contaminação de múons por *punchthrough* no  $D\bar{D}$  é estimada em menos de 0.1% [35] e caso o excesso de múons de alto momento fosse associado a este efeito, eles estariam correlacionados com jatos de alta energia, o que não se verifica na prática.

A segunda hipótese também pode ser descartada facilmente a partir da figura 9.3 que apresenta o tempo do cintilador *SCTOF* para os múons da amostra. Outro fato que vem a corroborar a ausência de cósmicos é a distribuição correspondente ao ângulo ( $\Delta R$ ) no espaço  $\eta - \phi$ , entre o múon e o jato. Pela ausência de correlação entre o múon cósmico e os jatos produzidos no evento esta distribuição deveria ser plana, contrariamente ao que se verifica na figura A.2

A terceira hipótese atribui o excesso de múons a decaimentos de  $W$ . Entretanto, como mostra a figura 9.1, a contribuição ao espectro de múons devida a este decaimento é cerca de uma ordem de grandeza inferior à seção de choque inclusiva de múons, segundo a predição dos geradores Isajet e Herwig. Outro fato que vai contra esta hipótese é a alta correlação entre os múons e jatos da amostra na região de alto  $P_T^\mu$ , como mostra a figura A.2. Os múons provenientes de decaimentos de  $W$  tendem a ser isolados em cerca de 85% dos casos e não devem apresentar nenhuma correlação com os jatos do evento, gerando uma distribuição de  $\Delta R$  plana.

A última hipótese tenta atribuir o excesso de múons a um súbito declínio da resolução

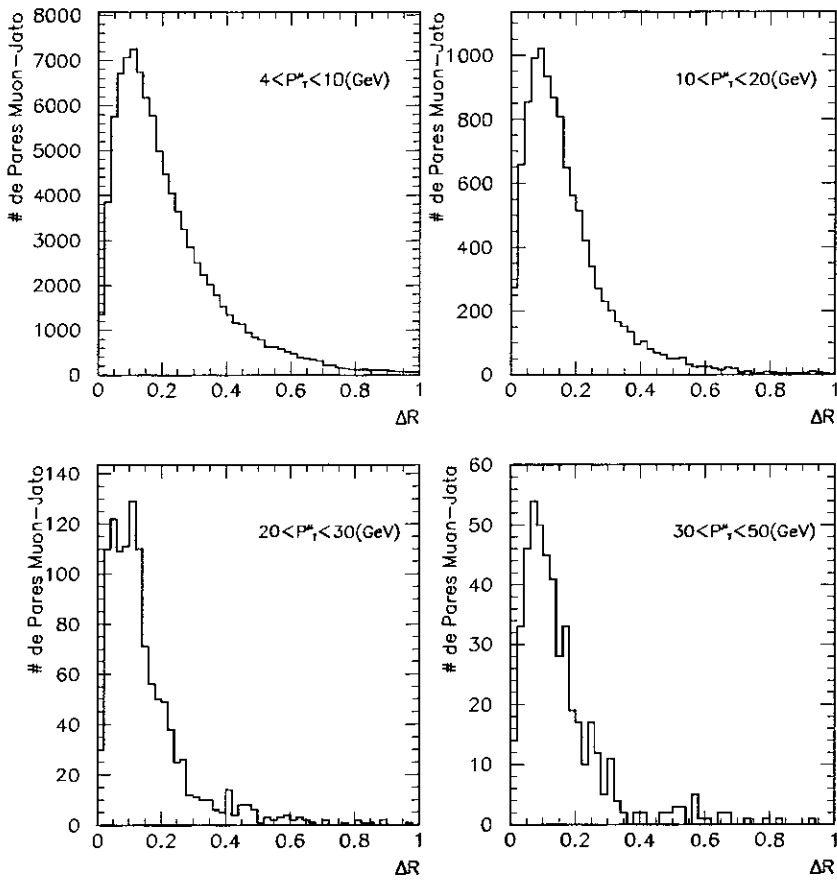


Figura A.2: A distribuição do ângulo  $\Delta R$  entre o múon e o jato para diversos intervalos de  $P_T^\mu$ .

de momento na região de alto momento. A análise da distribuição da distância angular  $\Delta\phi$  entre o múon e a energia perdida (*missing*  $E_T$ ) no evento realmente sugere que algum efeito passa a se manifestar a partir de  $P_T^\mu = 30\text{GeV}$ , como mostra a figura A.3. A interpretação desta distribuição é de que para múons de baixo momento temos uma pequena correlação entre a direção do múon e a energia perdida. Uma certa fração destes múons se encontra correlacionada com a energia perdida do neutrino que tende a sair colimado com o múon devido ao *boost* do hadron. Já na figura de alto momento surge um efeito curioso que é uma alta correlação entre a direção do múon e da energia perdida no evento. O caso em que a energia perdida se encontra oposta ao múon, representa uma medida incorreta do momento do múon. Ao se atribuir ao múon um momento maior do que o real provoca-se um desbalance de energia transversa no evento, que se manifesta como energia perdida oposta à direção do múon.

A expressão que relaciona o momento do múon ao ângulo de deflexão deste no campo magnético é dada por

$$P = \frac{0.3Bd}{\sin\alpha} \quad (\text{A.1})$$

, onde  $B = 2T$  é o campo magnético e  $d = 0.9m$  é a espessura do toróide. Isso nos dá que um múon de  $P_T^\mu = 30\text{GeV}$  sofre um deflexão aproximada de  $\alpha = 20\text{mrad}$ . Por outro lado, o erro na determinação do ângulo da trajetória também é desta ordem [20]. Isto nos leva a inferir que múons acima de  $P_T^\mu = 30\text{GeV}$  estão se aproximando do limite de resolução de momento do espectrômetro do DØ.

A conclusão que podemos tirar dos argumentos apresentados acima é que tudo aponta para dificuldades na medida de múons de alto momento. Entretanto, a comprovação e a

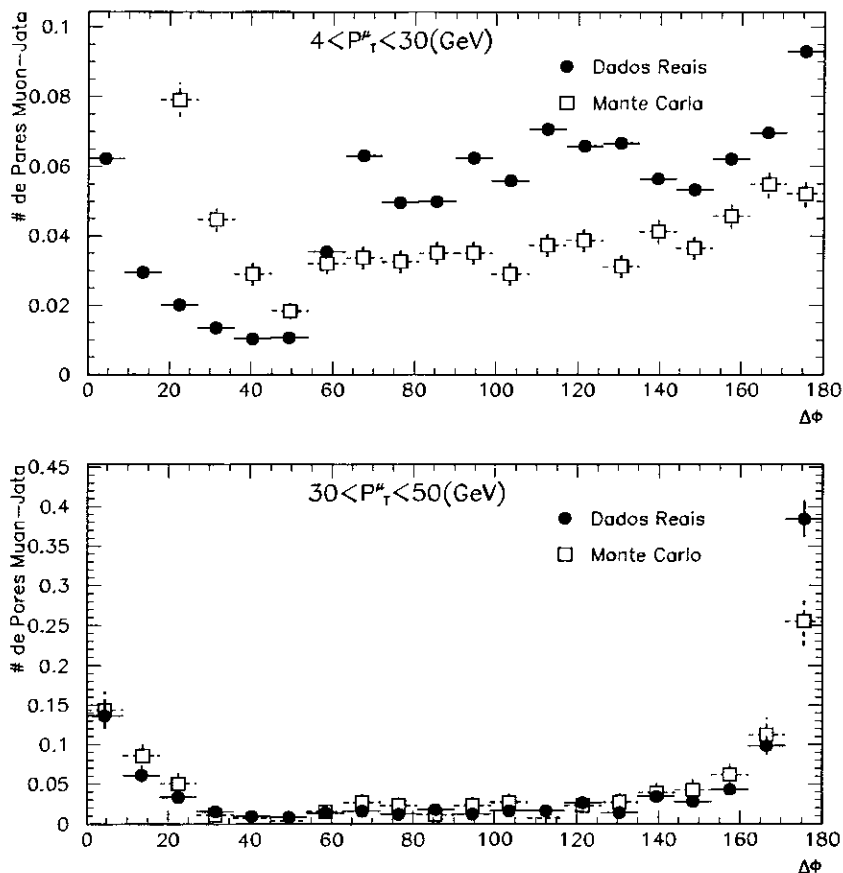


Figura A.3: A distribuição da distância angular  $\Delta\phi$  entre o múon e a energia perdida (*missing*  $E_T$ ). A figura de cima apresenta eventos com múons até  $P_T^\mu = 30 \text{ GeV}$  enquanto que a de baixo mostra múons acima de  $P_T^\mu = 30 \text{ GeV}$ .

quantificação deste problema estão acima do atual entendimento do detetor. Aparentemente a resolução de momento [20] , que foi estudada apenas para múons com  $P_T^\mu$  inferior a  $40\text{GeV}$ , não representa bem os múons de mais alto momento.

# Referências

- [1] V.D.Elvira and G.Blazey, *Central Inclusive Jet Cross Section at DØ* , DØ note no.2975, June-1996.
- [2] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Lett. B **122**, 2632 (1995).
- [3] CDF Collaboration, F.Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
- [4] UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B **256**, 121 (1991).
- [5] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3548 (1995), Phys. Lett. B **370**, 239 (1996).
- [6] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2403 (1992), **69**, 3704 (1992), **71**, 500 (1993), **71**, 2396 (1993), **71**, 2537 (1993).
- [7] F. Halzen & A. Martin, *Quarks & Leptons, An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons (1984)
- [8] V.D. Barger & R.J. Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley Co. (1987)
- [9] W.J.Stirling, B.R.Webber, R.K.Ellis, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press (1996)

- [10] J.C.Collins, D.E.Soper, G.Sterman, in *Perturbative Quantum Chromodynamics*, 1989, ed.A.H.Mueller, World Scientific, Singapore
- [11] M.Gluck,J.F.Owens and E.Reya, Phys.Rev. **D17**, 2324 (1978)  
B.L.Combridge, Nucl.Phys. **B15**, 429 (1979)
- [12] P. Nason, S. Dawson, and R.K. Ellis, Nucl. Phys. **B303**, 607 (1988).  
P. Nason, S. Dawson, and R.K. Ellis, Nucl. Phys. **B327**, 49 (1988).  
W.Benakker et all. , Nucl. Phys. **D40**, 54 (1989).  
W.Benakker et all. , Nucl. Phys. **B351**, 507 (1991).
- [13] M. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B373**, 295 (1992).
- [14] S. Frixione and M. Mangano, Nucl. Phys., B **483**, 321 (1997)
- [15] A. Martin, R. Roberts, and J.W. Stirling, Phys. Rev. D **47**, 867 (1993).
- [16] CTEQ Collaboration, J. Botts *et al.*, Phys. Lett. B **304**, 159 (1993).
- [17] A. Martin, R. Roberts, and J.W. Stirling, Phys. Lett. B **354**, 155 (1995).
- [18] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **338**, 185 (1994).
- [19] J.Thompson *Introduction to Colliding Beams at Fermilab*, Fermilab Report, FERMILAB-TM-1909, October 1994.
- [20] C.Gerber,P.Quintas, *Muon Momentum Resolution from DØ Reco V10* , DØ note no.1985, November-1993.

C.Gerber,H.Hagerty,P.Quintas,W.Smart,A.Taketani,D.Wood,R.Yamada,M.Cummings,  
C.Yoshikawa,D.Zieminska,E.Varnes,T.Yasuda,J.Green,D.Hedin,R.Markeloff,P.Lee,  
*Muon Momentum Determination* , DØ note no.2140, October-1994

[21] B.Abbott, *Effects of  $\eta$  and  $\phi$  Definitions on Reconstructing Jets* , DØ note no.2769,  
October-1995.

[22] B.Abbott,E.Barberis,M.Bhattacharjee,L.Coney,G.Di Loreto,V.D.Elvira,B.Hirosky,  
B.Kehoe,F.Nang,H.Weerts, *Jet Energy Scale at DØ* , DØ note no.3287

[23] V.D.Elvira, G.Blazey and M.Bhattacharjee, *Smearing Corrections to the Jet Cross  
Sections*, DØ note no.2247, Aug-1994.

M.Bhattacharjee,S.Y.Choi,V.D.Elvira,S.Grinstein,R.Hirosky, *Jet Energy Resolu-  
tions*, DØ note no.2887, May-1996.

[24] V.D.Elvira,G.Blazey and R.Astur, *A Study of Standard Jet Cuts and Their Efficien-  
cies Using DØ Collider Data* , DØ note no.1763, June-1993.

V.D.Elvira,G.Blazey and J.Blazey, *Efficiencies of Standard Jet Cuts for Cone  
Sizes:0.3,0.5,0.7* , DØ note no.2197, July-1994.

[25] F. Carminati *et al.*, *GEANT Users Guide*, v 3.15, CERN Program Library, December,  
1991 (unpublished).

[26] F. Paige and S. Protopopescu, BNL Report No. BNL38034, 1986 (unpublished),  
release v 7.0.



- [27] G.Marchesini,B.R.Webber,G.Abbiendi,I.G.Knowles,M.H.Seymour,L.Stanco, Computer in Physics Communications, **67**, 465 (1992)
- G.Marchesini,B.R.Webber,G.Abbiendi,I.G.Knowles,M.H.Seymour,L.Stanco, *HERWIG version 5.9* , hep-ph-9607393 (1996)
- [28] T.Sjostrand, *Pythia 5.7 and Jetset 7.4 Physics and Manual* Cern, CERN-TH.7112-93, 1993
- [29] R.Field,R.Feynman, Nucl.Phys., **B136**, 1 (1978)
- [30] C.Peterson,D.Schlatter,I.Schmitt,P.M.Zerwas, Phys.Rev., **D27**, 105 (1983)
- [31] J.Chrin, Z.Phys., **C36** , 163 (1987)
- [32] T. B. Huehn, Ph.D. Thesis, University of California, Riverside, December 1995, unpublished.
- [33] Particle Data Group, Phys. Rev. D **50**, 1177 (1994).
- [34] M.Mangano, *Perturbative QCD for charm and bottom production(A Close Look at the Theoretical Uncertainty on the b Cross Section)* , CTEQ Symposium on CONFRONTING QCD WITH EXPERIMENT, Fermilab, November-1996
- [35] D.Hedin, *Preliminary DØ Punchthrough Rates* , DØ note 1738, 1993
- [36] DØ Luminosity Group, *Luminosity Calculations for DØ* , DØ note 2031, 1994
- [37] A.Geiser, Ph.D. Thesis, *Beauty Production at the CERN Proton Antiproton Collider: A Test of QCD* , October 1992, Unpublished

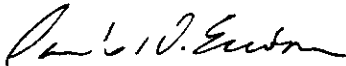
- [27] G.Marchesini,B.R.Webber,G.Abbiendi,I.G.Knowles,M.H.Seymour,L.Stanco, Computer in Physics Communications, **67**, 465 (1992)
- G.Marchesini,B.R.Webber,G.Abbiendi,I.G.Knowles,M.H.Seymour,L.Stanco, *HERWIG version 5.9* , hep-ph-9607393 (1996)
- [28] T.Sjostrand, *Pythia 5.7 and Jetset 7.4 Physics and Manual* Cern, CERN-TH.7112-93, 1993
- [29] R.Field,R.Feynman, Nucl.Phys., **B136**, 1 (1978)
- [30] C.Peterson,D.Schlatter,I.Schmitt,P.M.Zerwas, Phys.Rev., **D27**, 105 (1983)
- [31] J.Chrin, Z.Phys., **C36** , 163 (1987)
- [32] T. B. Huehn, Ph.D. Thesis, University of California, Riverside, December 1995, unpublished.
- [33] Particle Data Group, Phys. Rev. D **50**, 1177 (1994).
- [34] M.Mangano, *Perturbative QCD for charm and bottom production(A Close Look at the Theoretical Uncertainty on the b Cross Section)* , CTEQ Symposium on CONFRONTING QCD WITH EXPERIMENT, Fermilab, November-1996
- [35] D.Hedin, *Preliminary DØ Punchthrough Rates* , DØ note 1738, 1993
- [36] DØ Luminosity Group, *Luminosity Calculations for DØ* , DØ note 2031, 1994
- [37] A.Geiser, Ph.D. Thesis, *Beauty Production at the CERN Proton Antiproton Collider: A Test of QCD* , October 1992, Unpublished

**“ANÁLISE DA PRODUÇÃO DE QUARKS  $b$  EM COLISÕES  $p\bar{p}$  A 1.8 TeV NO EXPERIMENTO DØ”**

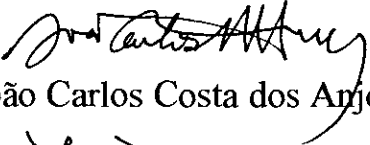
***André Sznajder***

Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:

  
Arthur Kós Antunes Maciel - Presidente

  
Carlos Ourivio Escobar

  
Marcia Begalli

  
João Carlos Costa dos Anjos

  
Maria Elena Pol

  
Anna Maria Freire Endler - Suplente

Rio de Janeiro, 10 de fevereiro de 1998