



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

---

*Dissertação de Mestrado*

*PPGF-M.13/05*

## **Produção difrativa do méson B decaindo em $J/\psi$ no CMS/LHC**

Dilson de Jesus Damião

Orientador: Alberto Santoro

Rio de Janeiro

Dezembro de 2005

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



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

---

*Dissertação de Mestrado*

*PPGF-M.13/05*

**Produção difrativa do méson B  
decaindo em  $J/\psi$  no CMS/LHC**

Dilson de Jesus Damião

Orientador: Alberto Santoro

Trabalho apresentado à Pós-Graduação  
em Física da UERJ, para obtenção  
do título de Mestre em Física.

Autorizo a Apresentação,

---

Prof. Dr. Alberto Santoro

Rio de Janeiro  
Dezembro de 2005

# Agradecimentos

- A Deus;
- À FAPERJ pelo apoio financeiro;
- À Pós-Graduação em Física da Universidade do Estado do Rio de Janeiro - UERJ;
- Ao Prof. Dr. Alberto Santoro, o meu sincero agradecimento não apenas pela orientação, mas por sempre acreditar em meu trabalho;
- Ao Prof. Dr. André Sznajder e o amigo Antônio Vilela Pereira por todas as contribuições, sem as quais talvez nada seria possível;
- Aos professores do Departamento de Física de Altas Energias que sempre estiveram dispostos a ajudar em qualquer tipo de dúvidas e/ou problemas (obrigado por me acolherem aí) e em especial ao Amigo Prof. Dr. Luiz Martins Mundim Filho (vai ter que me aturar no doutorado);
- Aos meus professores da Graduação e da pós-Graduação, pelos inúmeros conhecimentos passados, que com certeza contribuíram para execução desse trabalho;
- Aos meus pais - Jorge e Diva - e a minha irmã Jorginete, cujo apoio, incentivo e presença me tem acompanhado desde que me entendo por gente;
- Aos amigos e colegas de pós-graduação, em especial aos que tive oportunidade de dividir a sala 3023-A: Alberto Lozea, Diego Menezes, Fábio Antonio Rezende, Marco André de Almeida Pacheco, Rogério de Almeida e Sandro Fonseca de Souza;
- Ao José Afonso Sanches (Xeon) e Eduardo Revoredo (Opteron) por cuidarem da T2 HEPGRID BRASIL com maior carinho, ela merece;
- A todos que, direta ou indiretamente, colaboraram para a execução deste trabalho.

# Resumo

O presente trabalho refere-se ao estudo da produção difrativa do méson B decaindo em  $J/\psi$ , através do canal  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Estaremos apresentando uma análise separando esse canal dos demais (fundos) e determinando a massa invariante do  $J/\psi$ .

Esse estudo foi baseado em simulações computacionais, as quais reproduziram as condições físicas esperadas para o LHC/CMS, ou seja, energia de centro de massa de 14 TeV e as características do detector CMS.

A geração de eventos foi feita utilizando o Monte Carlo DPEMC; simulação e reconstrução dos eventos ao passarem pelo detector CMS foram feitas usando o FAMOS. Esses programas foram instalados no cluster de computadores T2 HEPGRID-BRASIL.

Há ainda um número pequeno de simulações nas condições do experimento CMS. Este trabalho se insere em uma contribuição ao TDR (Relatório Técnico do Projeto - *Technical Design Report*) da Física do CMS, em particular para a produção difrativa.

# Abstract

The purpose of this Dissertation was to study the diffractive production of B meson decay into  $J/\psi$  meson, through the channel  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . We will show an analysis its channel from background and determining the invariant mass of  $J/\psi$ .

This study was made based in computational simulations, which reproduced the physical conditions expected for the LHC/CMS and had center-of-mass energy of 14 TeV and the characteristics of CMS detector.

As Monte Carlo generator we used DPEMC; the simulation and reconstruction of the events when passing through CMS detector had been made using FAMOS. These programs had been installed in T2 HEPGRID-BRASIL.

It still has a small number of simulation in the conditions of CMS experiment. This work is part of a contribution to TDR (Technical Design Report) of the CMS Physics in particular for the diffractive production.



# Sumário

Agradecimentos . . . . .	iii
Resumo . . . . .	iv
Abstract . . . . .	v
Figuras . . . . .	ix
Tabelas . . . . .	xiii
<b>1 Motivação e Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Aspectos Teóricos</b>	<b>3</b>
2.1 O Modelo Padrão . . . . .	3
2.1.1 As Quatro Forças Fundamentais . . . . .	4
2.1.2 Leis de Conservação e Decaimentos . . . . .	6
2.2 Cromodinâmica Quântica (QCD) . . . . .	7
2.3 Difração em Física de Partículas . . . . .	9
2.4 Teoria de Regge . . . . .	14
2.4.1 Trajetórias de Regge . . . . .	15
2.4.2 Pomeron . . . . .	16
<b>3 O <math>J/\psi</math></b>	<b>18</b>
3.1 Revisão Histórica do $J/\psi$ . . . . .	19
3.2 Mecanismos de Produção do $J/\psi$ . . . . .	20

3.2.1	O sinal do $J/\psi$ vindo do decaimento do méson B . . . . .	21
3.2.2	Outras contribuições do $J/\psi$ - fundo. . . . .	22
<b>4</b>	<b>O Experimento CMS</b>	<b>23</b>
4.1	O LHC . . . . .	23
4.1.1	A Luminosidade e a Seção de choque . . . . .	26
4.2	O Detector CMS . . . . .	26
4.2.1	Sistema de Trajetórias . . . . .	29
4.2.2	Calorímetro Eletromagnético . . . . .	31
4.2.3	Calorímetro Hadrônico . . . . .	34
4.2.4	Sistema de Múons . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Geração e Simulação de Eventos</b>	<b>38</b>
5.1	Geradores de eventos . . . . .	39
5.1.1	A Geração dos eventos . . . . .	41
5.2	Simuladores e reconstrotores . . . . .	44
5.2.1	A Simulação dos eventos . . . . .	45
5.3	Submissão de trabalhos no cluster . . . . .	45
<b>6</b>	<b>Análise de Dados</b>	<b>47</b>
6.1	Seleção e Resultados . . . . .	60
6.2	Determinação da Seção de Choque . . . . .	64
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>65</b>
<b>A</b>	<b>Cinemática</b>	<b>67</b>
1	Tipos de Processos . . . . .	67

2	Variáveis de Mandelstam - Invariantes Cinemáticos . . . . .	68
2.1	Sistema de Centro-de-Massa . . . . .	70
3	Seção de choque, reação exclusiva de dois corpos . . . . .	73
	Referências Bibliográficas . . . . .	76

# Figuras

2.1	Vértices fundamentais para cada interação. . . . .	6
2.2	Contribuições de ordem dominante (LO) para processos $gg \rightarrow qq$ . . . . .	8
2.3	Contribuições da ordem seguinte à dominante (NLO) para processos $gg \rightarrow qq$ . . . . .	9
2.4	Ilustração do processo de fragmentação de um méson. A medida que os quarks são separados, a força de acoplamento entre eles aumenta, sendo assim é necessário fornecer mais e mais energia para que seja efetivada a separação dos quarks. Quando uma certa quantidade de energia é atingida, dá-se a produção de um novo méson, “incolor”. . . . .	10
2.5	Diagrama esquemático para espalhamento elástico em colisões próton-próton. Mostramos também o correspondente gráfico $\eta \times \phi$ . . . . .	12
2.6	Diagrama esquemático para Difração Simples em colisões próton-próton. Mostramos também o correspondente gráfico $\eta \times \phi$ , exibindo o intervalo de rapidez, no qual não há presença de partículas. . . . .	12
2.7	Diagrama esquemático para Difração Dupla em colisões próton-próton, sendo o da esquerda para eventos moles e da direita para eventos duros. . . . .	13
2.8	Diagrama esquemático para Dupla Troca de Pomeron em colisões próton-próton, sendo o da esquerda para eventos duros e da direita para eventos moles. . . . .	13
2.9	Trajetória mesônica principal. . . . .	16

3.1	Evento registrado pelo experimento MARK I, um dos dois experimentos onde o $J/\psi$ foi descoberto. Nessa figura vemos o decaimento de um $\psi'$ em um $J/\psi + \pi^+\pi^-$ e logo em seguida o $J/\psi$ decai em um par $e^+e^-$ . A reconstrução dos traços dessas quatro partículas carregadas ( $\pi^+\pi^-e^+e^-$ ) no detector, fornece uma assinatura semelhante a letra grega $\psi$ . . . . .	18
3.2	Número de publicações em Física Difrativa a partir da década de 70 até o fim da década de 90. . . . .	20
3.3	Diagrama esquemático para a produção difrativa do $J/\psi$ via troca de um $\mathbb{P}$ em interações pp. Onde $\xi$ é a fração do momento do próton carregado pelo Pomeron, $\eta$ é a pseudo-rapidez e $t$ é o momentum transferido. . . . .	21
3.4	Exemplos dos mecanismos de produção do $J/\psi$ vindo do méson B. . . . .	22
4.1	Desenho esquemático do complexo de aceleradores do CERN, onde vemos os aceleradores que participarão dos estágios preliminares de aceleração para o LHC: LINAC, PS e SPS. Também vemos a localização dos quatros experimentos dos LHC: CMS, ATLAS, Alice e LHCb. . . . .	24
4.2	Secção transversal de um dos magnetos supercondutores do LHC. . . . .	25
4.3	O detector CMS. . . . .	27
4.4	Vista transversal do detector CMS. . . . .	27
4.5	Coordenadas do detector CMS. . . . .	28
4.6	O Sistema de trajetória. . . . .	30
4.7	Vista longitudinal do Sistema de trajetória do <b>CMS</b> . . . . .	30
4.8	Barril do ECAL. . . . .	31
4.9	Módulo real que será montado no ECAL. . . . .	32
4.10	Fototriodos. . . . .	33
4.11	Coberturas finais ( <i>endcaps</i> ) do ECAL. . . . .	33

4.12	Localização do Pré-chuveiro. . . . .	34
4.13	Sistema de Múons. . . . .	36
4.14	Tampas do Sistema de Múons. . . . .	37
6.1	Distribuição da pseudo-rapidez dos prótons para eventos do tipo DPE. . . . .	48
6.2	DPE - Distribuição da diferença da pseudo-rapidez ( $\Delta\eta$ ) dos pares de múons. . . . .	49
6.3	DPE - Distribuição da diferença da pseudo-rapidez ( $\Delta\eta$ ) dos pares de múons em escala logarítmica. . . . .	49
6.4	DPE - Distribuição da diferença do ângulo azimutal ( $\Delta\phi$ ) dos pares de múons. . . . .	50
6.5	DPE - Distribuição da diferença do ângulo azimutal ( $\Delta\phi$ ) dos pares de múons em escala logarítmica. . . . .	50
6.6	DPE - Distribuição do momentum transversal dos múons ( $p_t^\mu$ ). . . . .	51
6.7	DPE - Distribuição do momentum transversal dos múons ( $p_t^\mu$ ) em escala logarítmica. . . . .	51
6.8	DPE - Distribuição do momentum transversal dos prótons ( $p_t^p$ em GeV/c). . . . .	52
6.9	DPE - Distribuição do momentum transversal dos prótons ( $p_t^p \leq 1,5$ GeV/c), em escala logarítmica. . . . .	52
6.10	Distribuição da pseudo-rapidez dos prótons para eventos do tipo SD. . . . .	53
6.11	SD - Distribuição da diferença da pseudo-rapidez dos pares de múons. . . . .	54
6.12	SD - Distribuição da diferença da pseudo-rapidez dos pares de múons em escala logarítmica. . . . .	54
6.13	SD - Distribuição da diferença do ângulo azimutal dos pares de múons. . . . .	55
6.14	SD - Distribuição da diferença do ângulo azimutal dos pares de múons em escala logarítmica. . . . .	55
6.15	SD - Distribuição do momentum transversal dos múons. . . . .	56
6.16	SD - Distribuição do momentum transversal dos múons em escala logarítmica. . . . .	56
6.17	SD - Distribuição do momentum transversal dos prótons em GeV/c. . . . .	57

6.18 SD - Distribuição do momentum transverso dos prótons em escala logarítmica em GeV/c. . . . .	57
6.19 Gráficos de correlação entre o momento transverso ( $p_t$ ) de cada múon e a diferença da pseudo-rapidez ( $\Delta\eta$ ) dos múons. Os gráficos da esquerda são de DPE e da direita de SD para o canal de sinal. . . . .	58
6.20 Gráficos de correlação entre o momento transverso e $\Delta\phi$ dos múons. Os gráficos da esquerda são de DPE e da direita de SD para o canal de sinal. . . . .	59
6.21 DPE - Massa invariante do par de múons. . . . .	62
6.22 DPE - Massa invariante do par de múons em escala logarítmica. . . . .	62
6.23 SD - Massa invariante do par de múons. . . . .	63
6.24 SD - Massa invariante do par de múonsem escala logarítmica. . . . .	63
A.1 Espalhamento exclusivo $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ . . . . .	68
A.2 Espalhamento inclusivo $1 + 2 \rightarrow 3 + X$ . . . . .	68
A.3 Representação gráfica e equações de cada canal das variáveis de Mandelstan. Por exemplo, $\bar{p}_3$ significa o quadrimomento da antipartícula de $p_3$ . . . . .	69
A.4 Diagramas pictóricos (a)de uma ressonância no canal-s e (b) de um processo de troca de mediadores no canal-t. . . . .	70
A.5 Sistema de centro-de-massa. . . . .	71

# Tabelas

2.1	Carga e massa dos <i>quarks</i> . . . . .	3
2.2	Carga e massa dos <i>Léptons</i> . . . . .	4
2.3	Comparação entre as Quatro Forças Fundamentais, adotando-se a forte como referência, partícula mediadora e massa (*A hipótese teórica para a massa do glúon é zero). . . . .	5
2.4	Tempo de Interação. . . . .	6
5.1	Número de eventos gerados em cada canal e as respectivas seções de choque, para Dupla Troca de Pomeron. . . . .	43
5.2	Número de eventos gerados em cada canal e as respectivas seções de choque, para Difração Simples. . . . .	43
5.3	Número de eventos após a simulação e reconstrução, para Difração Simples e Dupla Troca de Pomeron. . . . .	45
5.4	Número médio de eventos gerados (pelo DPEMC) e simulados (pelo FAMOS) por hora para cada canal. . . . .	46
6.1	Fator de escala e número de eventos esperados após a simulação e reconstrução para cada canal, para Difração Simples e Dupla Troca de Pomeron. . . . .	47
6.2	Número absoluto de eventos para cada canal e total, de acordo com a aplicação de cada corte para DPE. . . . .	61
6.3	Número absoluto de eventos para cada canal e total, de acordo com a aplicação de cada corte para SD. . . . .	61

6.4	Número de eventos esperados por canal após todos os cortes serem aplicados; com luminosidade integrada de $10 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	61
6.5	Número de eventos de sinal selecionados ( $N_{sel}^{sin}$ ), número total de eventos de sinal ( $N_{tot}^{sin}$ ) e eficiência ( $\epsilon$ ), tanto para DPE quanto para SD. . . . .	64

# Capítulo 1

## Motivação e Introdução

Nosso conhecimento do universo é incompleto. A teoria que usamos para descrever nosso conhecimento da matéria elementar, o Modelo Padrão, tem algumas questões em aberto, dentre elas podemos citar: Qual a origem da massa das partículas? Poderão as forças forte e eletrofraca serem unificadas? Por que existem três gerações de matéria?

Esperamos achar as respostas para essas perguntas e algumas outras ao estudarmos colisões de partículas elementares com energias cada vez mais altas. Além disso, existem várias propriedades das partículas a serem confirmadas e, porque não falar, descobertas. Essa é a Física de Altas Energias, um campo vasto de questionamentos e conhecimentos, pelo qual poucos trilham, mas os que aqui estão, apaixonados são pela natureza.

Existem alguns problemas mais específicos dentro do regime não perturbativo da Cromodinâmica Quântica (non-pQCD) que ainda estão sem uma solução, tais como a dinâmica de processos difrativos, a hadronização e o confinamento de quarks e glúons, componentes dos processos a altas energias das interações fortes. No entanto, esperamos que alguns desses fenômenos sejam desvendados com os novos experimentos que entrarão em funcionamento no ano de 2007, no LHC<sup>1</sup>/CERN<sup>2</sup>[1] e em particular no CMS<sup>3</sup>. Um aspecto interessante a respeito desse novo acelerador é a energia alcançada por ele, que influenciará enormemente no estudo de diferentes processos físicos, como o da produção difrativa de sabores pesados.

---

<sup>1</sup>LHC - *LARGE HADRON COLLIDER*.

<sup>2</sup>CERN - *ORGANISATION EUROPÉENNE POUR LA RECHERCHE NUCLÉAIRE*.

<sup>3</sup>CMS - *COMPACT MUON SOLENOID*.

Recentemente, houve um renascimento do estudo de Física Difractiva (ver seção 2.3), devido à descoberta da difração dura pelo experimento UA8 (CERN)[2] e posterior confirmação pelos experimentos H1 (DESY)[3, 4] e ZEUS (DESY)[5, 6], que apontam para o fato do Pomeron ser composto por uma estrutura partônica. No LHC, devido às altas energias alcançadas, teremos um espaço de fase confortável para o estudo da Física Difractiva.

O objetivo principal deste trabalho é estudar a produção difractiva do méson  $J/\psi$  através do processo:

$$p + p \rightarrow B + X \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X, \quad (1.1)$$

a partir da análise de dados produzidos através de simulação de Monte-Carlo, que reproduzem as condições que estarão presentes no acelerador LHC e no detector CMS. No capítulo 3, apresentaremos o  $J/\psi$  e seus mecanismos de produção.

Da interação entre os feixes de partículas temos a produção de várias partículas subatômicas, as quais são detectadas pela instrumentação do experimento devido à interação das mesmas com a matéria. O LHC possuirá quatro experimentos, sendo que para o nosso estudo será utilizado o CMS, descrito no capítulo 4.

Para a simulação serão utilizadas ferramentas computacionais, desenvolvidas pela própria colaboração, que recebe o nome de *CMS SOFTWARE*[7], ver capítulo 5 onde descrevemos as ferramentas computacionais utilizadas. Neste pacote de programas encontram-se os softwares utilizados na geração, simulação e na reconstrução dos eventos. A análise dos eventos foi feita utilizando-se de outra ferramenta computacional, chamada ROOT[8], também desenvolvida no CERN.

O interesse principal de se estudar a física difractiva deve-se ao fato desses processos nos fornecerem novas informações a respeito de quarks e glúons, a partir da troca de Pomeron ( $\mathbb{P}$ ), partícula responsável pela mediação das reações difractivas, segundo a Teoria de Regge (ver seção 2.4). Sendo assim, decidimos estudar a produção difractiva do méson  $J/\psi$ , que apresenta uma assinatura muito clara no canal leptônico de decaimento.

# Capítulo 2

## Aspectos Teóricos

### 2.1 O Modelo Padrão

No início da década de 60 conhecia-se muitas partículas elementares, sendo elas descritas por diferentes teorias. A observação de um esquema recorrente entre trinta ou mais dessas partículas foi um indício da existência de uma variedade mais fundamental da matéria - denominada *quark*. Em 1964, Murray Gell-Mann e George Zweig, independentes um do outro, notaram que todas as partículas nucleares podiam ser formadas naturalmente a partir de apenas três variedades de *quarks*: o *up* (u), o *down* (d) e o *strange* (s). Hoje o conjunto de *quarks* tem o complemento de outros três: o *charm* (c), o *bottom* (b) e o *top* (t). Encontramos os valores para carga e massa dos quarks na tabela 2.1[9].

Nome / Símbolo	Carga(e)	Massa (MeV)
up / u	+2/3	1,5 à 4
down / d	-1/3	4 à 8
strange / s	-1/3	80 à 130
charm / c	+2/3	1150 à 1350
bottom / b	-1/3	4100 à 4400
top / t	+2/3	174300 ± 5100

Tabela 2.1: Carga e massa dos *quarks*.

As partículas constituídas de *quarks* são conhecidas como hádrons e sofrem ação da força forte. Para outras partículas, como o elétron ( $e^-$ ), deu-se o nome de léptons, por serem menos

massivas do que as partículas conhecidas naquele momento. Dentro do grupo dos léptons destacamos o múon, partícula presente no estado final de estudo desse trabalho (equação 1.1), sendo de fundamental importância para o mesmo. Existe ainda um terceiro grupo de partículas responsável pela interação da matéria, que recebe o nome de bósons.

Com essas três classes de partículas pode-se resumir o quadro teórico dos constituintes fundamentais da matéria que fazem parte do que chamamos Modelo Padrão, composto então por seis *quarks* (u, d, c, s, t e b), seis léptons ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ ) - bem como por suas respectivas antipartículas - e pelas partículas mediadoras das interações forte e eletro-fracas, respectivamente, os glúons, o fóton,  $Z^0$ ,  $W^+$  e  $W^-$ . Completando o grupo dos bósons intermediários temos o gráviton, que é a partícula intermediadora da força gravitacional<sup>1</sup>. Apresentamos na tabela 2.2[9] os valores das cargas e das massas dos léptons.

<i>Lépton</i>	Carga(e)	Massa (MeV)
$e^-$	-1	$0.51099892 \pm 0.00000004$
$\nu_{e^-}$	0	$< 0.000003$
$\mu^-$	-1	$105.658369 \pm 0.000009$
$\nu_{\mu^-}$	0	$< 0.19$
$\tau^-$	-1	$1776.99^{0.29}_{0.26}$
$\nu_{\tau^-}$	0	$< 18.2$

Tabela 2.2: Carga e massa dos *Léptons*.

### 2.1.1 As Quatro Forças Fundamentais

Na natureza existem quatro forças fundamentais as quais chamamos: forte, eletromagnética, fraca e gravitacional. A força gravitacional, a pequenas distâncias, é desprezível frente às outras, como podemos ver da intensidade de cada uma na tabela 2.3[9].

A teoria física que descreve a força eletromagnética, classicamente sintetizada por Maxwell, é chamada Eletrodinâmica Quântica ou QED, cuja formulação foi refinada por Tomonaga, Feynman e Schwinger na década de 40. A QED explica as interações de partículas através

---

<sup>1</sup>É importante ressaltar que o gráviton não faz parte do Modelo Padrão.

Força	Intensidade	Partícula Mediadora	Massa
Forte	1	<i>glúon</i> (g)	0*eV
Eletromagnética	$10^{-3}$	<i>fóton</i> ( $\gamma$ )	$< 2 \times 10^{-16}$ eV
Fraca	$10^{-14}$	$W^{\pm}$	$80.425 \pm 0.038$ GeV
		$Z^0$	$91.1876 \pm 0.0021$ GeV
Gravitacional	$10^{-41}$	gráviton	

Tabela 2.3: Comparação entre as Quatro Forças Fundamentais, adotando-se a forte como referência, partícula mediadora e massa (\*A hipótese teórica para a massa do glúon é zero).

da carga elétrica pela troca de fótons ( $\gamma$ ). Sendo o fóton uma partícula sem massa, implica que o alcance da força eletromagnética seja muito grande.

A primeira teoria a descrever a força fraca foi apresentada por Fermi em 1933 e “generalizada” por Lee e Yang, Feynman, Gell-Mann e muitos outros na década de 50. Ela descreve todos os decaimentos que envolvem troca de sabores de partículas, como os dos quarks e dos léptons. A força fraca é mediada pelos bósons massivos  $W^{\pm}$  e  $Z^0$ .

Na década de 60, Glashow, Weinberg e Salam desenvolveram a teoria da força fraca até chegar em um modelo conhecido como Modelo Padrão das Interações Eletrofracas, que trata a interação fraca e a eletromagnética como uma única interação .

Para a força forte foi criada uma teoria chamada Cromodinâmica Quântica (QCD) (ver seção 2.2) na década de 70. A força forte possui um alcance muito limitado, entretanto, como o próprio nome diz, ela é muito forte a pequenas distâncias e é mediada pela troca de glúons. Até a década de 60 as teorias de Regge dominavam a física das interações fortes, atualmente denominada de “moles”.

Atribui-se para cada força fundamental uma ou mais partículas mediadoras, como podemos ver na tabela 2.3, sendo essas responsáveis pelos campos de interação da matéria. É importante observarmos a razão entre as interações, a força gravitacional é, claramente, a mais fraca entre todas, porém a de maior alcance.

## 2.1.2 Leis de Conservação e Decaimentos

A propriedade mais geral das partículas é a sua tendência de se desintegrar. Isso só pode ocorrer se houver partículas de menor massa na qual a partícula em questão possa decair. Sendo assim, os neutrinos e *fótons* (massa nula), o elétron (partícula carregada mais elementar) e o próton (o bárion mais leve) são estáveis. A esse grupo podemos adicionar o nêutron (que é estável no núcleo atômico) e, assim, conseguimos montar todo o mundo que conhecemos. As outras partículas são criadas a partir de colisões, mas possuem uma existência muito curta, sendo assim consideradas instáveis.

Uma partícula pode ter vários modos diferentes de decaimento, sendo a taxa com que cada um deles é produzido chamada de razão de ramificação. Os decaimentos também são classificados de acordo com o tempo de vida da interação que o originou, tabela 2.4.

Força	Tempo da interação
Forte	$10^{-23}\text{s}$
Eletromagnética	$10^{-16}\text{s}$
Fraca	$10^{-13}\text{s}$ a 15 min

Tabela 2.4: Tempo de Interação.

Podemos caracterizar cada interação a partir dos vértices fundamentais (figura 2.1), onde

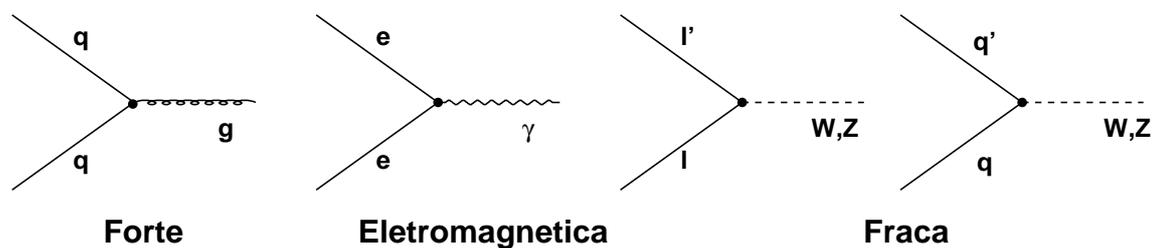


Figura 2.1: Vértices fundamentais para cada interação.

$q$  representa um *quark*,  $g$  um glúon,  $\gamma$  um fóton e  $l$  um *lépton* qualquer e as outras partículas já foram mencionadas na seção que trata do Modelo Padrão.

Em cada vértice devem-se conservar algumas características segundo o tipo de interação e todos os números quânticos, bem como o momento e a energia.

## 2.2 Cromodinâmica Quântica (QCD)

A Cromodinâmica Quântica é uma teoria de campo de calibre, baseada no grupo de simetria unitário especial de três dimensões  $(SU(3))^2$ , usada para descrever interações fortes entre hádrons (como prótons e nêutrons). A QCD é modelada a partir da troca de glúons entre objetos que carregam cor ou anticor, chamados quarks, os quais compõem os hádrons. Quando um quark emite ou absorve um glúon, ele muda de cor. Existem oito combinações possíveis de cor/anticor para os glúons. Pelo fato dos glúons carregarem consigo a carga de cor, eles também podem interagir entre si, o que tem como consequência uma constante de acoplamento forte que para a ordem dominante é definida da seguinte forma:

$$\alpha_s(|Q^2|) = \frac{12\pi}{(11n_c - 2n_f) \ln|Q^2|/\Lambda^2} \quad (2.1)$$

onde  $Q^2$  é definido como o valor negativo do quadrado do quadri-momento transferido,  $n_c = 3$  (número de cores),  $n_f = 6$  (número de sabores) e  $\Lambda$  é um fator de escala de renormalização. A constante de acoplamento forte nos leva a dois importantes aspectos da QCD: “liberdade assintótica” e “confinamento”.

A liberdade assintótica[10] descreve o fato da interação entre os quarks tornar-se mais fraca a medida que encurtamos as distâncias entre eles, ou a altas energias e grandes momenta transferidos. No regime da liberdade assintótica, a teoria de perturbações pode ser empregada e até os dias de hoje, nenhuma grande discrepância entre as previsões da QCD e a experiência foi verificada[11].

O confinamento é uma consequência da carga cor, pois na natureza só podemos ver partículas incolores (ou brancas). Então, não se observa um quark isolado, pois ele possui uma cor (vermelha, verde ou azul). Um quark, vermelho por exemplo, obrigatoriamente tem que ser

---

<sup>2</sup>Essa é uma teoria não abeliana, ou seja, os componentes desse grupo não comutam.

ligado a outros dois quarks, um verde e um azul, por intermédio de glúons, os quais também devem respeitar o fato da matéria ser incolor, constituindo assim um bárion. Também pode-se ter combinações de quark e antiquark, ou seja, cor e anticor, a qual resultaria no estado “incolor” procurado, dando origem aos mésons.

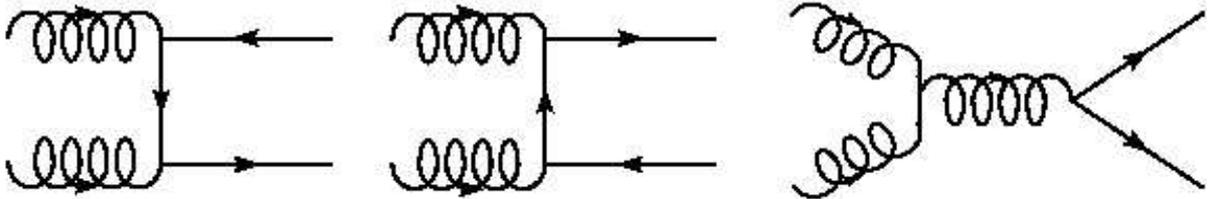


Figura 2.2: Contribuições de ordem dominante (LO) para processos  $gg \rightarrow qq$ .

Na QCD temos o fato dos glúons interagirem entre si, o que faz com que a constante de acoplamento forte,  $\alpha_s$ , se torne grande a pequenas distâncias, ou seja, a medida que aumentamos a energia dos experimentos também aumentamos a possibilidade de vermos quarks livres. As quantidades na QCD são normalmente calculadas como uma série de diagramas de Feynman, iniciando com a ordem mais baixa da constante de acoplamento forte,  $\alpha_s$ . Alguns exemplos de diagramas de Feynman que ilustram processos da ordem dominante (LO) são os da reação  $gg \rightarrow qq$  que podem ser vistos na figura 2.2 e outros diagramas para processos de ordem seguinte à dominante (NLO) podem ser visto na figura 2.3.

A tentativa de separar dois quarks de um méson, por exemplo, verificamos o aumento da força forte entre eles. Porém, como dito anteriormente os quarks e glúons só existem em estados incolores e não os vemos isolados. À medida que os quarks se separam, é necessário fornecer mais energia se desejarmos continuar a afastá-los, mas quando é atingido um limiar de energia ocorre a produção de dois novos estados incolores, ver figura 2.4, num processo conhecido como fragmentação. Conforme esse processo se repete é verificada a criação de um fenômeno chamado de jatos hadrônicos.

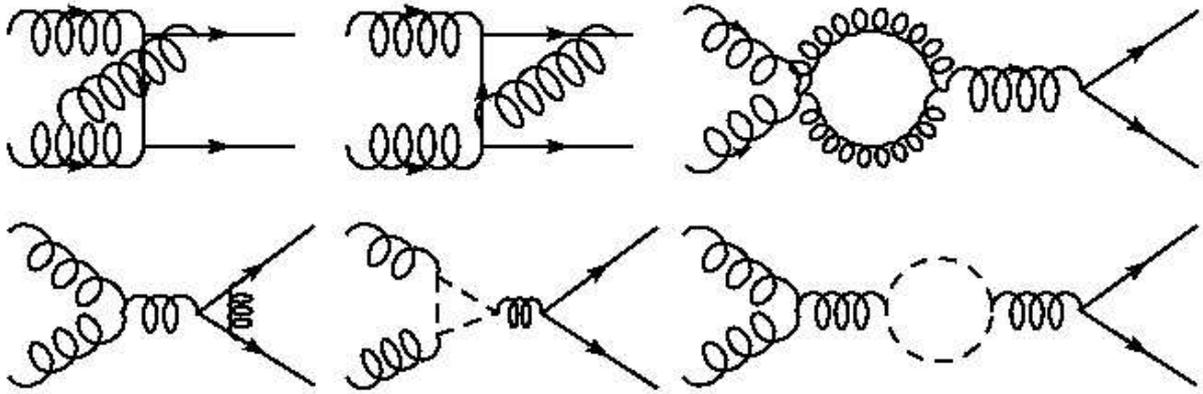


Figura 2.3: Contribuições da ordem seguinte à dominante (NLO) para processos  $gg \rightarrow qq$ .

## 2.3 Difração em Física de Partículas

Recentemente, houve um renascimento do estudo da física difrativa, que é descrita na Teoria de Regge para a difração mole, em termos da troca de Pomerons ( $P$ ). O termo *difração* vem sendo usado na óptica por mais de três séculos, porém a partir da metade do século XX vem sendo utilizado<sup>3</sup> na Física Nuclear de Altas Energias, por traduzir de forma análoga à óptica o fenômeno de um corpo extenso, hádrons por exemplo, ser espalhado por um alvo, ou outro corpo, da mesma forma que ocorre na óptica quando um feixe de luz encontra um obstáculo pequeno (aproximadamente 100 vezes o comprimento de onda da luz) ou passa por uma fenda de dimensões comparáveis com seu comprimento de onda.

A primeira definição de *difração* em termos exclusivamente da física de partículas, foi dada por Good e Walker[12] em 1960:

*“A phenomenon is predicted in which a high energy particle beam undergoing diffraction scattering from a nucleus will acquire components corresponding to various products of the virtual dissociations of the incident particle, as  $p \rightarrow \Lambda + k^+$  or  $\pi^- \rightarrow \bar{p} + n$ . These diffraction-produced systems would have a characteristic extremely narrow distribution in transverse momentum, and would have the same quantum numbers as the initial particle; i.e., the same spin, isotopic spin,*

<sup>3</sup>Inicialmente por Landau.

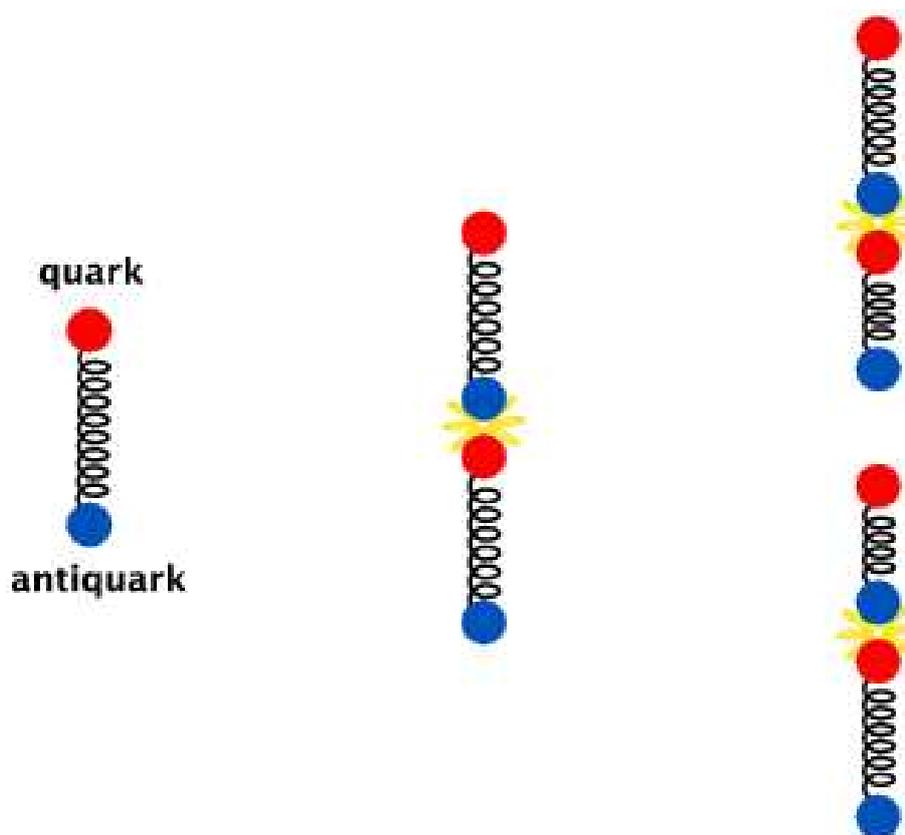


Figura 2.4: Ilustração do processo de fragmentação de um méson. A medida que os quarks são separados, a força de acoplamento entre eles aumenta, sendo assim é necessário fornecer mais e mais energia para que seja efetivada a separação dos quarks. Quando uma certa quantidade de energia é atingida, dá-se a produção de um novo méson, “incolor”.

*and parity...*”.

No resumo desse artigo vemos que para Good e Walker, a característica mais evidente da produção difrativa é a conservação dos números quânticos entre as partículas do estado inicial e as partículas do estado final. A difração é um fenômeno que vai se intensificando à medida que aumenta-se a energia das partículas.

O estudo dos processos difrativos pode ser dividido em duas regiões:

- **Processos Moles** que são caracterizados por baixos valores de momentum transferido ( $|t|$ ) e ocorrem em distâncias da ordem de férmions, processos elásticos e difração simples;

- **Processos Duros** que se caracterizam pela produção de jatos<sup>4</sup> juntamente com as outras características da difração mole.

De acordo com essa classificação dos processos era utilizada a abordagem da teoria de Regge(ver referências [13] para um bom entendimento), no caso dos Processos Moles, e a da QCD perturbativa no estudo de Processos Duros. No início da década de noventa, em dois experimentos, ZEUS[14] e H1[15], foram vistos eventos que possuíam características presentes nos dois tipos de processos.

Os dois processos são descritos em termos da troca do Pomeron, partícula que carrega consigo os números quânticos do vácuo (*i.e.*, ele é uma partícula sem carga, isospin, número bariônico ou cor). Ele é uma partícula sem cor, na linguagem da QCD, e é identificada experimentalmente por grandes intervalos de rapidez, ou seja, ausência de produção de partículas[16] em uma determinada região.

A rapidez é definida na equação 2.2 a seguir

$$y = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{E + p_z}{E - p_z} \right| \quad (2.2)$$

onde  $E$  é a energia da partícula,  $p_z$  é a componente do momento da partícula na direção  $z$ .

No caso em que a massa da partícula for muito menor do que sua energia, podemos desprezar a sua massa e a rapidez se reduz à pseudo-rapidez, equação 2.3

$$\eta = - \ln \operatorname{tg} \left( \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.3)$$

A pseudo-rapidez é uma grandeza geométrica que depende apenas do ângulo polar  $\theta$ . Por está razão, experimentalmente, é muito mais fácil trabalhar com  $\eta$ .

Podemos definir quatro tipos distintos de processos difrativos:

- **Espalhamento elástico** onde encontramos as mesmas partículas do estado inicial no estado final (figura 2.5);

---

<sup>4</sup>Um jato pode ser definido como um cone de hádrons e outras partículas produzido por uma hadronização.

$$p + p \rightarrow p + p \quad (2.4)$$

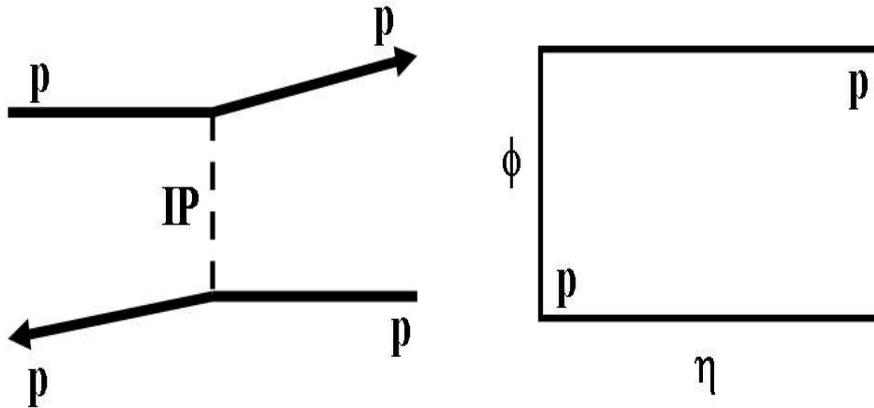


Figura 2.5: Diagrama esquemático para espalhamento elástico em colisões próton-próton. Mostramos também o correspondente gráfico  $\eta \times \phi$ .

- **Difração Simples (SD)** ocorre quando uma das partículas incidentes está presente no estado final, enquanto a outra interage com o Pomeron, dando origem a novas partículas (figura 2.6);

$$p + p \rightarrow p + X \quad (2.5)$$

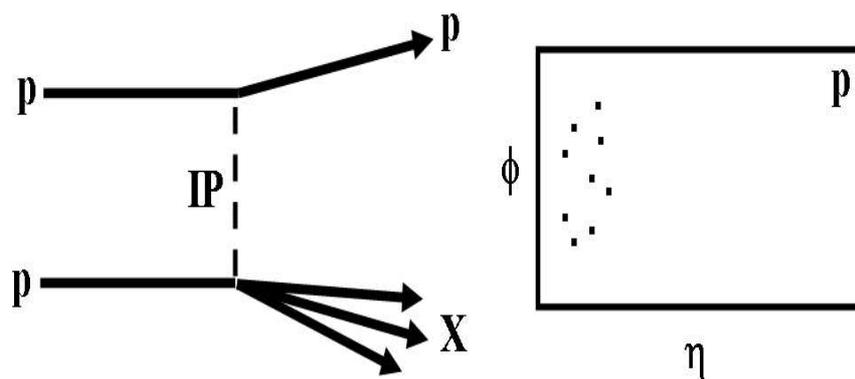


Figura 2.6: Diagrama esquemático para Difração Simples em colisões próton-próton. Mostramos também o correspondente gráfico  $\eta \times \phi$ , exibindo o intervalo de rapidez, no qual não há presença de partículas.

- **Difração Dupla** ocorre quando as duas partículas incidentes interagem entre si através do Pomeron, dando origem a novas partículas (figura 2.7);

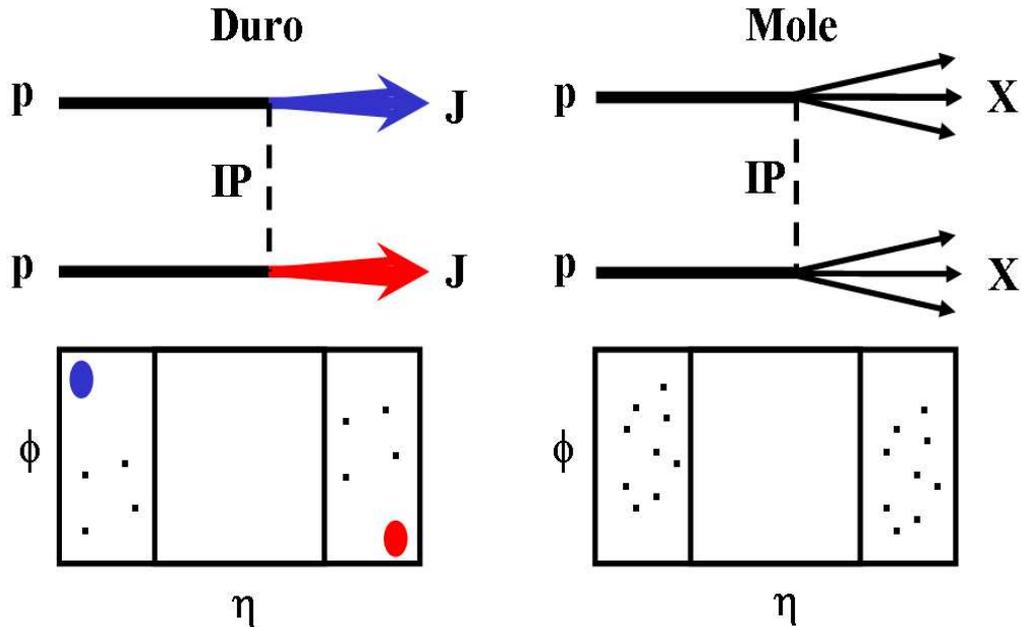


Figura 2.7: Diagrama esquemático para Difração Dupla em colisões próton-próton, sendo o da esquerda para eventos moles e da direita para eventos duros.

- **Dupla Troca de Pomeron (DPE)**, nesse processo as duas partículas incidentes interagem através de dois Pomerons, originando a criação de várias partículas na região central, mas sobrevivem e estarão presentes no estado final (figura 2.8).

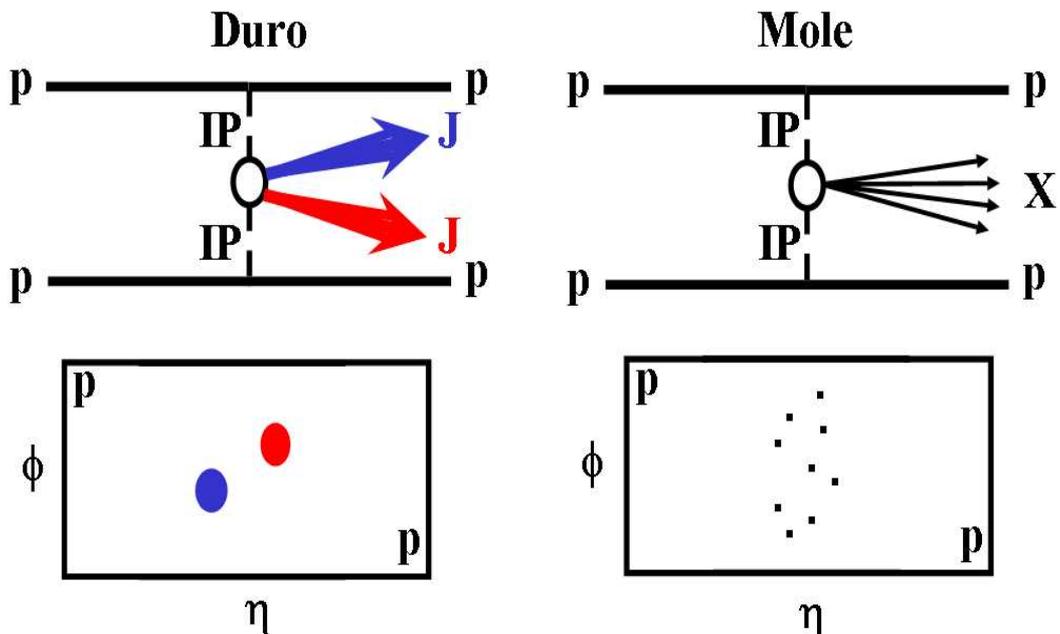


Figura 2.8: Diagrama esquemático para Dupla Troca de Pomeron em colisões próton-próton, sendo o da esquerda para eventos duros e da direita para eventos moles.

Além da rapidez definida anteriormente, podemos definir outras duas variáveis cinemáticas para processos difrativos:

- Fração de momento do Pomeron

Dá-se o nome de fração de momento do Pomeron ( $\xi$ ) à fração de momento que o Pomeron leva da partícula incidente, no nosso caso em particular o próton:

$$\xi = 1 - x_p \quad (2.6)$$

onde  $x_p$  é a fração do momento longitudinal do próton espalhado.

- Massa difrativa

Dizemos que a massa invariante do “vértice” difrativo é a massa difrativa  $M_X$  do evento. Caracterizamos a massa difrativa de acordo com o processo difrativo. Naqueles que há a troca de apenas um Pomeron e no limite de altas energias, a massa difrativa é representada pela equação 2.7 a seguir:

$$M_X = \sqrt{\xi s}. \quad (2.7)$$

No caso de um processo onde dois Pomerons são trocados (DPE), a massa difrativa deve ser modificada, novamente no limite de altas energias, de acordo com a equação 2.8

$$M_X = \sqrt{\xi_1 \xi_2 s} \quad (2.8)$$

onde  $\xi_1$  e  $\xi_2$  são as frações de momento dos dois Pomerons.

## 2.4 Teoria de Regge

A Teoria de Regge é aquela que descreve as reações hadrônicas em altas energias como a troca de “objetos”, ou *trajetórias de Regge*, chamados *reggeons*, sendo o Pomeron um desses objetos. Os processos difrativos, esquematizados nas figuras 2.5, 2.6, 2.7 e 2.8, são estudados via o canal- $t$ , ver apêndice A (Cinemática), que descreve os processos hadrônicos. Essa teoria é

baseada na mecânica quântica não-relativística, de onde foi formulada originalmente a idéia dos pólos de Regge, que foi desenvolvida por Tullio Regge [17, 18]. Ao estudar estados ligados para potenciais esféricos atrativos, ele percebeu que para um dado momento angular  $l$ , esses estados apareciam como pólos na amplitude das ondas parciais,  $a_l(t)$  quando se estendia o momento angular para a região dos números complexos.

Para potenciais bem conhecidos os pólos de Regge têm sua localização determinada por uma relação do tipo

$$l = \alpha(t) \tag{2.9}$$

onde  $\alpha(t)$  é uma função do momento transferido  $t$  e pode ser expandida para representar uma *trajetória de Regge*, sendo que cada estado ligado ou ressonância corresponde a uma única *trajetória de Regge*.

### 2.4.1 Trajetórias de Regge

Como mencionado anteriormente, temos que as amplitudes de espalhamento são funções analíticas das variáveis cinemáticas quando essas são complexas. Da analiticidade temos que caso essas variáveis sejam reais elas caem no caso da amplitude física.

Estudando a amplitude de espalhamento em função do canal- $t$ , temos que as amplitudes assumem singularidades quando

$$t = m^2, (2m)^2, (3m)^2, \text{ etc}, \tag{2.10}$$

o que de acordo com a idéia de analiticidade, significa que os pólos dessas funções sobre o eixo real representam a troca de 1, 2, 3 ou mais partículas, respectivamente.

Defin-se  $\alpha(t)$  como sendo uma *trajetória de Regge*[19] (ou *reggeon*). Para visualizarmos as *trajetórias de Regge* é necessário expandirmos  $\alpha(t)$  em séries de potencias em torno de  $t = 0$ , assim para pequenos valores podemos escrever

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t. \tag{2.11}$$

Como vemos, neste caso a trajetória de Regge é a equação de uma reta onde  $\alpha(0)$  é o “*intercept*” (ponto de corte do eixo vertical) e  $\alpha'^5$  nos dá a inclinação desta reta.

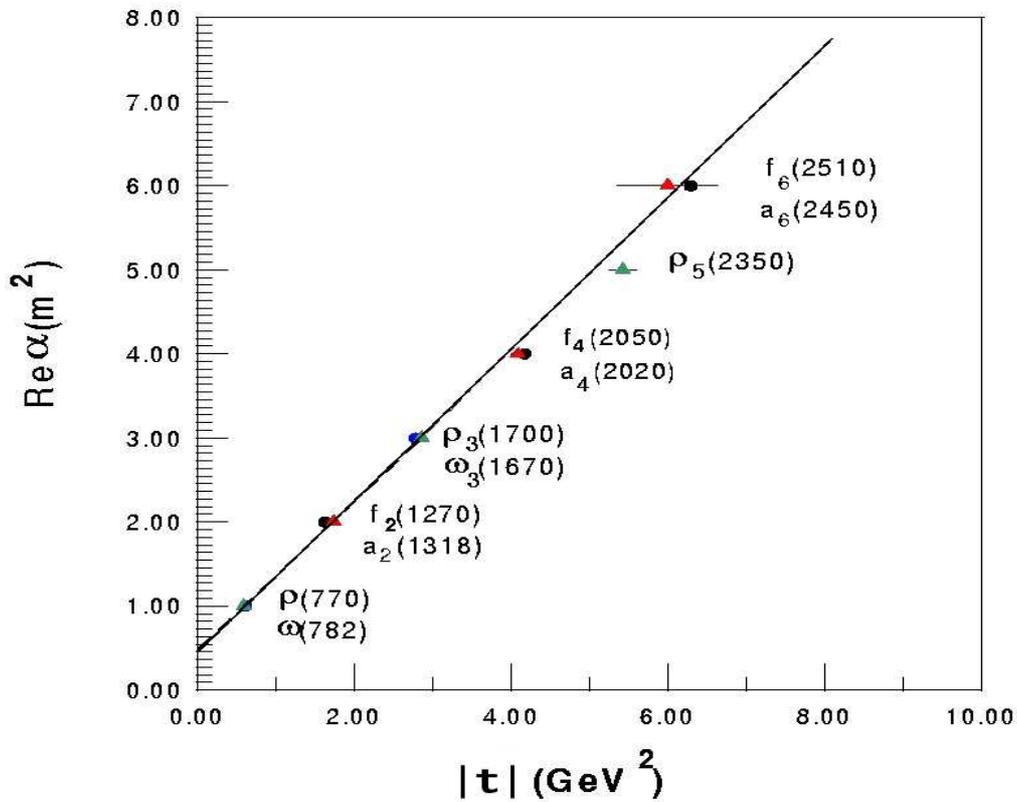


Figura 2.9: Trajetória mesônica principal.

Um exemplo de *trajetórias de Regge* é visto na figura 2.9, nela observamos uma trajetória mesônica, onde  $\alpha(0) = 0,55$  e  $\alpha' = 0,86\text{GeV}^{-2}$ .

Existem outras trajetórias mesônicas, porém com outros valores para  $\alpha(0)$ , mas  $\alpha'$  sempre será da ordem de  $1 \text{ GeV}^{-2}$ . No caso de trajetórias bariônicas, pode-se dizer que elas têm um coeficiente angular muito parecido com os das trajetórias mesônicas, porém os coeficientes lineares é bem menor, chegando a ser negativo em alguns casos.

## 2.4.2 Pomeron

Levando em conta a seção de choque total no limite assintótico, Chew e Frautschi[20] e Gribov[21] introduziram uma nova *trajetória de Regge* com um coeficiente linear igual a 1. Esse

<sup>5</sup> $\alpha' = \text{tg } \theta$ , sendo  $\theta$  o ângulo entre o eixo horizontal e a reta.

*Reggeon* recebeu o nome de *Pomeron*.

A trajetória do  $\mathbb{P}$  não corresponde a nenhuma partícula conhecida. Porém, existe uma expectativa de que ele seja uma *bola de glúons*, ou seja, o resultado de uma troca complexa de glúons (pelo menos dois). Segundo Abatzis et al. [22], existe um candidato para o  $\mathbb{P}$  que seria como uma bola de glúons  $2^{++}$  e segundo Donnachie e Landshoff [23] a *trajetória de Regge* correspondente seria

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1.08 + 0.25t \text{ GeV}^{-2}, \quad (2.12)$$

resultado obtido ao fazer um ajuste em dados de espalhamentos elásticos. O *Pomeron* é uma trajetória dominante em processos elásticos e difrativos, os quais ocorrem a partir da troca dos números quânticos do vácuo no canal- $t$ . Os números quânticos do *Pomeron* são:

$$P = +1; C = +1; G = +1; I = 0. \quad (2.13)$$

onde  $P$  é a paridade,  $C$  é a carga,  $G$  é a G-paridade e  $I$  é o isospin.

# Capítulo 3

## O $J/\psi$

O  $J/\psi$  é um méson neutro que é constituído de um quark charm e um anti-quark charm ( $c\bar{c}$ ). Mésons que contêm pelo menos um quark charm são chamados charmosos. O  $J/\psi$  tem uma massa de repouso igual a  $3096.87 \pm 0.04 \text{ MeV}/c^2$  e uma vida média de apenas  $8 \times 10^{-21} \text{ s}$ [9]. Na figura 3.1 vemos o evento registrado pelo experimento MARK I[24], um dos dois experimentos onde o  $J/\psi$  foi descoberto. Nessa figura, vemos o decaimento de um  $\psi'$  em um  $J/\psi + \pi^+\pi^-$ , onde o  $J/\psi$  foi descoberto. Nessa figura, vemos o decaimento de um  $\psi'$  em um  $J/\psi + \pi^+\pi^-$ ,

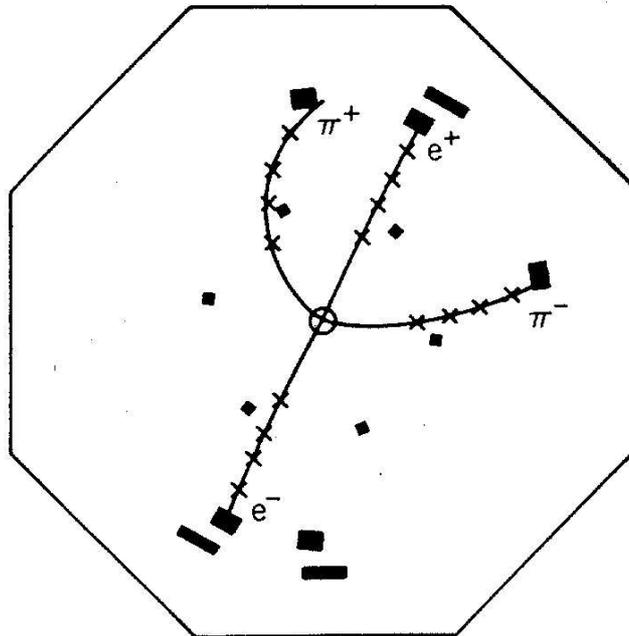


Figura 3.1: Evento registrado pelo experimento MARK I, um dos dois experimentos onde o  $J/\psi$  foi descoberto. Nessa figura vemos o decaimento de um  $\psi'$  em um  $J/\psi + \pi^+\pi^-$  e logo em seguida o  $J/\psi$  decai em um par  $e^+e^-$ . A reconstrução dos traços dessas quatro partículas carregadas ( $\pi^+\pi^-e^+e^-$ ) no detector, fornece uma assinatura semelhante a letra grega  $\psi$ .

logo em seguida o  $J/\psi$  decai em um par  $e^+e^-$ . A reconstrução dos traços dessas quatro partículas carregadas ( $\pi^+\pi^-e^+e^-$ ) no detector, fornece uma assinatura semelhante a letra grega  $\psi$ .

### 3.1 Revisão Histórica do $J/\psi$

A história do  $J/\psi$  tem início na descoberta do charme -  $c$ . O *quark*  $c$  teve sua primeira “citação” atribuída a Bjorken e Glashow, em 1964[25], quando eles tiveram a idéia de estabelecer uma simetria entre *quarks* e léptons. Porém, somente em 1970[26], Glashow, Iliopoulos e Maiani, apresentaram uma teoria para a existência de um quarto *quark*.

A existência desse novo *quark* só foi confirmada com a descoberta experimental do  $J/\psi$  em 1974, de forma independente, em dois experimentos. Como mencionado anteriormente, um dos experimentos foi o MARKI, experimento localizado no SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*), liderado Professor Burton Richter. O grupo chamou esse novo méson de  $\psi$  devido a assinatura do canal onde a partícula foi descoberta. O outro experimento era no BNL (*Brookhaven National Laboratory*), em Nova York, no acelerador AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*), esse grupo foi liderado pelo Professor Samuel Ting[27] e ao estudar interações próton-núcleo, cujo estado final seria um par  $e^+e^-$ , observou-se uma grande quantidade de eventos em torno da massa invariante de 3.1 GeV. Eles chamaram essa partícula de “ $J$ ”. Os dois cientistas receberam o Prêmio Nobel de Física em 1976 por essa descoberta e atualmente ela é conhecida como  $J/\psi$ .

É importante ressaltar que a descoberta do  $J/\psi$  em 1974 foi um marco importante na Física de Partículas ao demonstrar, indiretamente, a existência do quark  $c$  (charmoso). Podemos ver no gráfico a seguir (figura 3.2) o grande número de publicações em física difrativa no período da descoberta do  $J/\psi$  e logo em seguida uma grande queda nesse número, pois o foco dos cientistas mudou para a física de grandes momentos transversos. A primeira observação da produção difrativa do  $J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)$  em colisões  $p\bar{p}$  com  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV foi feita no FNAL<sup>1</sup>[28] nos Estados Unidos. Como mencionado anteriormente, desde o início da década de noventa, com a descoberta

---

<sup>1</sup>FERMI NATIONAL ACCELERATOR LABORATORY.

da difração dura no UA8 tem havido um crescimento continuado das publicações nessa área.

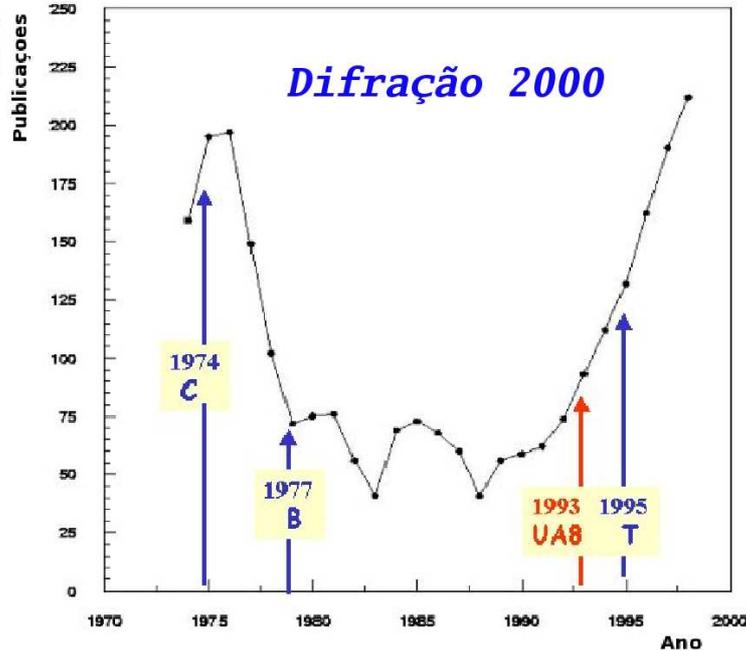


Figura 3.2: Número de publicações em Física Difractiva a partir da década de 70 até o fim da década de 90.

### 3.2 Mecanismos de Produção do $J/\psi$

Em colisões hadrônicas há alguns modelos que descrevem os mecanismos de produção de sabores pesados, por exemplo: *color singlet model*, *color octet model* e a fragmentação, mas segundo Braaten e Yuan [29] o último modelo é o que melhor descreve esses processos para grandes valores de  $p_t$ .

Na figura 3.3 temos uma representação esquemática de um processo de difração simples do tipo:

$$p + p \rightarrow p + J/\psi + X \quad (3.1)$$

A assinatura mais evidente de processos difractivos nos experimentos de física de partículas de altas energias, dá-se através do *rapidity gap*, que é atribuída à troca de um Pomeron, que na QCD é um *color singlet* construído com os números quânticos do vácuo[28].

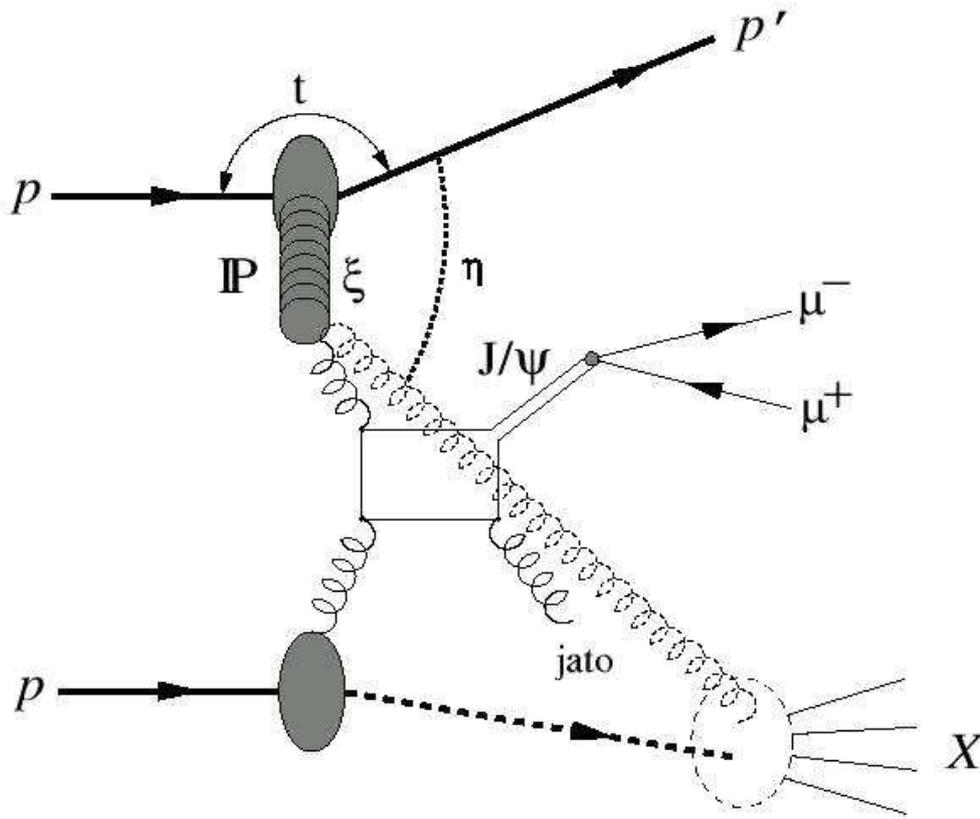


Figura 3.3: Diagrama esquemático para a produção difrativa do  $J/\psi$  via troca de um  $IP$  em interações  $pp$ . Onde  $\xi$  é a fração do momento do próton carregado pelo Pomeron,  $\eta$  é a pseudo-rapidez e  $t$  é o momentum transferido.

### 3.2.1 O sinal do $J/\psi$ vindo do decaimento do méson B

O modo de decaimento estudado nessa dissertação envolve o decaimento de um méson B em um  $J/\psi$  mais outra partícula, como vemos na figura 3.4, como exemplo.

Esse mecanismo ocorre através de decaimento fraco do  $\bar{b}$  em um  $c + \bar{s}(\bar{d})$ , pela troca de um bóson  $W^+$ . Espera-se que a produção de *quarks* bottom no CMS seja alta, de acordo com as simulações detalhadas no capítulo 5 estimamos que a seção de choque  $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b})$  seja de aproximadamente 2520 pb a 14 TeV para Dupla Troca de Pomeron.

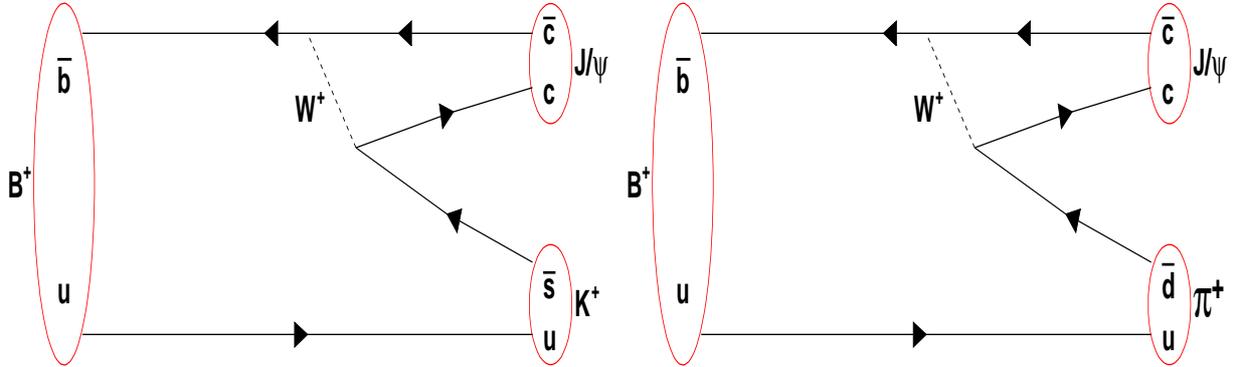


Figura 3.4: Exemplos dos mecanismos de produção do  $J/\psi$  vindo do méson B.

### 3.2.2 Outras contribuições do $J/\psi$ - fundo.

Uma fonte de múons de fundo é aquela que vem de hádrons carregados, tipicamente  $\pi$  ou  $K$  ou mais esporadicamente um  $\phi$  ou  $\rho$  ou  $\eta$ , que atravessam todo o calorímetro sem iniciar um chuveiro. Como sabemos, os múons são as únicas partículas esperadas nas câmaras de múons (Ver capítulo 4, para entender a disposição dos detectores.). Logo, esses hádrons podem ser identificados erroneamente como múons na Câmara de Múons.

Outra contribuição para o fundo é decorrente de sabores pesados, ela consiste na produção de pares de múons provenientes da produção de  $b\bar{b}$  e  $c\bar{c}$  quando os dois *quarks* decaem semileptonicamente via  $b\bar{b} \rightarrow c\bar{c}\mu^+\mu^-X$  e  $c\bar{c} \rightarrow s\bar{s}\mu^+\mu^-X$ , respectivamente, ou por um decaimento sequencial de  $b \rightarrow c\mu^-\bar{\nu}_\mu$  seguido por um  $c \rightarrow s\mu^+\nu_\mu$ [30].

A produção direta também seria outra contribuição para produção difrativa do  $J/\psi$ , porém, não foi possível a inclusão desse canal em nosso estudo, pois não encontramos um gerador que produza esse canal e não cabe no escopo deste trabalho, desenvolver novos geradores de Monte Carlo.

# Capítulo 4

## O Experimento CMS

Este estudo, como dito anteriormente, visa somente a produção difrativa de B no canal de decaimento do  $J/\psi$ , um dos vários processos físicos que serão estudados no experimento CMS (*The Compact Muon Solenoid*), um dos experimentos do colisor LHC (*Large Hadron Collider*) no CERN, o qual se encontra em fase de construção e tem previsão para entrar em funcionamento no ano de 2007.

### 4.1 O LHC

O LHC irá colidir prótons a energias de 14 TeV<sup>1</sup>. Ele está sendo montado no túnel que foi utilizado por outro colisor, o LEP (*Large Electron Positron Collider*).

Em alguns pontos do colisor serão utilizados campos magnéticos que desviam a trajetória dos feixes de prótons fazendo-os colidir. Esses pontos são chamados pontos de colisão e é em torno deles que são construídos os detectores que formam o CMS.

O complexo de aceleradores do CERN (figura 4.1), é composto por vários aceleradores, os quais tem a função de aumentar a energia do feixe de partículas e injetá-lo no próximo estágio de aceleração. O processo de aceleração tem início ao impulsionarmos prótons no LINAC2 (*LINear ACcelerator.*), a seguir os prótons são acelerados a energia de 26 GeV no *Proton Synchrotron*.

---

<sup>1</sup>Em física de partículas, a energia normalmente é expressa em elétron-Volt, sendo essa grandeza caracterizada pela energia necessária para mover uma partícula carregada, com carga igual a do elétron, em um potencial de 1 volt. Porém, devido à escala de energia em que os experimentos são realizados, faz-se necessário utilizarmos os múltiplos keV ( $10^3$  eV), MeV ( $10^6$  eV), GeV ( $10^9$  eV), TeV ( $10^{12}$  eV) etc.

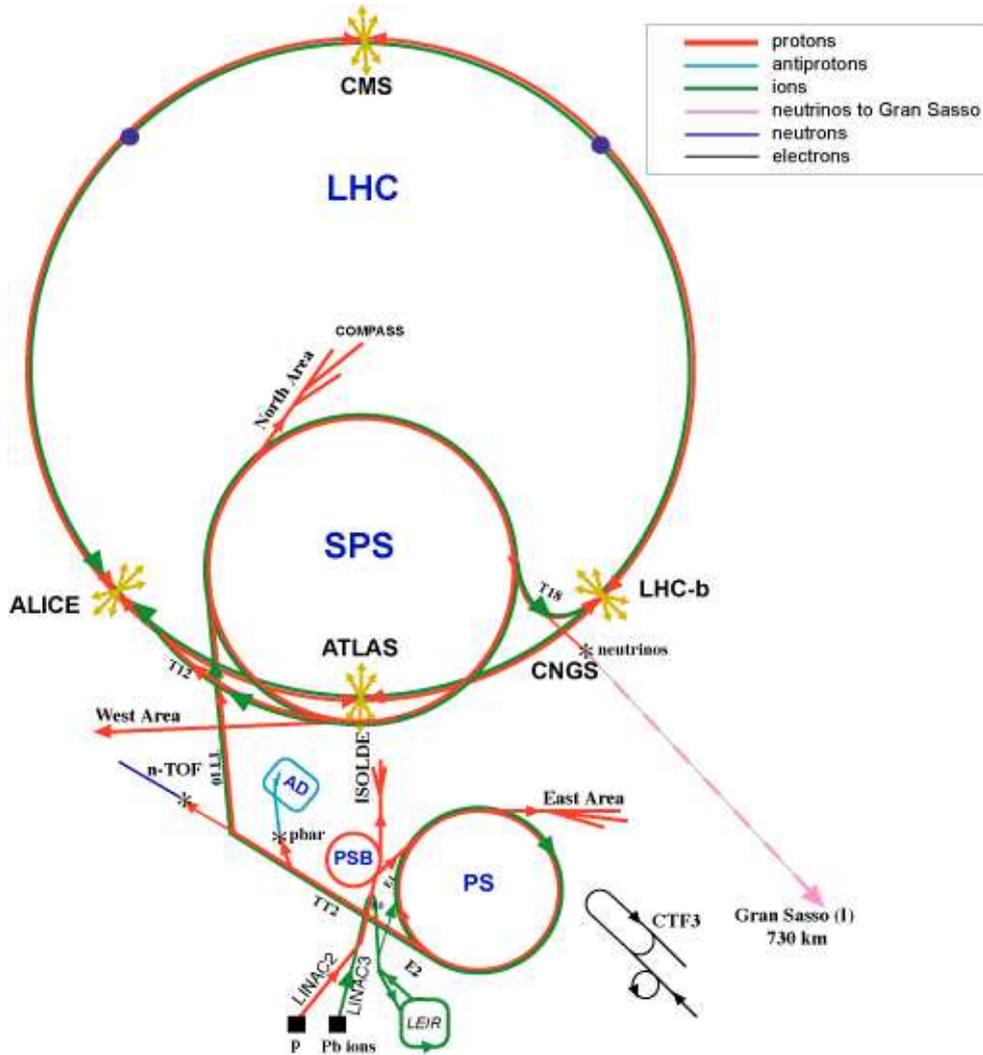


Figura 4.1: Desenho esquemático do complexo de aceleradores do CERN, onde vemos os aceleradores que participarão dos estágios preliminares de aceleração para o LHC: LINAC, PS e SPS. Também vemos a localização dos quatro experimentos dos LHC: CMS, ATLAS, Alice e LHCb.

(PS), sendo que nesse estágio ocorre a formação dos pacotes de partículas. O próximo estágio de aceleração é o *Super Proton Synchrotron*. (SPS), onde o feixe é acelerado a 450 GeV. Finalmente os pacotes de partículas são transferidos para o último estágio de aceleração das partículas, o LHC, onde serão acelerados até a energia de 7 TeV.

O LHC está sendo instalado em um túnel de 26,659 Km, situado na fronteira da França com a Suíça, tendo sua sede situada próximo à Geneva, Suíça. Ele será um colisor de partículas, mais especificamente de prótons, que alcançará energia de centro de massa de 14 TeV, ou quando

estiver acelerando íons pesados (chumbo) poderá atingir 1148 TeV[31], e luminosidade integrada de um ano em torno de  $10 \text{ fb}^{-1}$ . O LHC terá dentro do seu anel de colisão dois tubos à vacuo separados (figura 4.2), onde os feixes de prótons circularão em sentidos opostos.

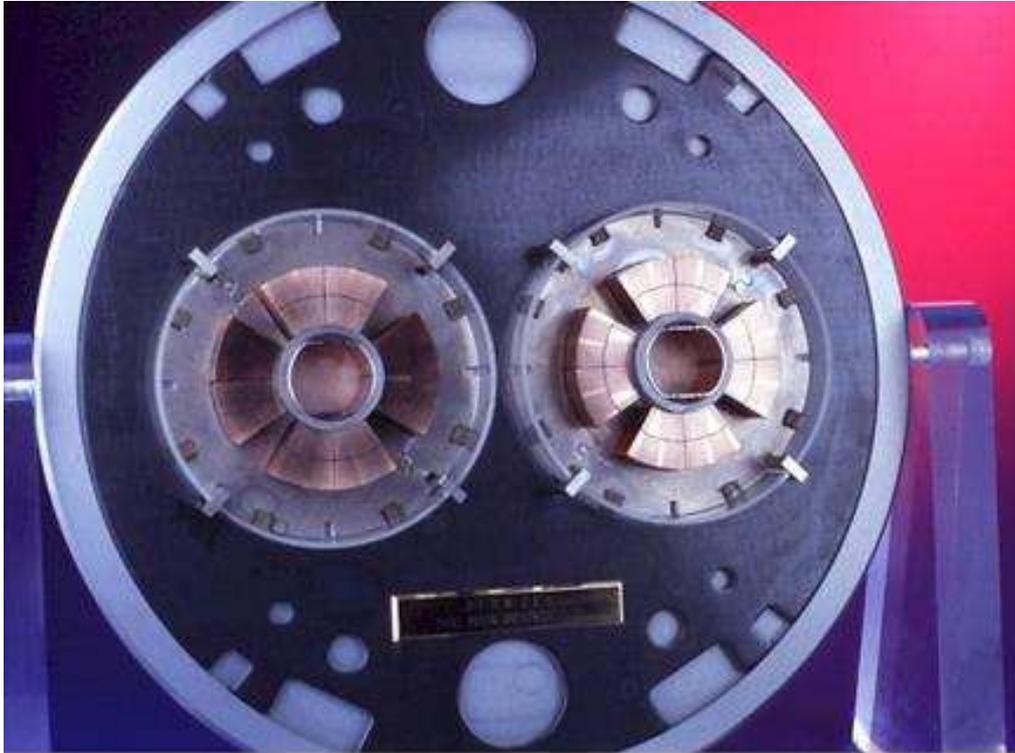


Figura 4.2: Secção transversal de um dos magnetos supercondutores do LHC.

Os feixes são feitos de pacotes de aproximadamente 100 bilhões de prótons colimados em um espaço de 16 microns, viajando a velocidades muito próximas a da luz que serão injetados, acelerados e mantidos em uma trajetória circular por horas. São utilizados magnetos supercondutores para manter-se a trajetória circular e para colimar os pacotes de partículas e cavidades de radio-freqüência para a aceleração dos pacotes. É necessário colimar os feixes para que a chance das colisões ocorrerem seja maior.

A colisão ocorrerá em quatro pontos, sendo estes o coração de cada experimento: CMS, experimento onde está sendo ambientado esse trabalho, o ATLAS, o Alice (*A Large Ion Collider Experiment at CERN LHC*) e o LHCb (*The Large Hadron Collider beauty experiment*, que são os outros três detectores do LHC. Nesses detectores poderão ser observados mais de 600 milhões

de colisões de eventos por segundo, pois os feixes se cruzarão a cada 25 ns.

### 4.1.1 A Luminosidade e a Seção de choque

Um dos aspectos mais importante dos experimentos de Física de Altas Energias é ter uma boa densidade de partículas, possibilitando uma maior multiplicidade de partícula nos eventos. Isto é medido pela *Luminosidade* ( $\mathcal{L}$ ) que é uma quantidade que descreve o fluxo de partículas incidentes em uma colisão, ela é proporcional ao quadrado do número de partículas que passam por unidade de área por unidade de tempo. A unidade usual para a  $\mathcal{L}$  é  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Quando integrada em um período de tempo, ela é chamada de luminosidade integrada ( $\int \mathcal{L}$ ).

De posse da Luminosidade podemos fazer estimativas das Seções de Choque. A *Seção de choque* ( $\sigma$ ) é uma medida da probabilidade de ocorrência de uma interação. A Seção de Choque é dada em unidades de área e usualmente é expressa em barns, onde  $1 \text{ barn} = 10^{-28}\text{m}^2$ . O número de eventos ( $N$ ) é definido pelo produto da luminosidade integrada pela seção de choque.

## 4.2 O Detector CMS

O CMS (figuras 4.3 e 4.4) é um espectrômetro planejado para detectar qualquer tipo de interação, ou seja, diferentes tipos de física poderão ser estudadas. Ele se caracteriza por ter um sistema de múons redundante (feito de várias camadas, caso uma falhe pode-se usar os dados das outras, tendo sempre mais de um ponto de detecção para o múon) e pretende-se ter calorímetro eletromagnético mais eficiente já construído, um sistema de trajetórias de alta qualidade e um calorímetro hadrônico com uma excelente resolução de energia. Além disso, o CMS foi projetado de forma a ser o mais hermético possível. Outro aspecto importante do CMS vem a ser o solenoide, que é uma bobina cilíndrica supercondutora, a qual a baixas temperaturas conduzirá eletricidade com uma resistência muito pequena permitindo, assim, que campos magnéticos muito intensos sejam alcançados. Quando estiver em funcionamento, gerará um campo magnético de 4 tesla. Com um diâmetro interno de 6,3 metros e externo de 12,5 metros, o solenoide teve que ser

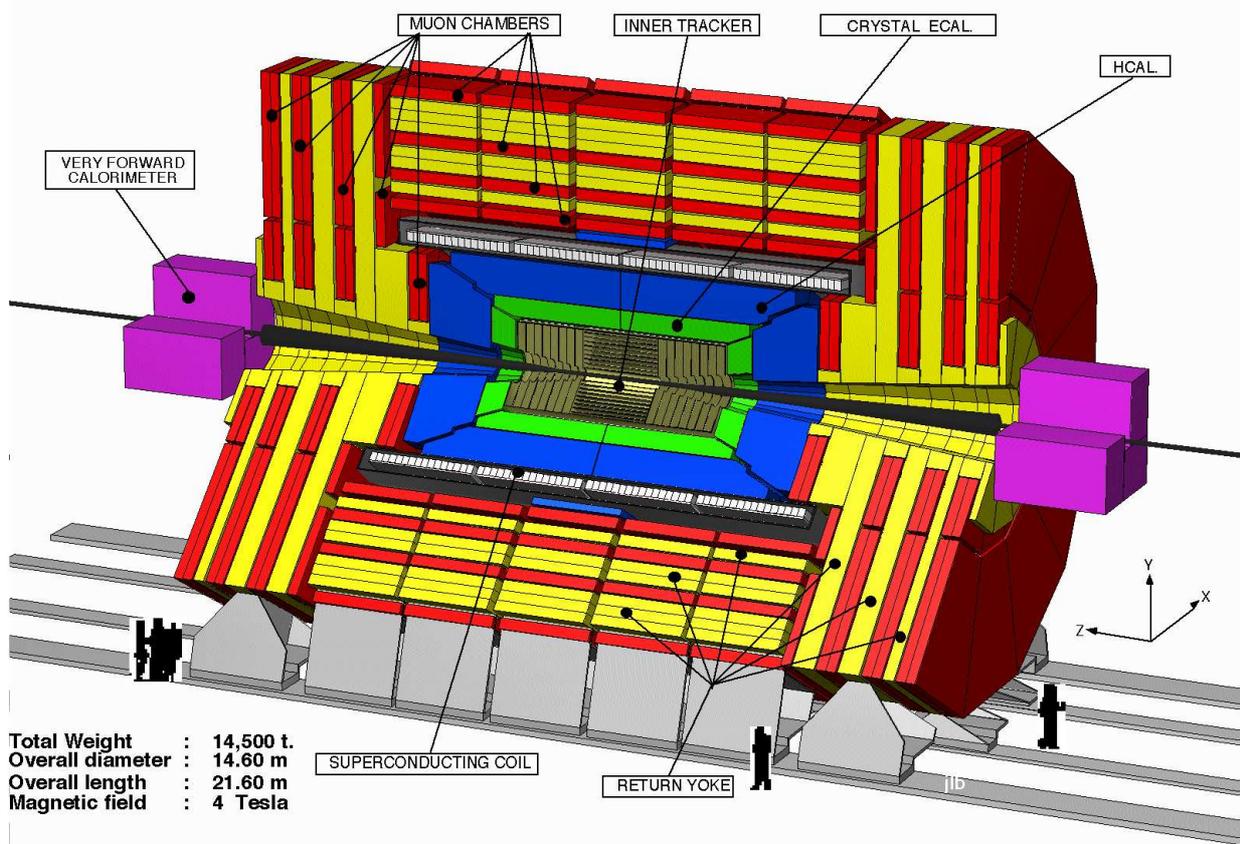


Figura 4.3: O detector CMS.

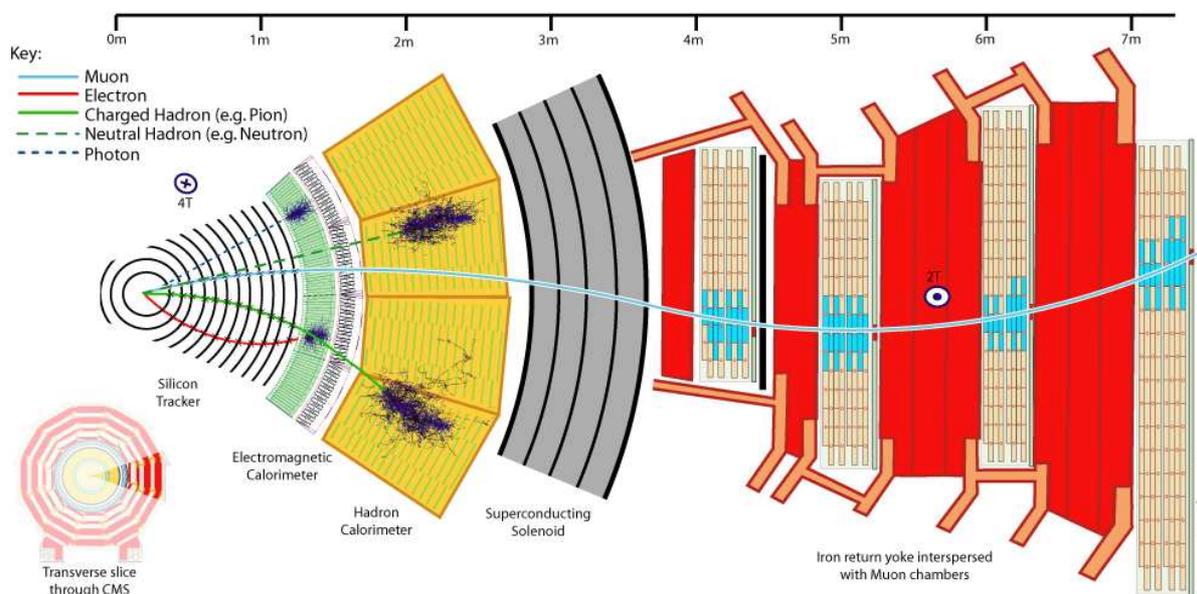


Figura 4.4: Vista transversal do detector CMS.

construído em 5 secções<sup>2</sup>, cada uma com 2,5 metros de comprimento e pesando 45 toneladas.

O CMS é localizado ao norte do centro do LHC e seu sistema de coordenadas (figura 4.5), é do tipo dextrógiro com origem no ponto de colisão e com o eixo-z horizontal apontando no sentido oeste tangenciando o feixe e é paralelo ao campo magnético do CMS. O outro eixo horizontal, eixo-x, aponta para o centro do LHC (ou seja, para o sul). O eixo-y é orientado verticalmente para cima. As coordenadas angulares, azimutal ( $\phi$ ) e polar( $\theta$ ), são definidas de tal forma que  $\phi = 0$  e  $\phi = \pi/2$  corresponde, respectivamente ao eixo-x e ao eixo-y. Ao invés de usarmos a coordenada polar ( $\theta$ ) usaremos a coordenada angular pseudo-rapidez ( $\eta$ ), definida na equação 2.3.

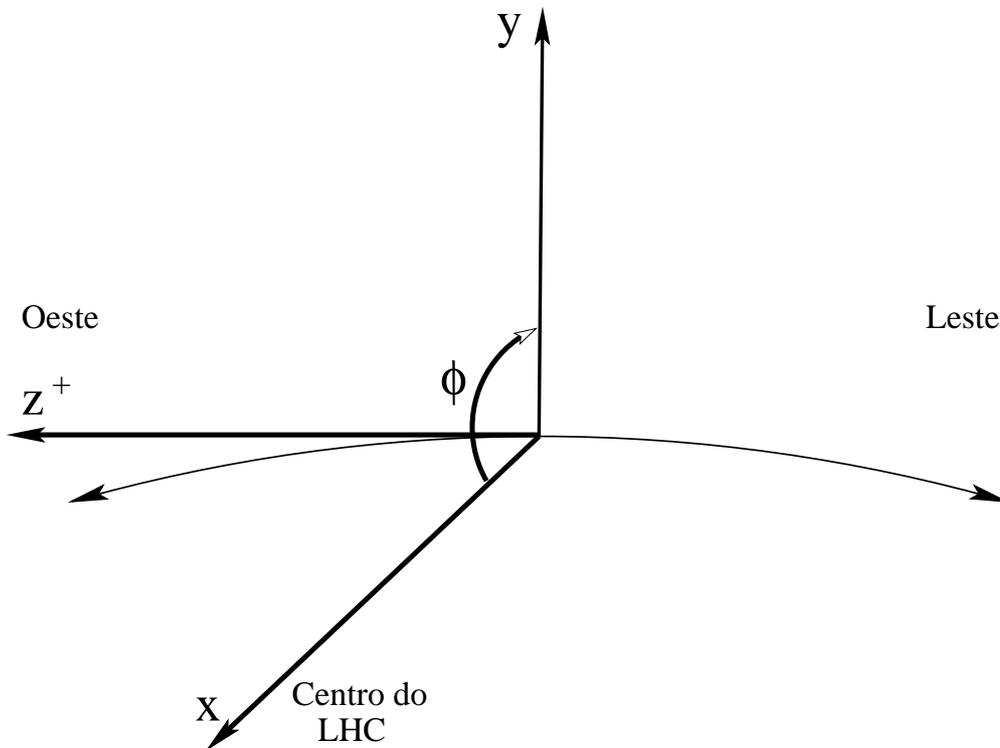


Figura 4.5: Coordenadas do detector CMS.

O CMS é subdividido em 4 grandes subdetectores:

- O Sistema de Trajetórias que inclui um detector de vértice de silício;

---

<sup>2</sup>Essa divisão ocorreu, porque o solenoide teria que ser transportado do local onde foi contruído na Itália até o CERN, onde as partes foram agrupadas na vertical, para que o solenoide pudesse passar pela entrada da caverna onde o CMS está sendo montado. Então o solenoide entrou na caverna na vertical e passou por um delicado processo de reposicionamento, pois ele funcionará na horizontal envolvendo o anel do colisor.

- O Calorímetro Eletromagnético (ECAL), feito de cristais de tungstênio e chumbo;
- O Calorímetro Hadrônico (HCAL), feito de metais (latão) e cintiladores; e
- O Sistema de Múons.

A seguir apresentamos uma descrição mais detalhada dos subdetectores que compõem o CMS.

### 4.2.1 Sistema de Trajetórias

O primeiro estágio de detecção do CMS é o Sistema de Trajetórias[32], ele tem como finalidade, determinar, com precisão, a trajetória das partículas numa região muito próxima ao ponto de colisão. Com isso, espera-se determinar os pontos de passagem de cada partícula carregada e calcular o momento linear delas, que é determinado pela curvatura dos mesmos ao ser aplicado o campo magnético do CMS. Também é possível a determinação dos vértices de interação fazendo-se o prolongamento dos traços.

Esse sistema foi desenvolvido para reconstrução de múons de alto  $p_T$ , elétrons isolados e hádrons com uma ótima resolução de momentum ( $\Delta p_t/p_t \approx 0,15p_t \oplus 0,5\%$ ) e eficiência maior do que 98% na região  $|\eta| < 2,5$ . Para alcançar todos esses parâmetros, o Sistema de Trajetória do CMS será formado apenas por detectores de silício.

O Sistema de Trajetória pesa aproximadamente 3 toneladas e é dividido em 4 subdetectores (figura 4.6): *Outer Barrel* (**TOB**), *Inner Barrel* (**TIB**), *Endcap* (**TEC**) e um detector de *Pixels*. Serão implementadas 15232 módulos de detectores em forma de tiras de silício que cobrirão uma área total de 210m<sup>2</sup>. O Sistema de Trajetórias terá um diâmetro externo de 2,4m, comprimento de 5,4m e operará a aproximadamente -20 °C. Podemos ver um esquema longitudinal do Sistema de Trajetória na figura 4.7.

O detector de *Pixels* é a parte mais interna do Sistema de Trajetórias (quando o acelerador estiver operando com baixa luminosidade, ele terá 7 cm de diâmetro interno) e será formado por uma parte cilíndrica ao redor do ponto de interação e dois discos em cada tampa formados

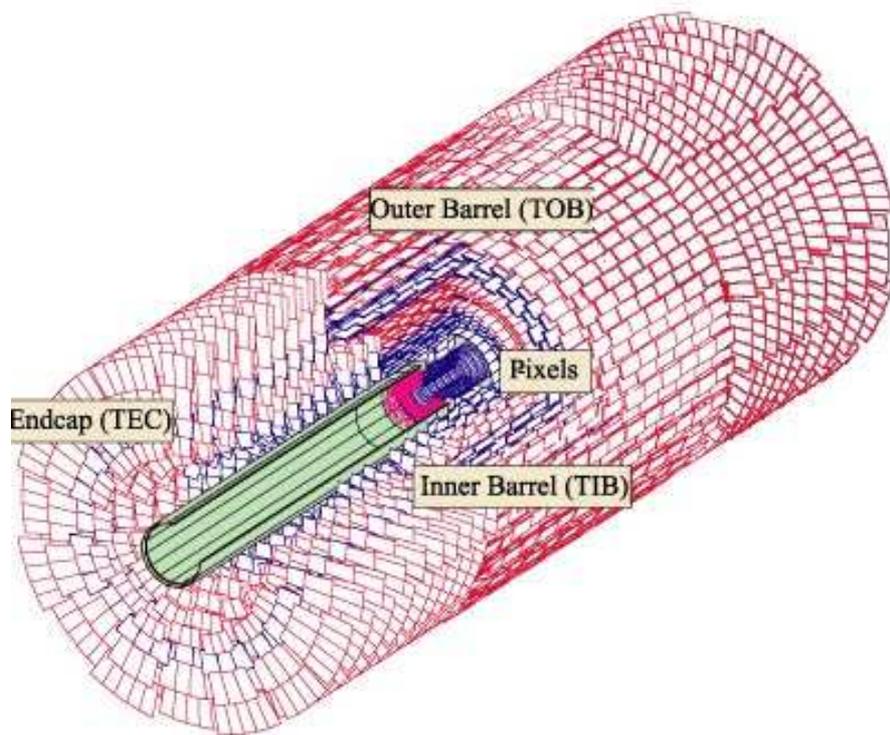


Figura 4.6: O Sistema de trajetória.

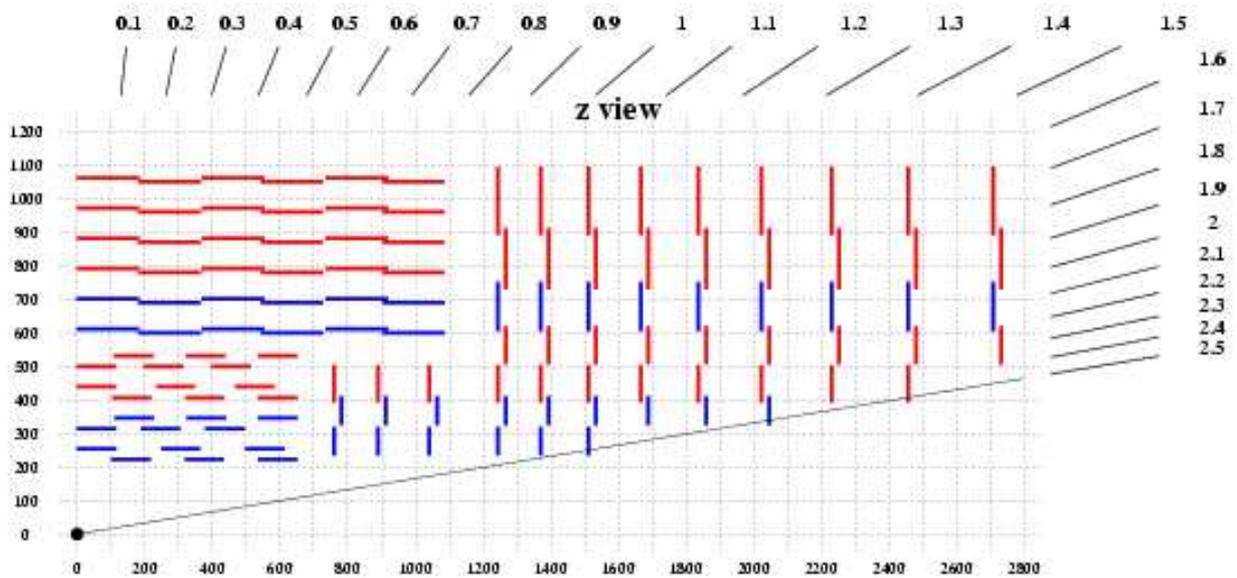


Figura 4.7: Vista longitudinal do Sistema de trajetória do CMS.

por pequenas unidades modulares de detectores. **TIB** é formada por quatro camadas equipadas com módulos de detectores de silício muito finos ( $300 \mu\text{m}$ ), eles estão dispostos inclinados por

um ângulo de  $9^\circ$ . O número de detectores de sílcio varia de 336 módulos para a camada mais interna (raio de 255 mm) até 520 para a mais externa (raio de 520 mm). **TOB** é formada por seis camadas de módulos de detectores de sílcio de  $500 \mu\text{m}$  de espessura. Enquanto **TEC** é a parte externa do Sistema de Trajetória, feita de nove discos de fibra de carbono cobertos com sete anéis de detectores de tiras de sílcio.

### 4.2.2 Calorímetro Eletromagnético

O Calorímetro Eletromagnético[33] tem por característica medir, por absorção, a energia das partículas que interagem eletromagneticamente e têm pouca penetração na matéria, tais como os elétrons e fótons. A construção de um calorímetro eletromagnético de alta performance tornou-se imperativa pela sua importância na determinação dos eventos do CMS. O ECAL (figura 4.8) terá em sua constituição 80000 cristais de chumbo cintilante (*lead tungstate crystals ( $\text{PbWO}_4$ )*) aproximadamente.

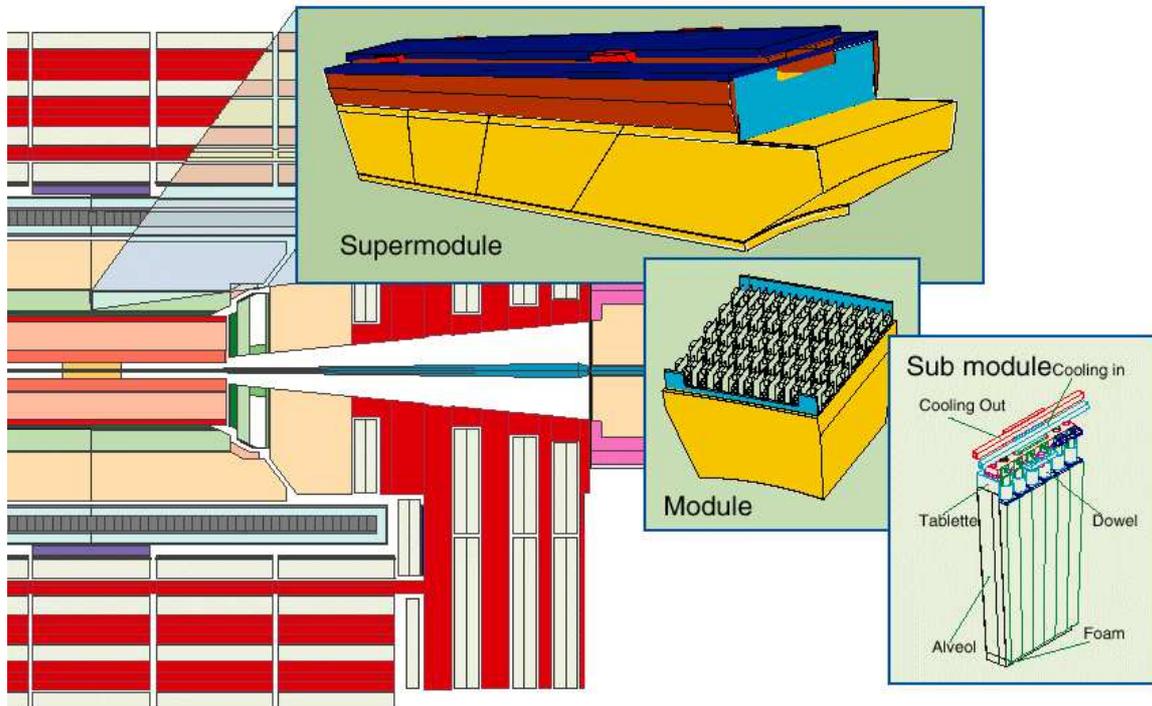


Figura 4.8: Barril do ECAL.

Na figura 4.9 vemos um módulo real de cristais de  $PbWO_4$  que será montado no ECAL.

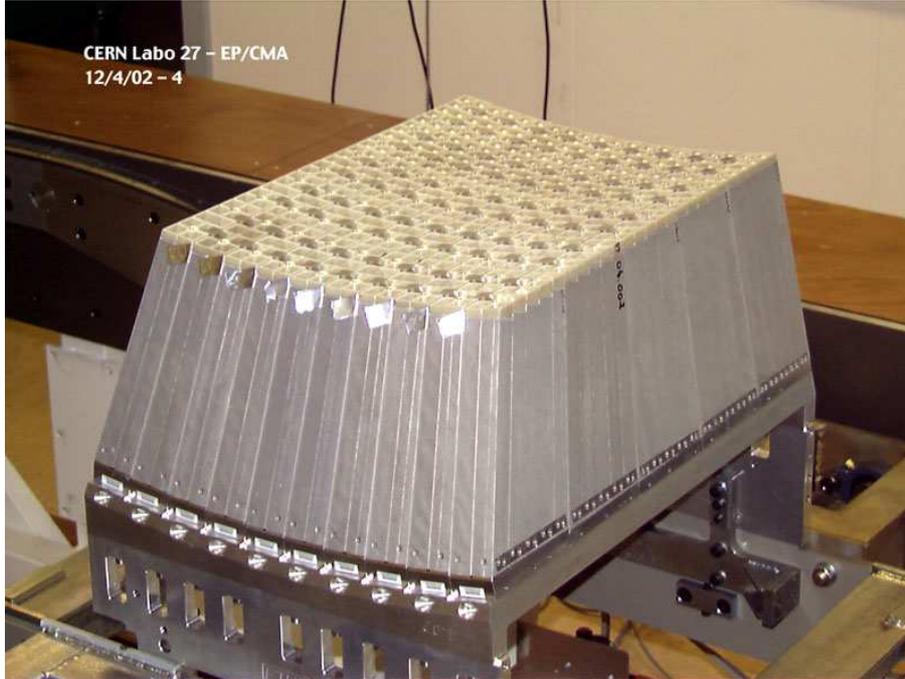


Figura 4.9: Módulo real que será montado no ECAL.

Esses cristais de  $PbWO_4$  possuem uma grande densidade, pequenos ângulos de *Moliere* e pequenos “comprimentos de radiação”, oferecendo assim uma grande performance na resolução em altas energias e permitindo um calorímetro bem compacto. Ele será equipado com fotodiodos de avalanche ou fototriodos (figura 4.10) a vácuo. O sistema eletrônico terá como grandes desafios para operar de maneira satisfatória: o campo magnético de 4T; um intervalo de 25 ns de cruzamento entre os pacotes de partículas; uma radiação de aproximadamente 1-2 kGy/ano<sup>3</sup> quando o LHC estiver operando com o máximo de sua luminosidade; e a dificuldade de acesso para fazer a manutenção do sistema.

O ECAL foi planejado de forma a ter uma parte central chamada Barril que cobre a região com  $|\eta| < 1,479$  e contará com 61200 cristais de  $PbWO_4$  e duas tampas laterais chamadas Coberturas finais (*endcaps*, figura 4.11) que cobre uma região de  $\approx 1,5 \leq |\eta| \leq 3$ , sendo que cada

<sup>3</sup>Um *gray* (Gy) é definido como a absorção de um joule de energia de radiação por um quilograma de matéria.  
 $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$

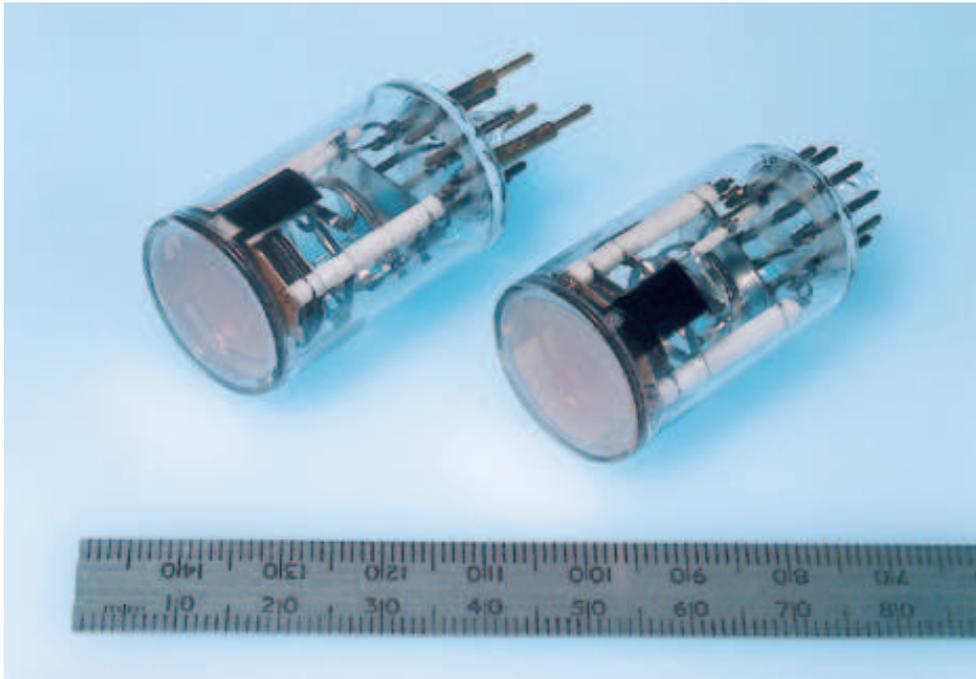


Figura 4.10: Fototriodos.

uma terá 7324 cristais de  $PbWO_4$ .

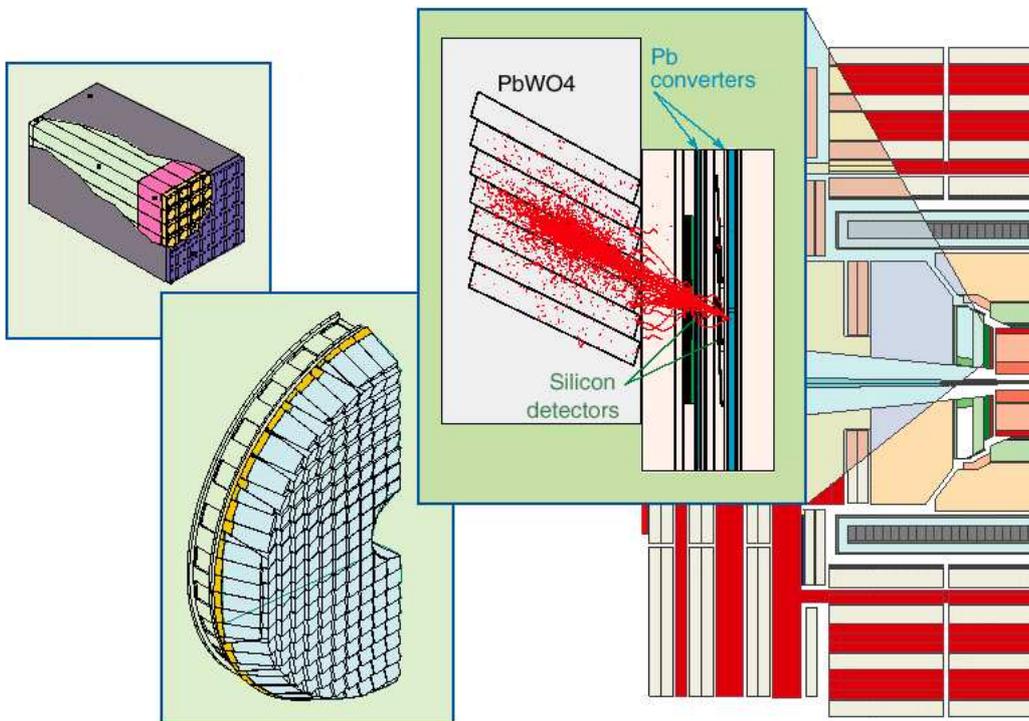


Figura 4.11: Coberturas finais (*endcaps*) do ECAL.

## Pré-chuveiro

Nas regiões entre  $1,6 \leq |\eta| \leq 2,61$  será utilizado um Pré-chuveiro (4.12), um conjunto constituído de um radiador (material denso) e um detector, que terá como finalidade separar  $\pi^0$  de  $\gamma$ . No CMS em particular, o Pré-chuveiro terá um papel fundamental na identificação da energia depositada por fótons, possibilitando assim saber se em um ponto determinado temos a energia depositada apenas por um ou dois fótons produzidos muito próximos.

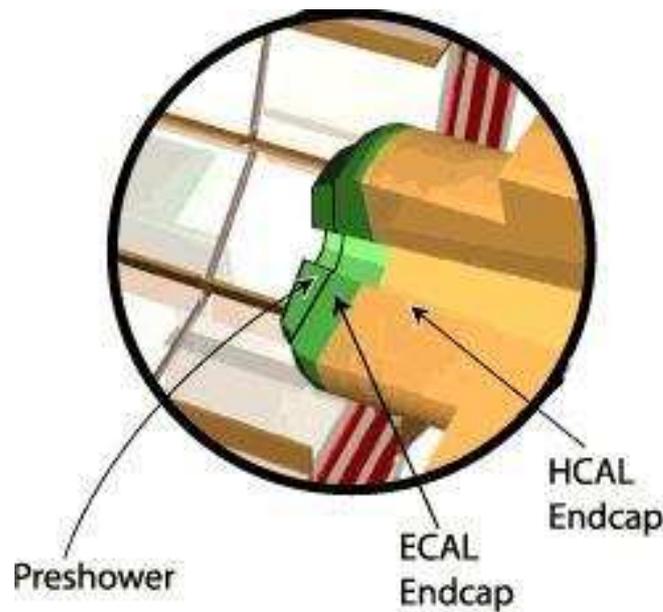


Figura 4.12: Localização do Pré-chuveiro.

O Pré-chuveiro do CMS consiste de dois radiadores de chumbo, cada um seguido de uma camada de detectores de microtiras de silício, dispostos ortogonalmente um em relação ao outro. Eles estão localizados apenas nas *endcaps*, entre os detectores de trajetória e o calorímetro eletromagnético, situado na posição de  $298,50 \text{ cm} \leq z \leq 316,50 \text{ cm}$ . Ele tem a forma de um cilindro, com 18 cm de altura, raio interno de 45 cm e externo de 120 cm, ele cobrirá uma área total de aproximadamente  $16,4 \text{ m}^2$  e seu peso total será de aproximadamente 1850 kg.

### 4.2.3 Calorímetro Hadrônico

O Calorímetro Hadrônico (HCAL)[34] será constituído de quatro partes: o barril (**HB**), duas tampas laterais (**HE**), outro barril (**HO**) situado por fora do criostato e por último, ainda

contará com um calorímetro situado nas extremidades (fora) do CMS (**HF**).

O **HB** terá 9 metros de comprimento, 1 metro de espessura e 6 metros de diâmetro externo. As duas tampas (**HE**) possuirão diâmetros de 0,6 a 0,8 metros e espessura de 1,8 metros. Tanto o **HB** quanto o **HE** estarão dentro do solenoide de 4 tesla. Os dois calorímetros localizados nas extremidades (**HF**) são feitos de ferro e fibras de quartzo e têm como propósito principal a obtenção de medidas dos jatos.

Foram utilizadas duas técnicas diferentes na construção desses calorímetros:

- Os três primeiros, **HB**, **HE** e **HO**, situados na região central do detector ( $|\eta| < 3,0$ ), têm sua disposição como se fossem telhas feitas com fibras que permitem a mudança do comprimento de onda (*wavelength shifting fibers* - WLS). Fibras claras são acopladas (coladas), por máquinas especiais (*Splice machine*), nas fibras WLS e usadas como guia de captura de luz para os fotodiodos híbrido (HPDs), onde a luz é transformada em pulsos elétricos. Os pulsos são amplificados e convertidos em sinais digitais e enviados através de canais ópticos para sala de controle onde as distribuições  $\eta - \phi$  da energia são obtidas.
- Já o último detector mencionado, **HF**, na verdade são dois detectores, situados na região para frente ( $3,0 < |\eta| < 5,0$ ) a  $\pm 10$  metros do ponto de interação, é operado num campo de radiação muito forte e numa área onde sempre terá uma grande quantidade de partículas passando. A tecnologia escolhida, foi a detecção da radiação Cherenkov produzida por chuveiros hadrônicos em fibras de sílica (“quartz”). A luz produzida será guiada pelas fibras até uma fotomultiplicadora.

O HCAL envolve o ECAL, combinando dados dos dois detectores será possível uma apreciação dos dados para a reconstrução das partículas dos jatos e da energia transversa perdida.

#### 4.2.4 Sistema de Múons

O Sistema de Múons[35] do CMS, envolve os calorímetros e, da mesma forma, é dividido em duas regiões, barril e tampas, distribuídas de modo a cobrir hermeticamente as trajetórias dos

múons compreendidas entre  $0 \leq |\eta| \leq 2,4$ . Ele será composto por três diferentes sub-detectores (figura 4.13):

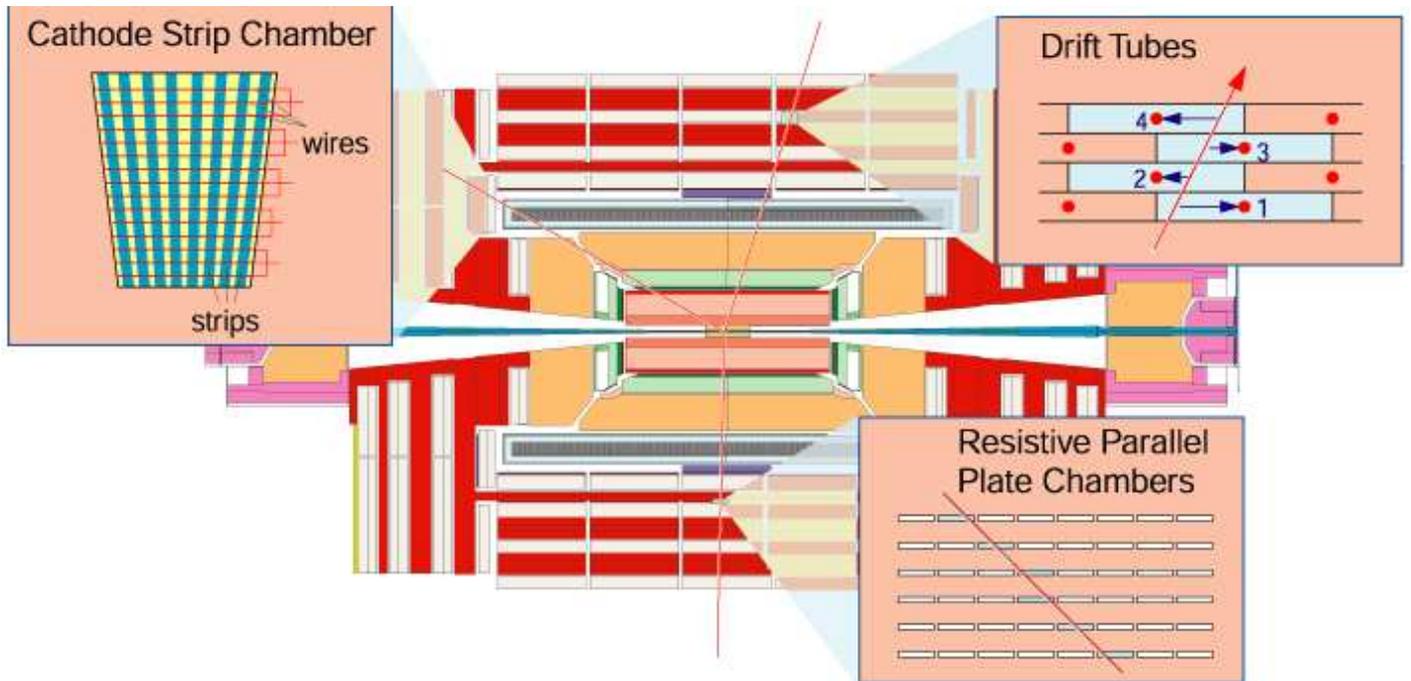


Figura 4.13: Sistema de Múons.

- *Drift Tubes* (DT) localizado na região do barril, cobrindo a região  $\eta = 0$  até  $\eta = 1,3$ ;
- *Cathod Strip Chambers* (CSC) localizado na região das tampas, cobrindo a região  $\eta = 0,9$  até  $\eta = 2,4$ ; e
- *Resistive Plate Chambers* (RPC) localizado tanto no barril quanto nas tampas, cobrindo a região  $\eta = 0$  até  $\eta = 2,1$ , os quais consistirão de quatro camadas de detectores intercaladas por placas de ferro. O DT e CSC serão utilizados para obter uma medida precisa da posição e do momentum dos múons, enquanto que a RPC será responsável por fornecer informações sobre a passagem dos múons pelo detector, de tal forma, que essas informações serão usadas no *trigger* de nível 1. Essas camadas estão dispostas como um cilindro concêntrico ao redor do barril e em forma de disco, perpendicular ao feixe, na região das tampas (figura 4.14).

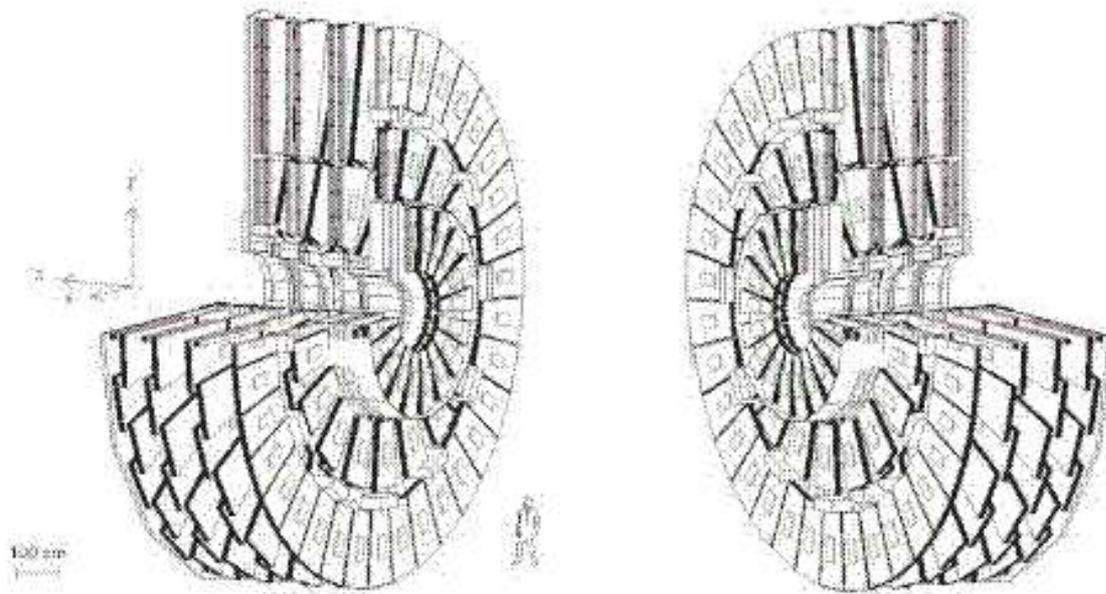


Figura 4.14: Tampas do Sistema de Múons.

# Capítulo 5

## Geração e Simulação de Eventos

A seguir será apresentada uma descrição de como foi realizada e quais ferramentas foram utilizadas na geração e simulação dos eventos.

O CMS/LHC observará uma quantidade de eventos nunca antes produzida quando entrar em funcionamento. Até lá faz-se necessário a simulação do comportamento do LHC e do CMS por duas razões:

- Será preciso obter informações prévias a respeito do comportamento dos eventos que serão gerados nesse novo espaço de fase de 14 TeV de energia no sistema de centro de massa. Os dados simulados vão nos permitir verificar se o CMS está funcionando como o esperado e fazer estimativas sobre eventuais tópicos de física nova.
- Outro aspecto importante, que será possível com a simulação, é a realização de teste dos programas de análise que serão usados quando o experimento estiver produzindo dados reais. Esses programas estão em contínuo desenvolvimento e aperfeiçoamento.

Os diferentes grupos do experimento CMS estão trabalhando em vários processos, os quais esperamos poder observar com o detector.

A simulação de eventos no CMS pode ser feita de duas formas: completa e parcial. Na parcial é inicialmente feita a geração de eventos de Monte Carlo, como descrevemos na seção 5.1. Logo depois, as *ntuples*<sup>1</sup>, arquivos que contêm as informações dos eventos gerados, são lidas pelo

---

<sup>1</sup>Conjunto de dados complexos que permitem a representação dos vários atributos de um objeto (eventos). Podem ser encaradas como um conjunto de histogramas relacionados entre si.

FAMOS[36] - **FA**st **MO**nte-*Carlo* **S**imulation - que faz a simulação e a reconstrução de como seria a resposta do detector se aquele fosse um evento real e, então, é feita a análise dos dados. Na simulação completa, inicia-se o processo da mesma forma, porém a simulação do detector e a reconstrução dos eventos (e a simulação da eletrônica) são feitas separadamente pelo OSCAR - **O**bject oriented **S**imulation for **CMS** **A**nalysis and **R**econstruction - e pelo ORCA - **O**bject oriented **R**econstruction for **CMS** **A**nalysis -, respectivamente, e por último, do mesmo modo temos a análise dos dados.

## 5.1 Geradores de eventos

Para a geração de eventos foi utilizado o DPEMC[37] - *Double Pomeron Exchange Monte Carlo*, que é um gerador de eventos baseado no POMWIG<sup>2</sup>[38], que por sua vez é baseado no HERWIG<sup>3</sup>[39]. O DPEMC produz uma lista dos quadri-vetores de todas as partículas do evento.

O HERWIG é um gerador apropriado à simulação de eventos com grande momentum transferido, os quais são chamados de eventos duros, entre as partículas que interagem. Utilizando o HERWIG é possível a geração de diferentes processos físicos, tais como: subprocessos duros elementares, chuveiros partônicos, produção de sabores pesados, decaimento de bósons de Higgs e de Gauge, supersimetria, correlações de spin, hadronização e estruturas temporais. Ele não faz simulação de física difrativa. Para podermos gerar os eventos na região da física difrativa, Brian Cox e Jeff Forshaw fizeram modificações no código do HERWIG, dando origem assim ao POMWIG. A modificação necessária foi feita na interpretação do processo de fotoprodução que já existia no HERWIG, pois sendo a troca de Pomeron em colisões hádron-hádron muito parecida com a fotoprodução em lépton-hádron, faz-se necessário trocarmos apenas a fórmula de fluxo das partículas envolvidas na interação, ou seja, muda-se a função de estrutura do fóton, fator de fluxo do fóton[40] (ver equação 5.1), para a função de estrutura de um objeto hadrônico, fator de fluxo

---

<sup>2</sup>O POMWIG é o HERWIG para interações difrativas.

<sup>3</sup>HERWIG é um Monte Carlo para simulação de reações de emissão de hádrons com a interferência de gluons.

do Pomeron[38] (ver equação 5.2).

$$\Phi(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2} \left\{ \left[ \frac{1 + (1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y} \left( \frac{Q_{min}^2}{Q^2} - \frac{Q^2}{M^2} \right) \right] \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M^2}\right)^2}, \right\} \quad (5.1)$$

$$f_{\mathcal{P}/p}(x_{\mathcal{P}}) = C_{\mathcal{P}} \int_{t_{max}}^{t_{min}} \frac{e^{\beta_{\mathcal{P}}(t)}}{x_{\mathcal{P}}^{2\alpha_{\mathcal{P}}(t)-1}}, \quad (5.2)$$

onde  $y$  é a fração da energia do elétron transferida pelo fóton para o estado hadrônico final,  $Q^2$  é o valor negativo do quadrado do quadri-momentum carregado pelo fóton virtual,  $\alpha$  é a constante de estrutura fina e  $M$  é a massa do hádron produzido. A variável  $x_{\mathcal{P}}$  no fator de fluxo do Pomeron é a fração da energia do próton carregada pelo Pomeron e  $t$  é um parâmetro que mede a virtualidade do Pomeron.

Assim são gerados processos difrativos simples em colisões próton-próton, no qual um dos feixes de prótons emite um Pomeron que interage com o outro feixe de próton.

O DPEMC é uma modificação do POMWIG, no qual são implementados outros modelos de geração de eventos de dupla troca de Pomeron (DPE), exclusivos e inclusivos, em colisões próton-próton.

O DPEMC possui dois diferentes modelos implementados. Um dos modelos é utilizado para a geração de DPE usando o modelo de Bialas-Landshoff [41]. Nesse modelo temos que a seção choque de produção de um evento exclusivo em reações do tipo DPE,

$$p + p \rightarrow p + X + p, \quad (5.3)$$

é dada pela próxima equação:

$$d\sigma^{(exc)} = \int d\xi_1 d\xi_2 F_{\mathcal{P}/p}(\xi_1) F_{\mathcal{P}/p}(\xi_2) d\hat{\sigma}(gg \rightarrow X). \quad (5.4)$$

Onde temos que  $\xi_1$  e  $\xi_2$  são as frações dos tri-momentos transferidos dos prótons de estado inicial pelos *Pomerons*,  $F_{\mathcal{P}/p}(\xi)$ <sup>4</sup> representa a função do fluxo de *Pomerons* “dentro do próton”

---

4

$$F_{\mathcal{P}/p}(\xi) = \mathcal{N} \int d\nu^2 \frac{e^{\beta\nu^2}}{\xi^{2\alpha_{\mathcal{P}}(\nu^2)} - 1} \quad (5.5)$$

onde  $\nu^2$  está relacionado com o quadrado do momentum transferido e o momentum perdido pelo próton ( $\nu^2 = t/(1-\xi)$ ),  $\mathcal{N} = 288/\pi^5$  é uma constante de normalização,  $\beta = 4GeV^{-2}$  é a fração de momentum transferido do parton no Pomeron que participa do espalhamento duro e  $\alpha_{\mathcal{P}}$  representa a Trajetória de Regge.

- segundo os autores<sup>5</sup>. A seção de choque partônica ( $d\hat{\sigma}$ ) descreve a probabilidade de ocorrer um subprocesso duro do tipo  $gg \rightarrow X$ .

Para modelos inclusivos, considera-se uma seção de choque diferencial de produção fatorizada (no espírito de Ingelman-Schlein[42]), onde na interação difrativa dura ocorre, primeiramente a “emissão” do Pomeron, com probabilidade dada pelo fator de fluxo e posterior “colisão” Pomeron-Pomeron a partir de sua função de estrutura

$$d\sigma^{(inc)} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 d\xi_1 d\xi_2 F_{\mathbb{P}/p}(\xi_1) F_{\mathbb{P}/p}(\xi_2) f_{i/\mathbb{P}}(x_1, \mu^2) f_{j/\mathbb{P}}(x_2, \mu^2) d\hat{\sigma}(ij \rightarrow X). \quad (5.6)$$

Onde  $x_1$  e  $x_2$  representam a fração do momentum dos *Pomerons* carregada pelos pártons,  $F_{\mathbb{P}/p}$  e  $\beta$  são definidos da mesma forma que no caso exclusivo e  $f_{j/\mathbb{P}}(x_2, \mu^2)$ <sup>6</sup> descreve o conteúdo partônico do Pomeron. Obtidos por uma escala ( $\mu^2$ ) dada pela massa do sistema central.

### 5.1.1 A Geração dos eventos

Como mencionado na seção 3.2, vamos estudar quatro diferentes canais de produção difrativa do  $J/\psi$ .

$$\diamond J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

$\diamond$  Múons vindo de hádrons carregados, tipicamente  $\pi$  ou  $K$  ou mais esporadicamente um  $\phi$  ou  $\rho$  ou  $\eta$ .

$$\diamond b\bar{b} \rightarrow c\bar{c}\mu^+\mu^- X$$

$$b \rightarrow c\mu^- \bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ \mu^- s\bar{\nu}_\mu \nu_\mu \text{ (pois } c \rightarrow s\mu^+ \nu_\mu)$$

$$\diamond c\bar{c} \rightarrow s\bar{s}\mu^+\mu^- X$$

---

<sup>5</sup>Gostaríamos de observar que achamos este conceito onde se coloca uma função de “Pomeron no interior do próton” como conceitualmente confuso. Teríamos que considerar que o Pomeron fosse uma partícula elementar tal como quarks e glúons. Isto está em flagrante conflito com a idéia de Pomeron como um hádron constituído de forma dominante por glúons.

<sup>6</sup>

$$f_{j/\mathbb{P}}(x_2, \mu^2) = x_j G_{j/\mathbb{P}/p}(x_2, \mu^2) \quad (5.7)$$

onde  $G_{j/\mathbb{P}/p}(x_2, \mu^2)$  são as densidades dos pártons dentro do *Pomeron* medidas pela colaboração H1[15].

Outra diferenciação da amostra ocorre ao estudarmos duas diferentes topologias de eventos difrativos: Difração Simples (SD) e Dupla Troca de Pomeron (DPE).

A geração da amostra de cada canal dá-se através da escolha de diferentes processos nos geradores (através da variável IPROC<sup>7</sup>), conforme descrição contida no HERWIG. Normalmente, pela quantidade de processos implementados no gerador, a única coisa a ser feita é escolher o IPROC e gerar o canal desejado. Porém, não há nenhum processo que tenha por finalidade restrita a geração direta de  $J/\psi$ . Logo, além de determinarmos os processos que queríamos, também, fez-se necessário fazermos uma escolha inicial dentro do processo, quais seriam os eventos que estariam de acordo com o que queremos. Um exemplo claro disso se dá na geração do sinal e do primeiro canal de fundo que são gerados a partir do mesmo processo, mesmo assim dando origem a canais diferentes, devido a critérios adotados e explicados a seguir.

Para a geração do sinal utilizamos o IPROC 1705, que é um processo onde é feita a geração de pares  $b\bar{b}$  pela QCD. Nela selecionamos todos os eventos compatíveis com um  $J/\psi$  decaindo em um par de múons.

A primeira amostra de fundo também foi gerada à partir do mesmo processo do sinal, como mencionado anteriormente, pois nele é gerado o quark b que, como mencionado anteriormente, pode dar origem a um quark c e um múon. O quark c decai em outro múon, falseando assim o sinal, além disso podemos ter outras partículas que são geradas nesse canal, as quais podem decair em dois múons. Vale ressaltar que nessa geração foram excluídos todos os eventos que continham o  $J/\psi$ .

O segundo canal de fundo gerado foi o canal de produção do quark c, IPROC 1704, a única exigência é a existência de pelo menos dois múons no estado final de cada evento.

Por último, foi gerado o canal que contém os Mésons Leves, IPROC 1500. Nessa geração foram exigidos pelo menos dois múons no estado final, os quais deveriam vir de hádrons carregados.

---

<sup>7</sup>IPROC é a variável utilizada pelo gerador para a escolha do processo a ser gerado.

Além dos detalhes apontados acima para cada canal, na geração também é necessário atentarmos para qual tipo de processo difrativo estamos gerando, ou seja, difração simples ou dupla troca de Pomeron.

Após a geração temos um conjunto de arquivos, chamados *ntuple*, no formato HBOOK. O gerador usado tem como formatação de saída o padrão HEPEVT<sup>8</sup>[43], os quais estão prontos para serem lidos pelo FAMOS. Dessas *ntuples* conseguimos obter o número de eventos gerados por canal ( $N_{ger}$ ), o número de eventos gerados selecionados na geração ( $N_{sel}$ ) e a seção de choque de cada canal ( $\sigma_{canal}$ )<sup>9</sup>, apresentados nas tabelas 5.1 e 5.2, que se referem à Dupla Troca de Pomeron e a Difração Simples, respectivamente.

DPE	Sinal	Mésons Leves	$bb$	$c\bar{c}$
$N_{ger}$	$1,97 \times 10^7$	$7,42 \times 10^7$	$1,01 \times 10^8$	$4,11 \times 10^7$
$N_{sel}$	9873	32883	787565	716852
$\sigma_{ch}$ (pb)	1,28	$1,95 \times 10^2$	$1,97 \times 10^1$	$4,55 \times 10^2$

Tabela 5.1: Número de eventos gerados em cada canal e as respectivas seções de choque, para Dupla Troca de Pomeron.

SD	Sinal	Mésons Leves	$bb$	$c\bar{c}$
$N_{ger}$	$4,84 \times 10^6$	$2,98 \times 10^8$	$4,14 \times 10^7$	$1,45 \times 10^6$
$N_{sel}$	2448	140669	427509	268391
$\sigma_{ch}$ (pb)	$5,10 \times 10^1$	$8,18 \times 10^6$	$1,07 \times 10^3$	$3,16 \times 10^4$

Tabela 5.2: Número de eventos gerados em cada canal e as respectivas seções de choque, para Difração Simples.

<sup>8</sup>No padrão HEPEVT as partículas são identificadas com base no esquema de numeração do *Particle Data Group* (PDG).

<sup>9</sup>A seção de choque dada nas *ntuples* diz respeito a seção de choque total dos processos gerados ( $\sigma_{ger}$ ), como selecionamos dentre esses processos os quais são de nosso interesse. Então calculamos qual seria a seção de choque específica para o canal que estamos selecionando, que é dada por:

$$\sigma_{canal} = \frac{\sigma_{ger} N_{ger}^{sel}}{N_{ger}}, \quad (5.8)$$

onde  $N_{ger}^{sel}$  é o número de eventos selecionados após a geração de cada canal.

## 5.2 Simuladores e recontrutores

A simulação e reconstrução da física envolvida no LHC é uma tarefa que despenderá de uma capacidade de processamento muito grande. Isso devido à complexidade dos detectores e à grande energia com que estaremos trabalhando, que gera uma grande multiplicidade de partículas produzidas nos eventos de Monte-Carlo. De forma a dinamizar esse processo, foi desenvolvido pelo CMS um sistema de rápida reconstrução e simulação para eventos de Monte-Carlo, chamado FAMOS, permitindo, assim, um estudo rápido de uma grande amostra de eventos. O FAMOS faz o encadeamento das diversas fases do processo de simulação, reconstrução e digitalização.

A simulação dos materiais que compõem os detectores do CMS foi feita com um programa também desenvolvido pela colaboração chamado OSCAR, o qual é baseado no Geant4[44]. O detector converte a energia depositada pelas partículas em sinais eletrônicos, os quais são convertidos para sinais digitais por ADCs e TDCs.

A reconstrução dos eventos, depois de passarem pelo detector, é feita através do ORCA, sendo feita passo a passo pelos vários detectores, começando pelo sistema de trajetórias, passando pela formação de *cluster* nos calorímetros, até chegar nas câmaras de múons. Essa reconstrução nos fornece algumas informações bastante complexas, tais como: informação a respeito dos jatos e da energia perdida nos eventos e de algumas partículas elementares, tais como: elétrons, múons e fótons.

O FAMOS foi concebido de forma a agilizar o processo da simulação, pois a simulação dita completa, a qual pode ser realizada executando uma série de softwares separadamente, demanda muito mais tempo. Temos então duas vantagens ao usarmos o FAMOS: a simulação é muito mais rápida e todo o processo de simulação e reconstrução é aglutinado em apenas uma interface.

A instalação dos Softwares do CMS foi feita na T2 HEPGRID BRASIL[45]. Para tal utilizou-se a ferramenta XCMSInstall, que permite fazer a escolha, dentre todos os pacotes que fazem parte do CMS, os que sejam necessários, bem como as diferentes versões.

Utilizamos nesse trabalho as seguintes versões de programas: FAMOS\_1.3.1, ORCA\_8.7.3,

e OSCAR\_3.6-5.

### 5.2.1 A Simulação dos eventos

A estrutura básica do FAMOS é composta por um código no qual definimos quais as partes do detector que são necessárias para a análise desejada. Também podemos, nesse código, definir quais são as variáveis que queremos guardar e também é possível fazermos cortes quanto a características cinemáticas esperadas em nossos eventos.

É muito importante a geração restrita do canal que se deseja estudar, pois em se tratando de simulação de eventos ao passarem por detectores tão complexos quanto o CMS, a quantidade de informação processada é muito grande, logo temos que evitar a simulação e reconstrução de eventos desnecessários ao máximo. Observamos na tabela 5.3 o número de eventos que sobreviveram a simulação e reconstrução do detector.

	Sinal	Mésons Leves	$bb$	$c\bar{c}$	Total
DPE	2370	630	1307	26464	30771
SD	1139	1276	837	2808	6058

Tabela 5.3: Número de eventos após a simulação e reconstrução, para Difração Simples e Dupla Troca de Pomerom.

## 5.3 Submissão de trabalhos no cluster

Como mencionado anteriormente, o trabalho computacional foi feito utilizando a T2 HEPGRID BRASIL, um laboratório de supercomputação regional para o CMS cuja estrutura do *cluster* de produção contém 82 máquinas (nós) com duplo-processadores Intel Xeon de 2.66 GHz cada e aproximadamente 3 Tbyte de discos de armazenamento. A T2 HEPGRID BRASIL é uma das diversas unidades de GRID montadas em vários países com o intuito de fornecer a infraestrutura computacional necessária para o experimento LHC/CMS.

A instalação de alguns *softwares* do CMS, os quais são necessários para a simulação e reconstrução de eventos, foi feita na T2 HEPGRID BRASIL. Vale ressaltar, a importância

dessa “ferramenta” para essa dissertação, dada a grande necessidade de processamento e de armazenamento necessários para realizarmos o trabalho aqui apresentado.

Como ferramenta de gerenciamento e submissão de trabalhos para o *cluster* utilizamos o CONDOR[46]. Fizemos um *script* para a submissão que é lido pelo CONDOR, o qual organiza todos os trabalhos em uma fila, escolhendo quando e onde eles serão executados baseado no monitoramento dos nós. Na tabela 5.4, vemos o número médio de eventos que são gerados (pelo DPEMC) e simulados (pelo FAMOS) por hora em cada canal.

	Sinal	Mésons Leves	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$
DPE	65666	70376	62500	4687
SD	86957	95802	62868	3030

Tabela 5.4: Número médio de eventos gerados (pelo DPEMC) e simulados (pelo FAMOS) por hora para cada canal.

# Capítulo 6

## Análise de Dados

Neste capítulo apresentamos os parâmetros em que baseamos a nossa análise, ou seja, quais foram as variáveis físicas relevantes utilizadas na seleção entre eventos de interesse (sinal) e os eventos que simulam (fundo) as características esperadas para os eventos de sinal.

Inicialmente, normalizaremos nossas amostras de acordo com as respectivas seções de choque de cada canal. Para isso obtemos um fator de escala, equação 6.1.

$$\delta = \frac{\mathcal{L} \sigma_{canal}}{N_{ger}}, \quad (6.1)$$

onde  $\delta$  é o fator de escala,  $\mathcal{L}$  a luminosidade,  $\sigma$  é a seção de choque do canal em questão,  $N_{ger}$  o número de eventos gerados no canal com a seção de choque dada.

Na tabela 6.1 encontramos os valores de  $\delta^1$  e o número de eventos esperados ( $N_{esp}$ ) para cada canal.

		Sinal	Mésons Leves	$bb$	$c\bar{c}$
$\delta$	DPE	1,28	$4,72 \times 10^1$	$2,51 \times 10^{-1}$	2,20
	SD	$5,04 \times 10^1$	1,19	$1,13 \times 10^1$	$3,90 \times 10^2$
$N_{esp}$	DPE	$3,04 \times 10^3$	$2,29 \times 10^4$	$3,28 \times 10^2$	$3,23 \times 10^5$
	SD	$9,51 \times 10^4$	$1,52 \times 10^3$	$9,46 \times 10^3$	$1,10 \times 10^6$

Tabela 6.1: Fator de escala e número de eventos esperados após a simulação e reconstrução para cada canal, para Difração Simples e Dupla Troca de Pomerom.

<sup>1</sup>Esses valores foram obtidos com  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$  e para  $\sigma$  e  $N_{ger}$  obtidos nos arquivos de geração.

O número de eventos esperados foi calculado de acordo com a equação 6.2

$$N_{esp} = \delta N_{eve}, \quad (6.2)$$

onde  $N_{eve}$  é o número de eventos.

A nossa amostra de dados consiste em dados de sinal (em verde) e dos três fundos ( $b\bar{b}$  em azul,  $c\bar{c}$  em vermelho e mésons leves em amarelo). Logo, ao compararmos esses dados, utilizando histogramas, podemos, assim, determinar em quais intervalos de valores serão feitos os cortes de maneira a eliminar mais eventos que não nos interessam, ou seja, o fundo, do que sinal. A seguir, veremos algumas distribuições para o processo de Dupla Troca de Pomeron e em seguida para Difração Simples.

### *Dupla Troca de Pomeron*

Primeiramente, com o intuito de ilustrar o que foi apresentado diagramaticamente na seção 2.3 sobre a Dupla Troca de Pomeron, temos na figura 6.1 uma distribuição da pseudo-rapidez dos prótons para esse mecanismo.

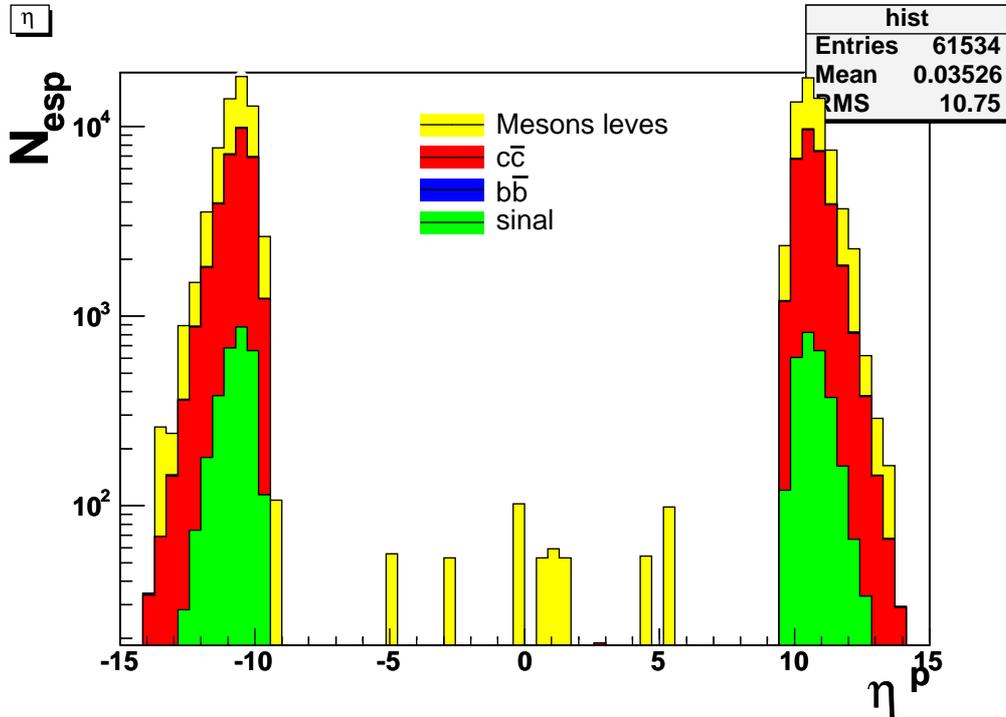


Figura 6.1: Distribuição da pseudo-rapidez dos prótons para eventos do tipo DPE.

A seguir, nas figuras 6.2 e 6.3, é apresentada a distribuição da diferença da pseudo-rapidez dos pares de múons, que definimos como:  $\Delta\eta = |\eta_{\mu^+} - \eta_{\mu^-}|$ .

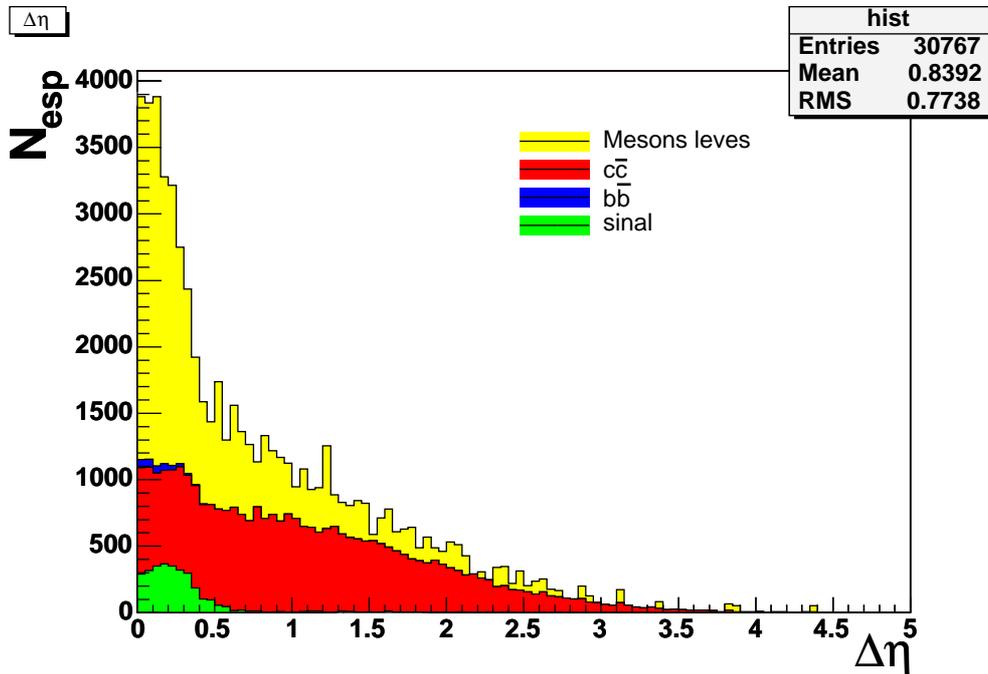


Figura 6.2: DPE - Distribuição da diferença da pseudo-rapidez ( $\Delta\eta$ ) dos pares de múons.

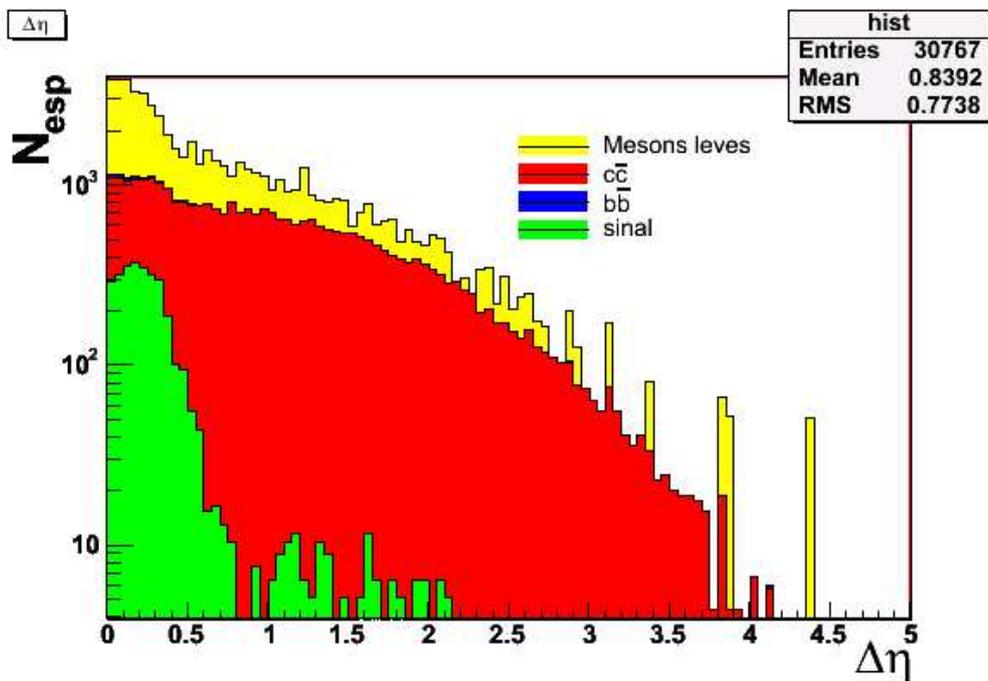


Figura 6.3: DPE - Distribuição da diferença da pseudo-rapidez ( $\Delta\eta$ ) dos pares de múons em escala logarítmica.

A próxima distribuição, apresentada nas figuras 6.4 e 6.5, é referente a diferença do ângulo azimutal dos pares de múons, que definimos como:  $\Delta\phi = |\phi_{\mu^+} - \phi_{\mu^-}|$ .

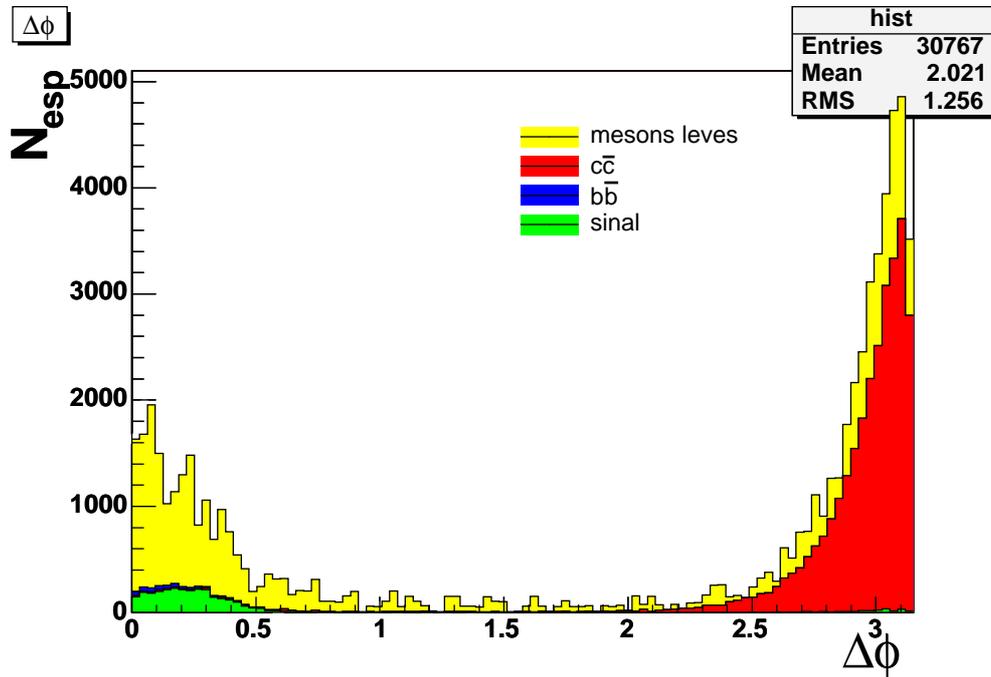


Figura 6.4: DPE - Distribuição da diferença do ângulo azimutal ( $\Delta\phi$ ) dos pares de múons.

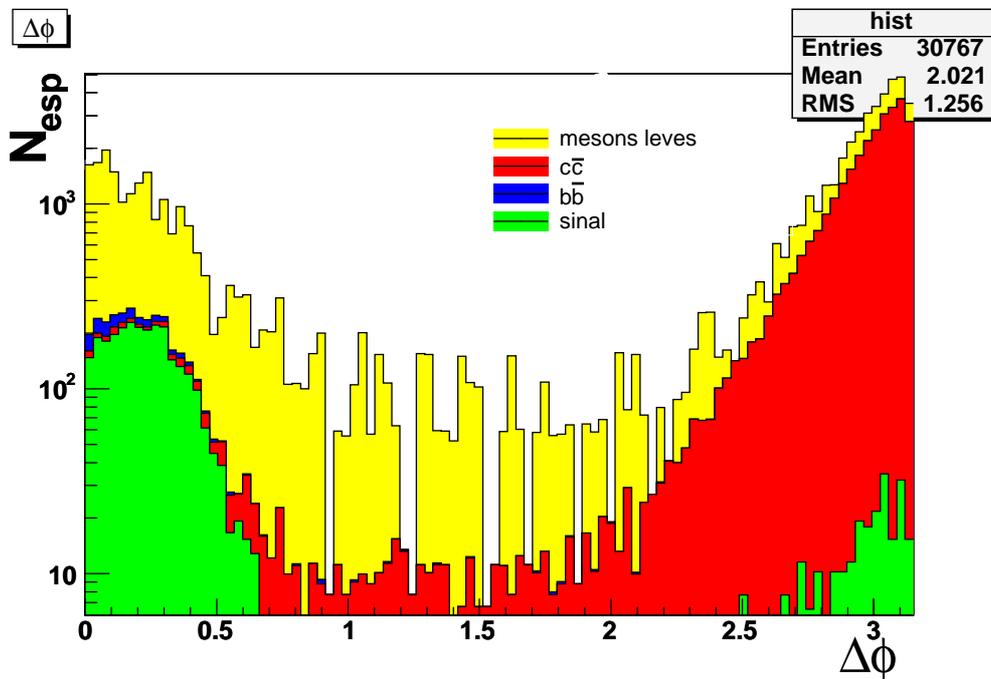


Figura 6.5: DPE - Distribuição da diferença do ângulo azimutal ( $\Delta\phi$ ) dos pares de múons em escala logarítmica.

Nas figuras 6.6 e 6.7 é apresentada a distribuição de momentum transversa ( $p_t$ ) dos múons.

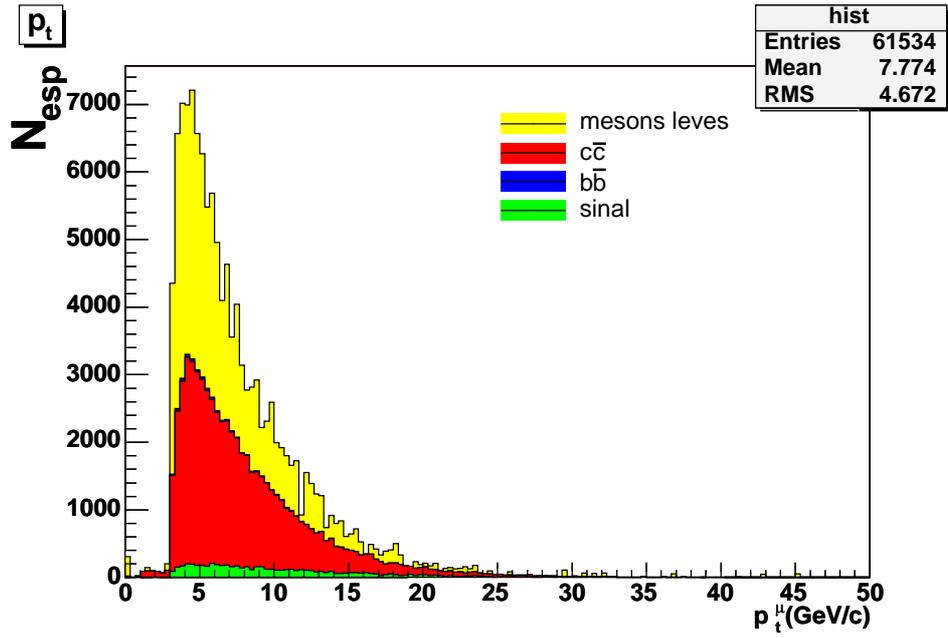


Figura 6.6: DPE - Distribuição do momentum transversa dos múons ( $p_t^\mu$ ).

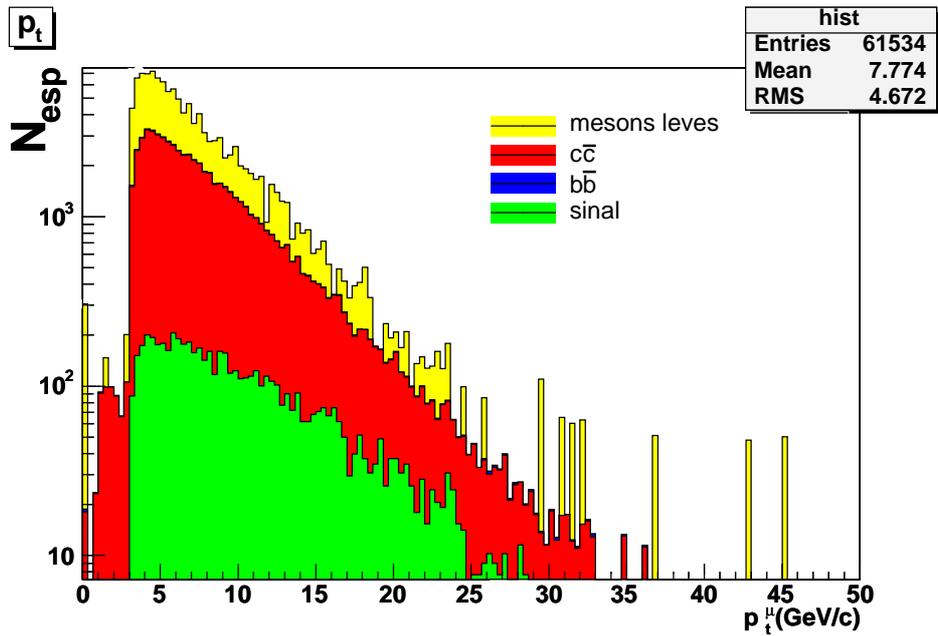


Figura 6.7: DPE - Distribuição do momentum transversa dos múons ( $p_t^\mu$ ) em escala logarítmica.

A última distribuição para processo de DPE é apresentada nas figuras 6.8, e 6.9, que é o momento transversal dos prótons.

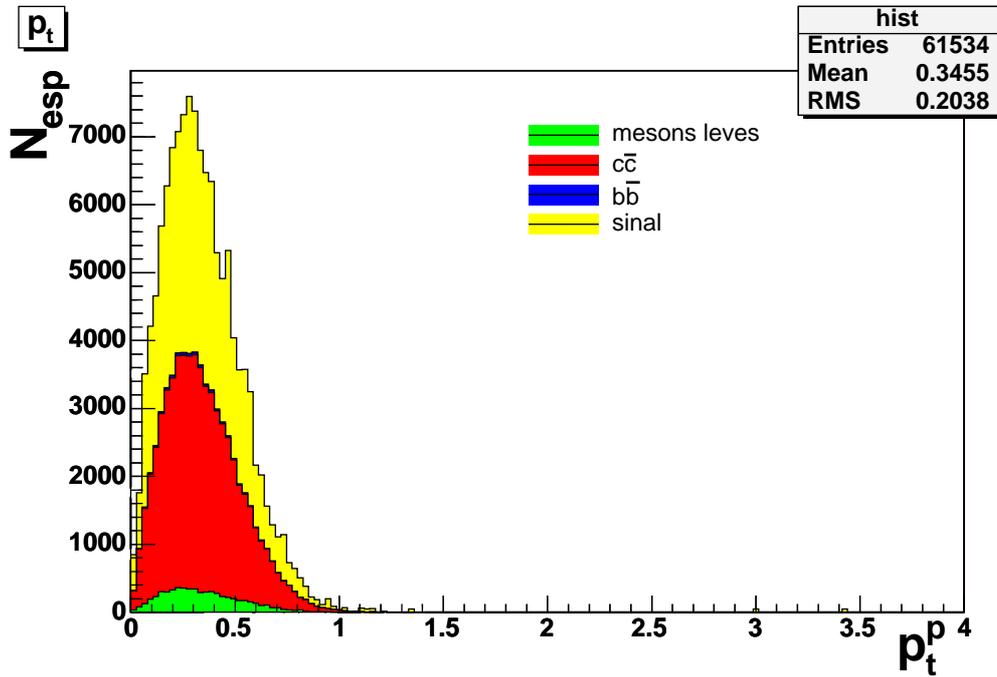


Figura 6.8: DPE - Distribuição do momentum transversal dos prótons ( $p_t^p$  em GeV/c).

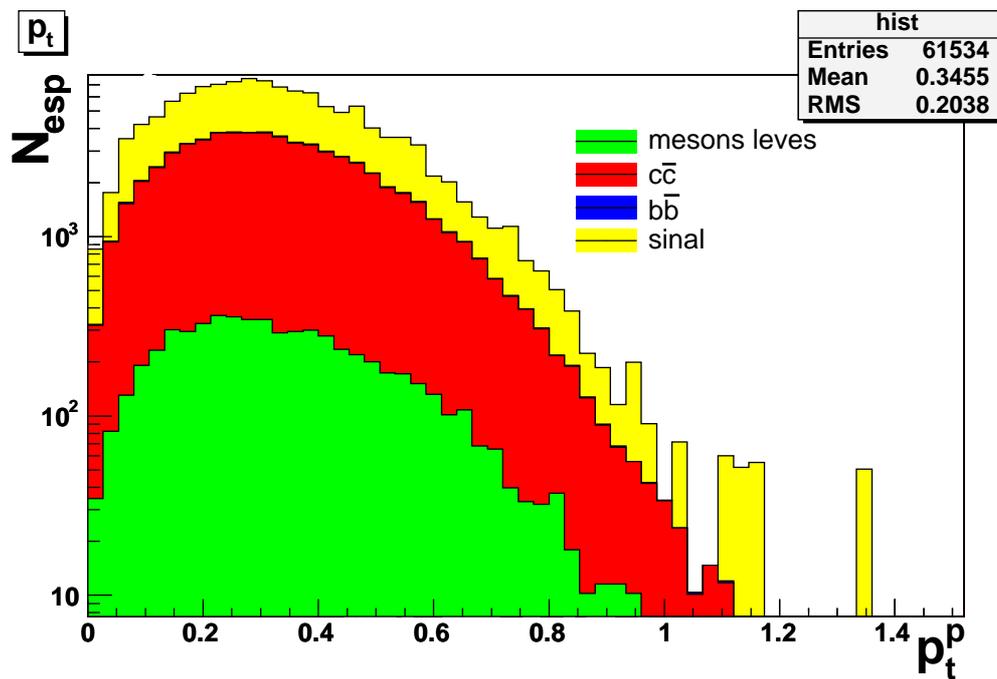


Figura 6.9: DPE - Distribuição do momentum transversal dos prótons ( $p_t^p \leq 1,5$  GeV/c), em escala logarítmica.

## Difração Simples

Agora, vamos apresentar as mesmas distribuições que vimos na seção anterior, só que para a Difração Simples. Devido a diferenças em algumas distribuições podemos ter mais ou menos histogramas.

Novamente, com o intuito de ilustrar o que foi apresentado diagramaticamente na seção 2.3 sobre Difração Simples, mostramos na figura 6.10 uma distribuição da pseudo-rapidez dos prótons para esse tipo de mecanismo.

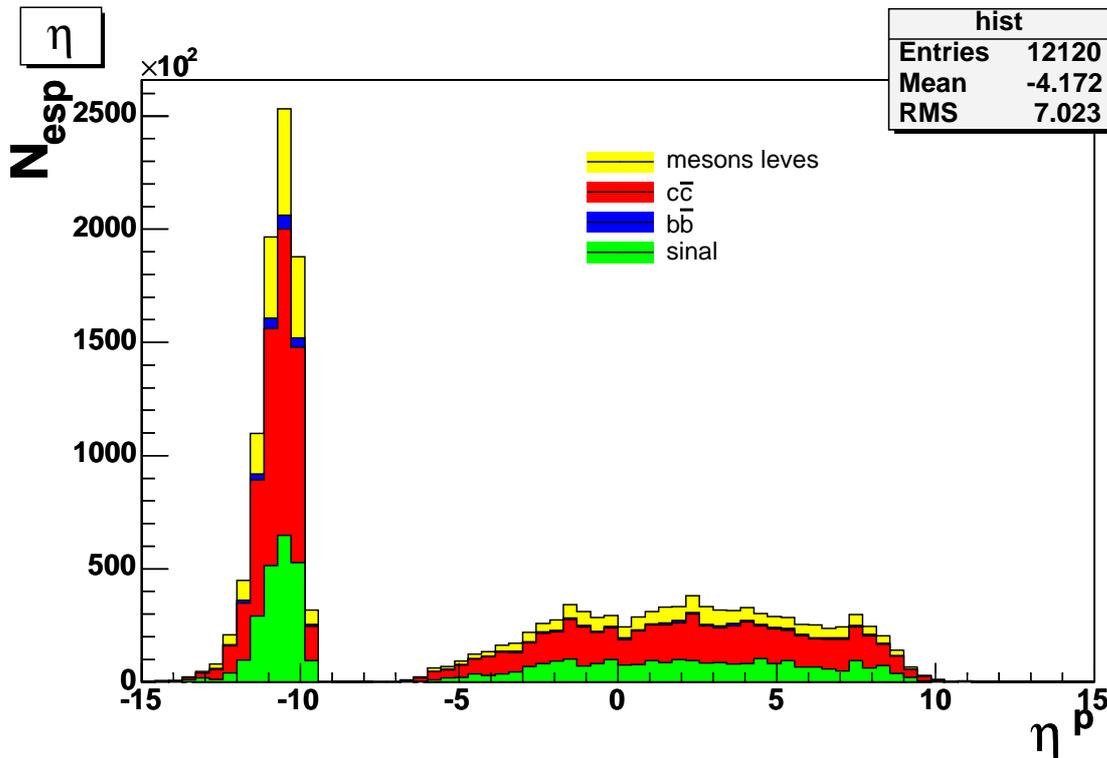


Figura 6.10: Distribuição da pseudo-rapidez dos prótons para eventos do tipo SD.

A seguir, nas figuras 6.11 e 6.12, é apresentada a distribuição da diferença da pseudo-rapidez dos pares de múons.

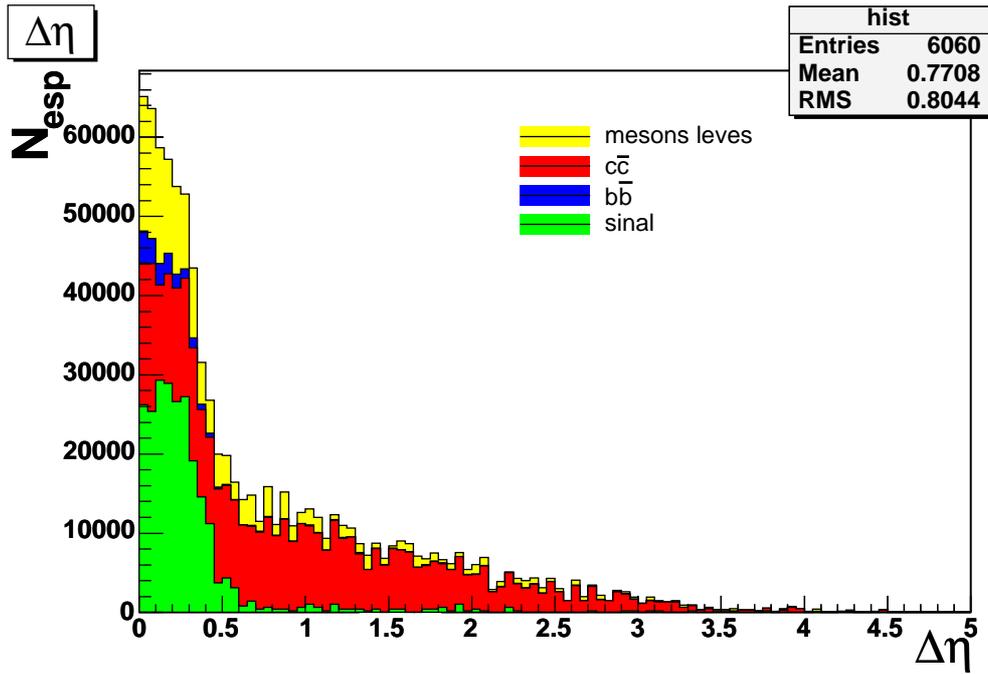


Figura 6.11: SD - Distribuição da diferença da pseudo-rapidez dos pares de múons.

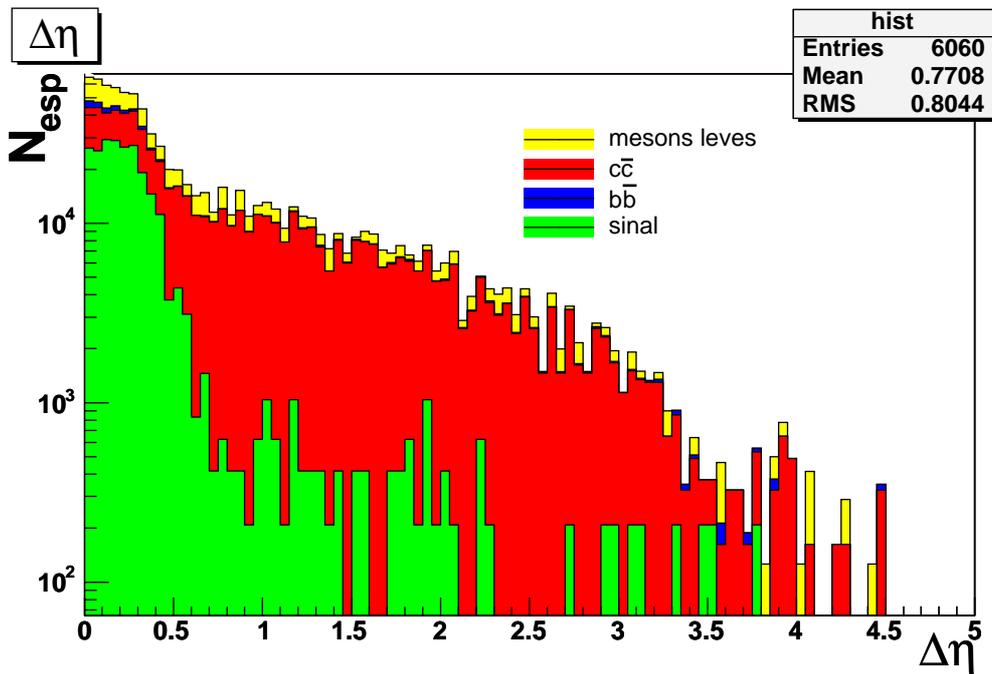


Figura 6.12: SD - Distribuição da diferença da pseudo-rapidez dos pares de múons em escala logarítmica.

A próxima distribuição, apresentada nas figuras 6.13 e 6.14, é referente a diferença do ângulo azimutal dos pares de múons, que definimos como:  $\Delta\phi = |\phi_{\mu^+} - \phi_{\mu^-}|$ .

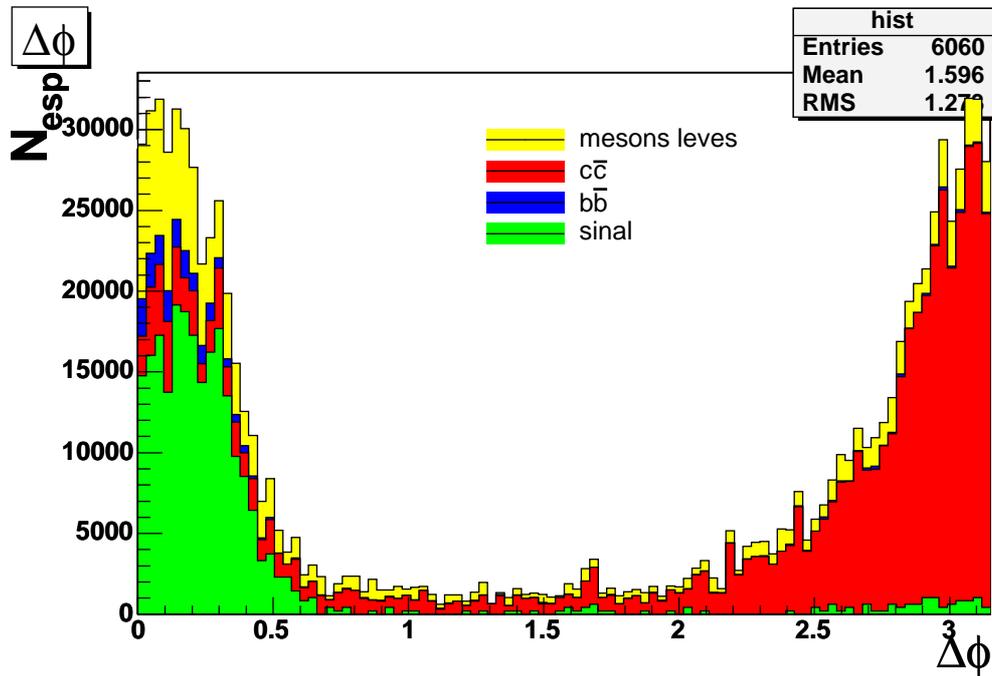


Figura 6.13: SD - Distribuição da diferença do ângulo azimutal dos pares de múons.

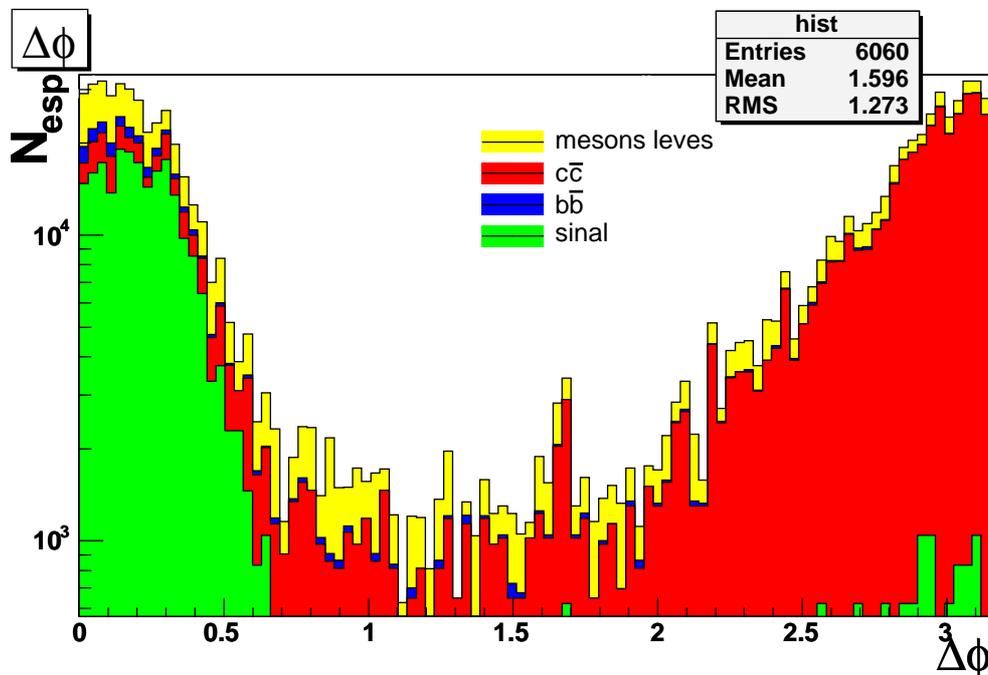


Figura 6.14: SD - Distribuição da diferença do ângulo azimutal dos pares de múons em escala logarítmica.

Nas figuras 6.15 e 6.16 é apresentada a distribuição de momentum transverso ( $p_t$ ) dos múons.

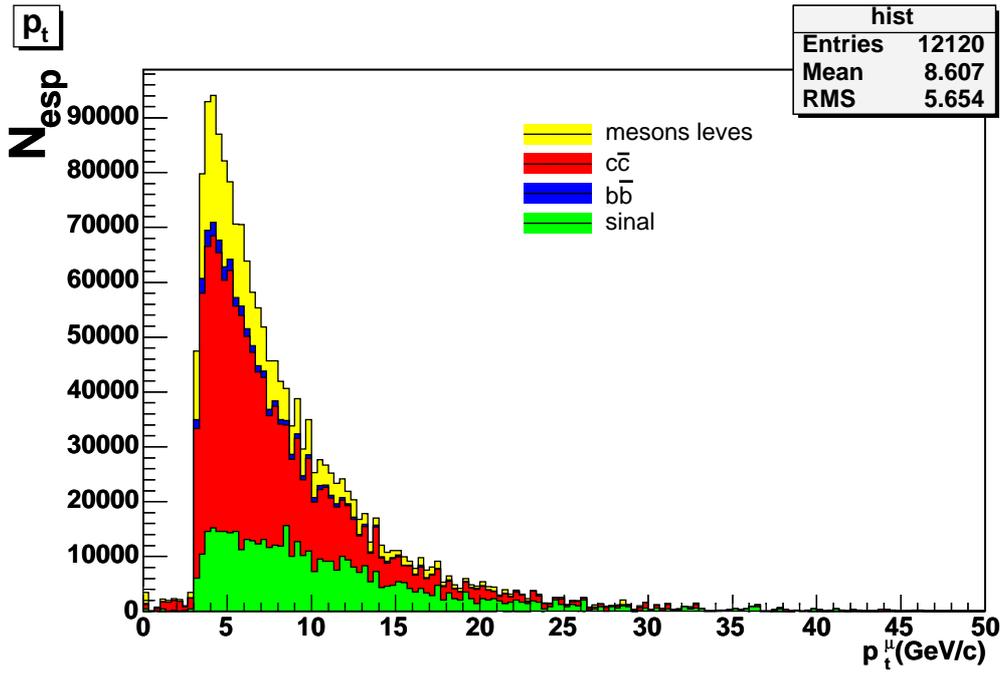


Figura 6.15: SD - Distribuição do momentum transverso dos múons.

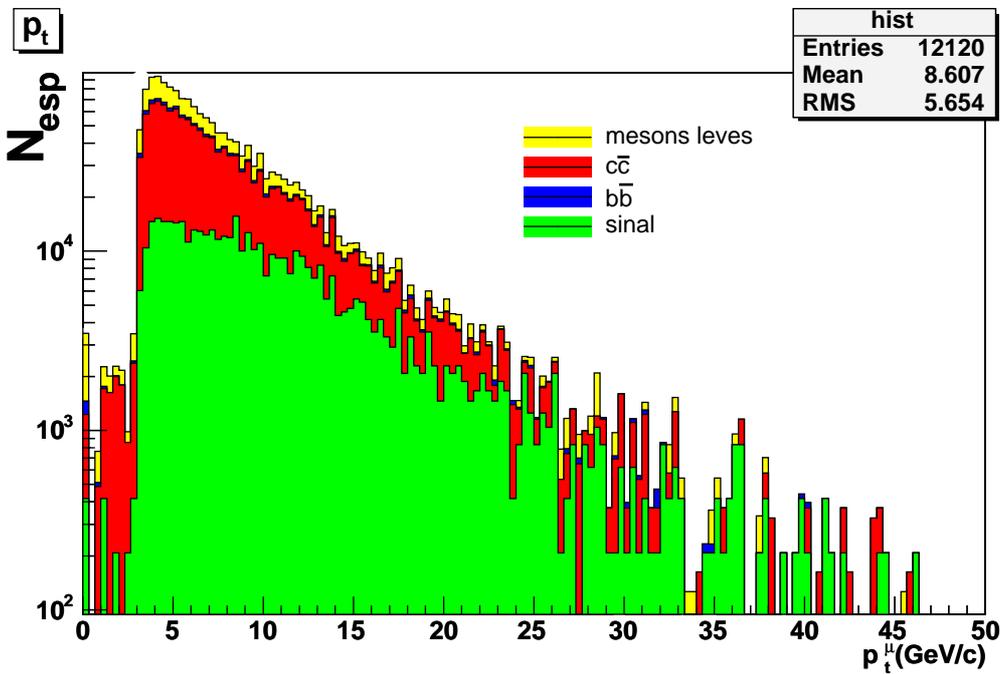


Figura 6.16: SD - Distribuição do momentum transverso dos múons em escala logarítmica.

A última distribuição para processo de SD é apresentada na figura 6.17 e 6.18, que é o momento transversal dos prótons.

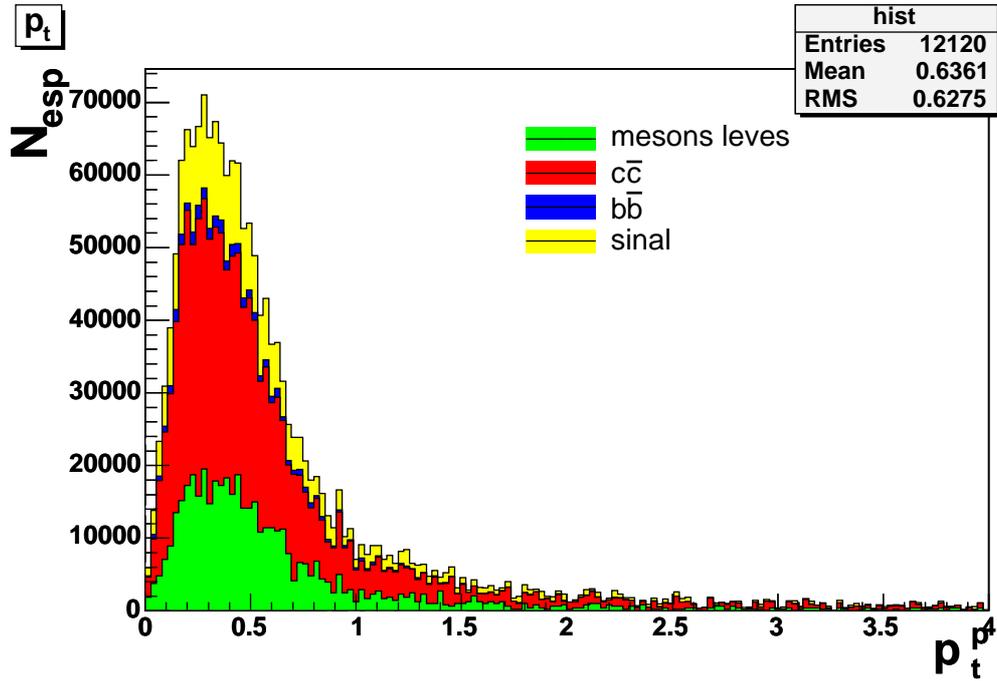


Figura 6.17: SD - Distribuição do momento transversal dos prótons em GeV/c.

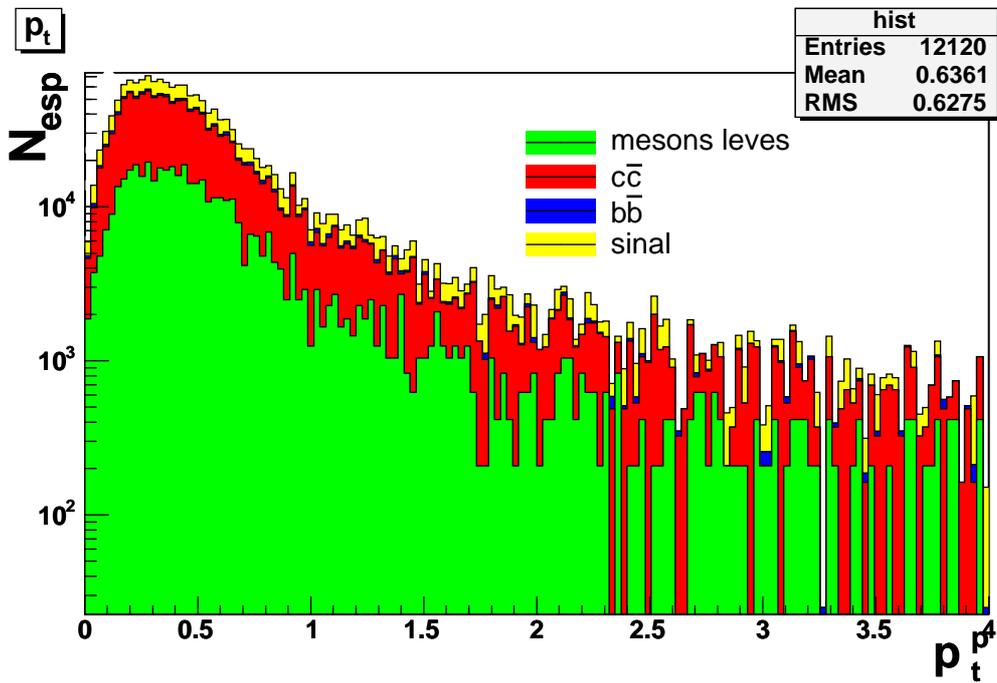


Figura 6.18: SD - Distribuição do momento transversal dos prótons em escala logarítmica em GeV/c.

## Correlações

A seguir veremos gráficos de correlações entre grandezas que foram utilizadas para estabelecer alguns cortes. Neles podemos observar em quais regiões encontramos uma maior concentração de eventos e vemos se os cortes que estamos aplicando são redundantes entre si.

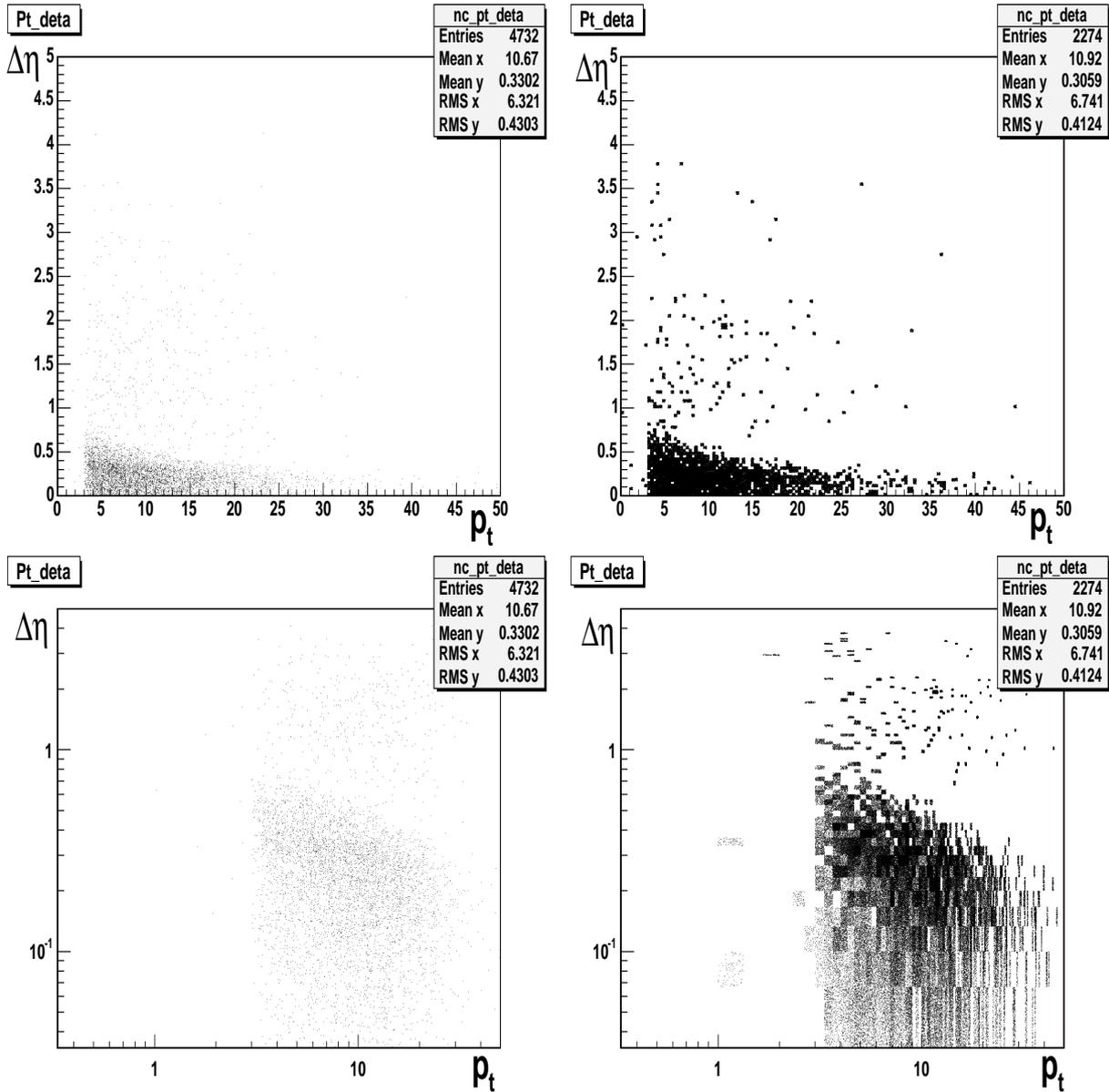


Figura 6.19: Gráficos de correlação entre o momento transversal ( $p_t$ ) de cada múon e a diferença da pseudo-rapidez ( $\Delta\eta$ ) dos múons. Os gráficos da esquerda são de DPE e da direita de SD para o canal de sinal.

Na figura 6.19, observamos que os gráficos  $\Delta\eta$  x  $p_t$  mostram uma correlação na região compreendida entre  $2.75 \leq p_t \leq 22$  e  $\Delta\eta \leq 0.8$ , esperamos encontrar mais eventos do tipo que queremos nessa região.

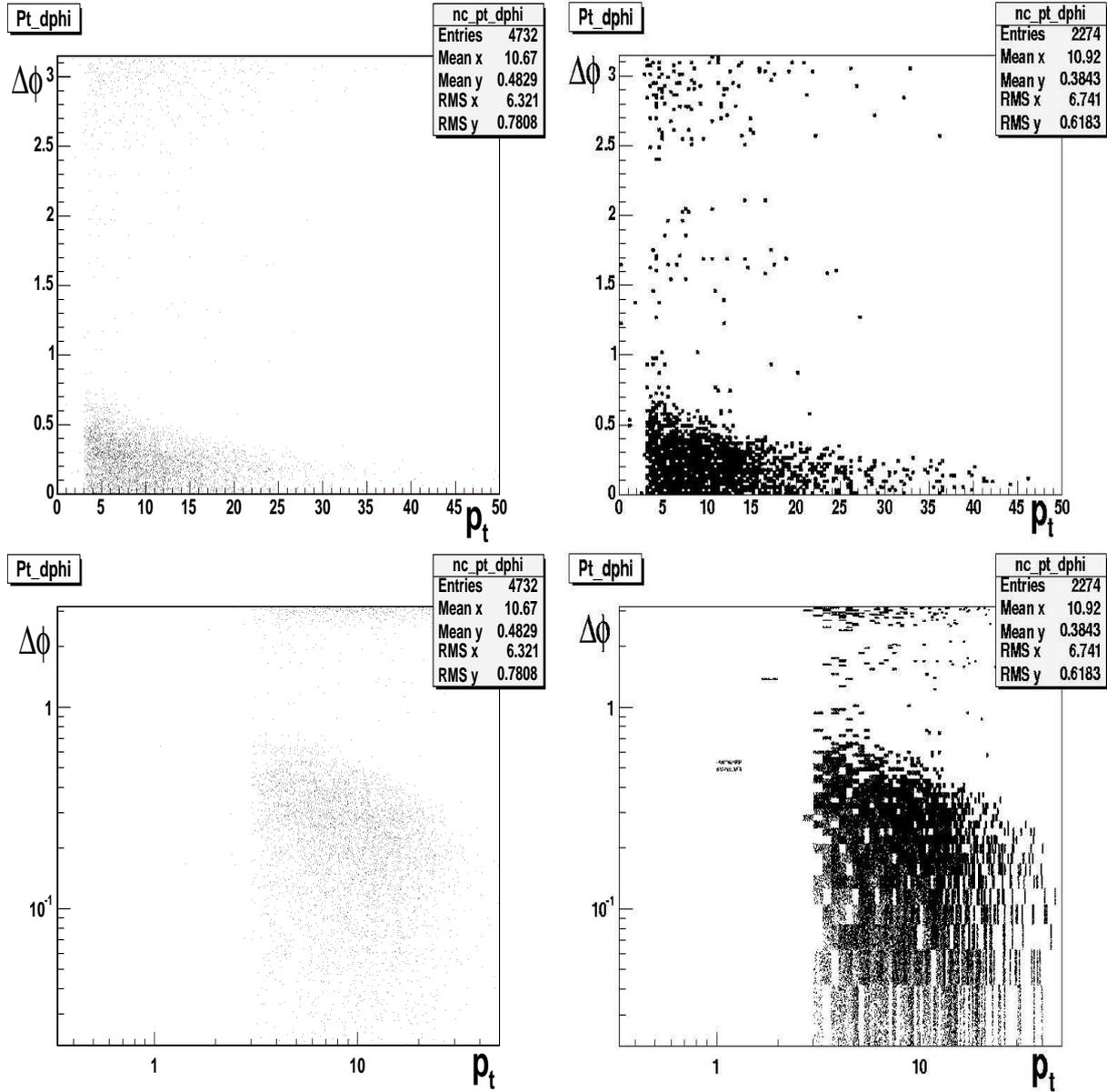


Figura 6.20: Gráficos de correlação entre o momento transversal e  $\Delta\phi$  dos múons. Os gráficos da esquerda são de DPE e da direita de SD para o canal de sinal.

Vemos na figura 6.20, os gráficos  $\Delta\phi$  x  $p_t$  que mostram correlações na região compreendida entre  $2.75 \leq p_t \leq 22$  e  $\Delta\phi \leq 0.635$ , região onde se concentram os eventos de sinal.

## 6.1 Seleção e Resultados

Baseado nas distribuições apresentadas nas seções anteriores, podemos determinar para quais valores e em quais variáveis podemos aplicar os cortes em nossa amostra de dados. Determinamos seis diferentes cortes a serem aplicados:

- **Corte 1** No primeiro corte, selecionamos na nossa amostra aquelas que contêm pares de múons com carga líquida nula, ou seja, a soma das cargas de dois múons deve ser nula.
- **Corte 2** O segundo corte é baseado no momentum transversal dos prótons, exigimos que  $p_t^p \leq 0,85$  GeV.
- **Corte 3** No terceiro corte fazemos a exigência de que a diferença entre a pseudo-rapidez dos múons seja menor ou igual a 0,8,  $\Delta\eta \leq 0,8$ .
- **Corte 4** O quarto critério de seleção dá-se ao eliminarmos aqueles eventos cujo momento transversal dos múons esteja fora do intervalo de  $2,75 \leq p_t^\mu \leq 22$  GeV.
- **Corte 5** No penúltimo corte levamos em conta a diferença entre o ângulo azimutal do par de múons, exigindo que  $\Delta\phi \leq 0,635$ .
- **Corte 6** Por último eliminamos aqueles eventos cuja massa invariante reconstruída a partir do par de múons esteja fora do intervalo  $2,69 \leq M_{\mu^+\mu^-} \leq 3,49$  GeV/c<sup>2</sup>, cujo centro está na massa do  $J/\psi$ .

Nas tabelas 6.2 e 6.3 podemos acompanhar a evolução do número de eventos, absolutos, ao passarem por cada corte, tanto para processo de Difração Simples quanto para processos de Dupla Troca de Pomeron, respectivamente. Os dados são dispostos separadamente para cada canal e na última coluna temos o total de eventos.

DPE	Sinal	Mésons Leves	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$
Sem Corte	2370 (100%)	486 (100%)	1307 (100%)	26464 (100%)
$\mu^+\mu^-$	2255 (95,15%)	351 (72,22%)	1270 (97,17%)	25409 (96,01%)
$p_t^p$	2213 (93,38%)	351 (72,22%)	1270 (97,17%)	24911 (94,13%)
$\Delta\eta^\mu$	1904 (80,34%)	264 (54,32%)	1256 (96,10%)	9780 (36,96%)
$p_t^\mu$	1758 (74,18%)	264 (54,32%)	1177 (90,05%)	9684 (36,59%)
$\Delta\phi^\mu$	1646 (69,45%)	184 (37,86%)	1164 (89,06%)	58 (0,20%)
$M_{\mu^+\mu^-}$	1629 (68,73%)	23 (4,73%)	106 (8,11%)	5 (0,02%)

Tabela 6.2: Número absoluto de eventos para cada canal e total, de acordo com a aplicação de cada corte para DPE.

SD	Sinal	Mésons Leves	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$
Sem Corte	1139 (100%)	1277 (100%)	837 (100%)	2810 (100%)
$\mu^+\mu^-$	1087 (95,15%)	938 (73,45%)	744 (89,89%)	2426 (86,33%)
$p_t^p$	979 (85,95%)	917 (71,81%)	729 (87,10%)	2389 (85,02%)
$\Delta\eta^\mu$	902 (79,19%)	722 (56,54%)	682 (81,48%)	1090 (38,79%)
$p_t^\mu$	839 (73,66%)	692 (54,19%)	633 (75,63%)	1032 (36,73%)
$\Delta\phi^\mu$	820 (71,99%)	507 (39,70%)	611 (73,00%)	166 (5,91%)
$M_{\mu^+\mu^-}$	809 (71,03%)	69 (5,40%)	70 (8,36%)	20 (0,71%)

Tabela 6.3: Número absoluto de eventos para cada canal e total, de acordo com a aplicação de cada corte para SD.

Ao normalizarmos nossos dados segundo a equação 6.2, encontramos como eventos esperados para cada canal após os cortes os valores apresentados na tabela 6.4 a seguir.

	Sinal	Mésons Leves	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$
DPE	2086.5	1149.96	26.5665	5.52645
SD	168304	8702.49	1757.98	250.08

Tabela 6.4: Número de eventos esperados por canal após todos os cortes serem aplicados; com luminosidade integrada de  $10 \text{ fb}^{-1}$ .

Após todos os cortes aplicados encontramos as seguintes distribuições, figuras 6.21 a 6.24 para a massa invariante do par de múons.

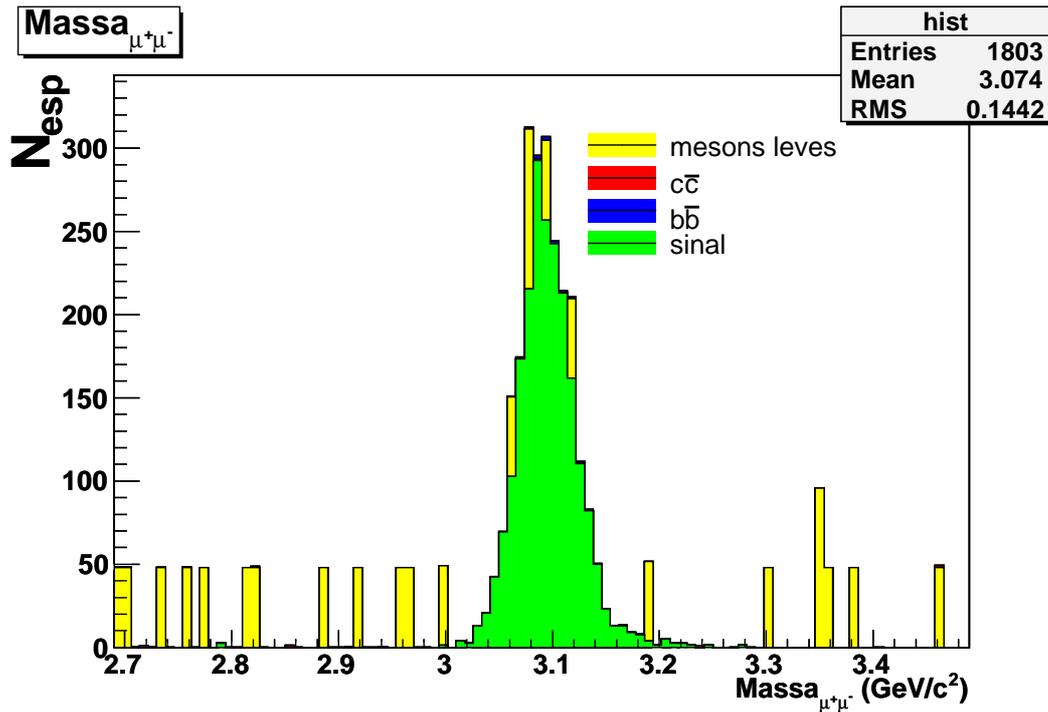


Figura 6.21: DPE - Massa invariante do par de múons.

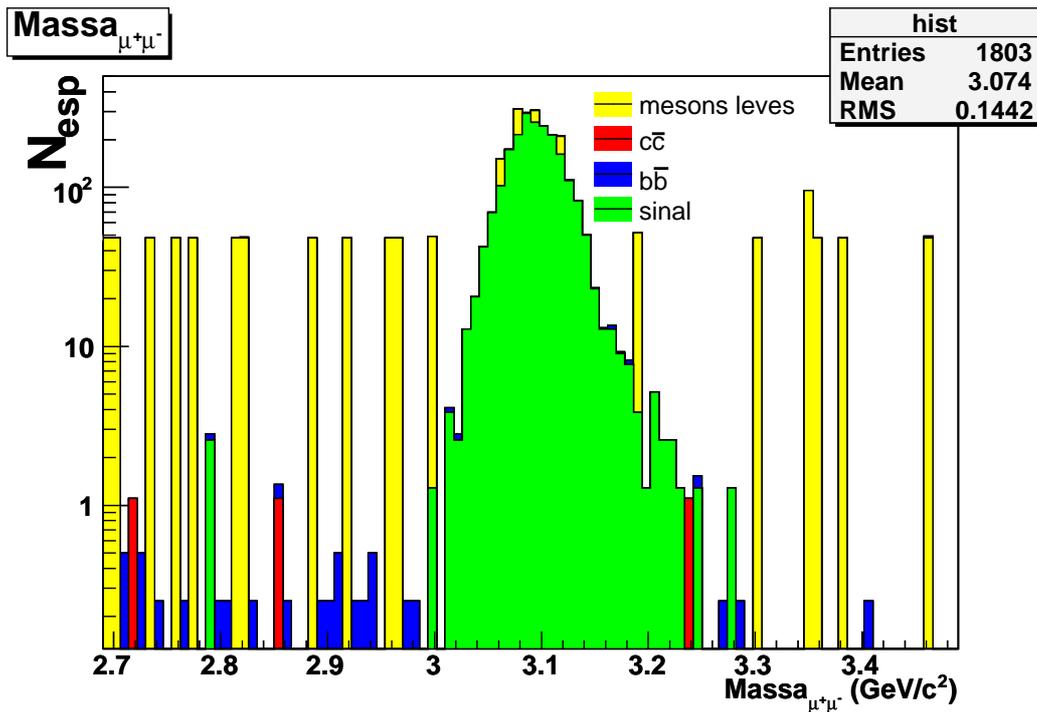


Figura 6.22: DPE - Massa invariante do par de múons em escala logarítmica.

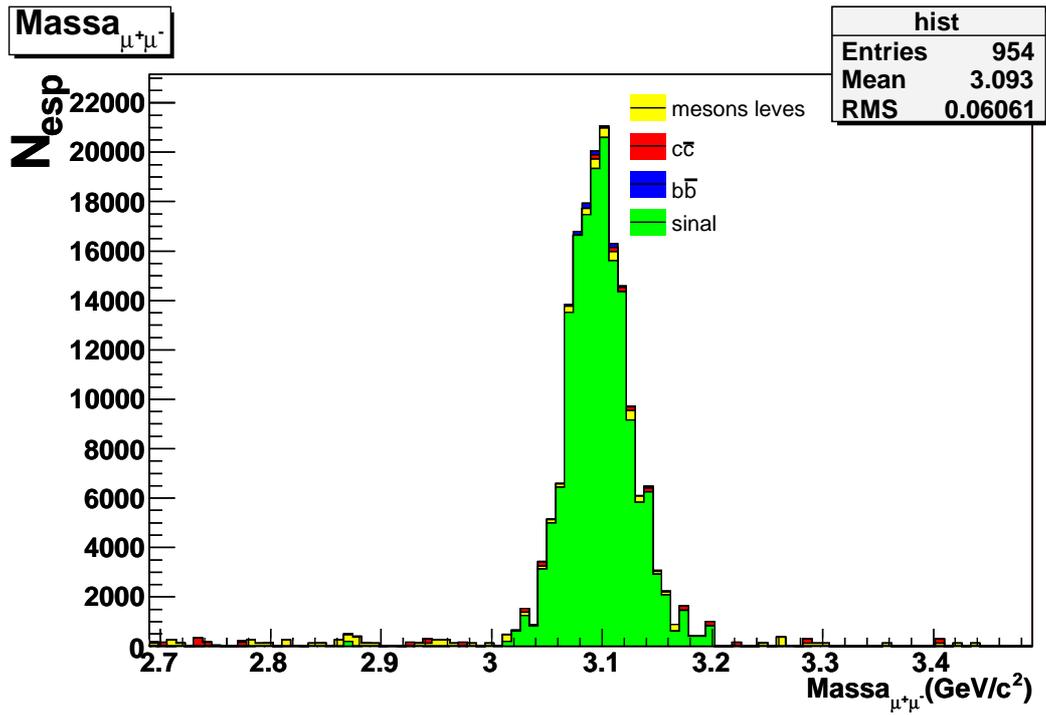


Figura 6.23: SD - Massa invariante do par de múons.

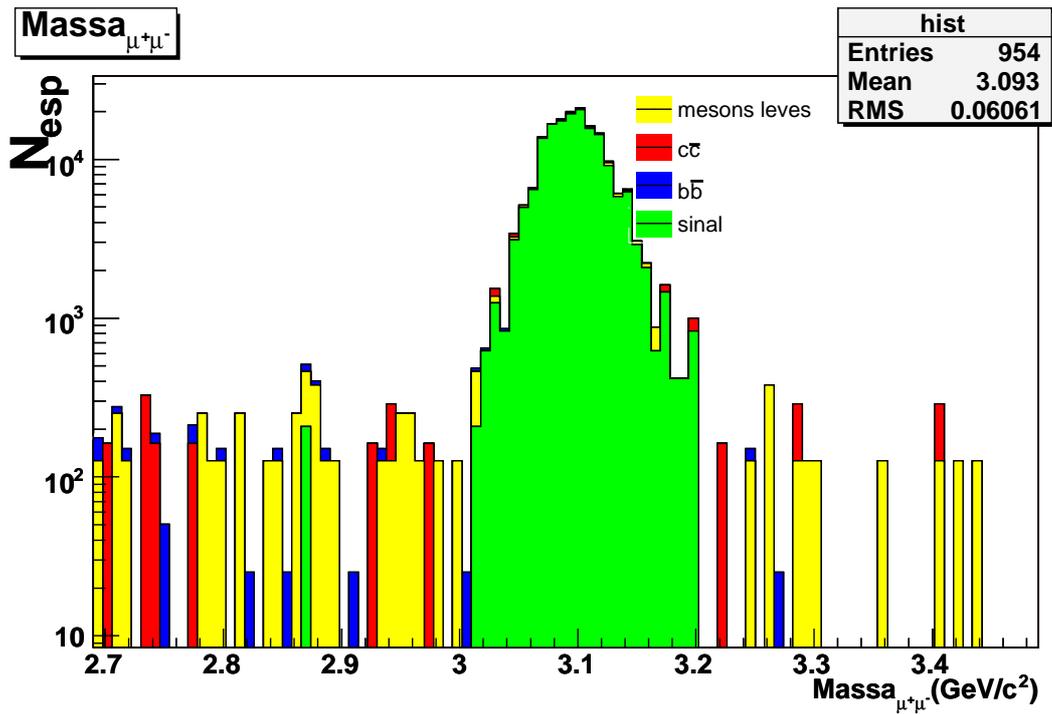


Figura 6.24: SD - Massa invariante do par de múonsem escala logarítmica.

## 6.2 Determinação da Seção de Choque

Depois de selecionarmos, dentro dos eventos gerados, aquele que queremos, podemos enfim estimar a seção de choque  $\sigma$  (equação 6.3) do processo em estudo.

$$\sigma = \frac{N_{sel}^{tot} - N_{sel}^{fundo}}{\epsilon \times \mathcal{L}} \quad (6.3)$$

onde  $N_{sel}^{tot}$  é o número total de eventos selecionados,  $N_{sel}^{fundo}$  é o número de eventos de fundo selecionados,  $\epsilon$  é a eficiência esperada para o sinal (calculada de acordo com a equação 6.4) e  $\mathcal{L}$  a luminosidade<sup>2</sup>.

$$\epsilon = \frac{N_{sel}^{sin}}{N_{tot}^{sin}} \quad (6.4)$$

onde  $N_{sel}^{sin}$  é o número de eventos de sinal selecionados e  $N_{tot}^{sin}$  é o número total de eventos de sinal. Na tabela 6.5 encontramos os valores para as eficiências em DPE e SD.

	$N_{sel}^{sin}$	$N_{tot}^{sin}$	$\epsilon$
DPE	1629	9873	0,165
SD	809	2448	0,330

Tabela 6.5: Número de eventos de sinal selecionados ( $N_{sel}^{sin}$ ), número total de eventos de sinal ( $N_{tot}^{sin}$ ) e eficiência ( $\epsilon$ ), tanto para DPE quanto para SD.

Utilizando a equação 6.3, calculamos as estimativas para as seções de choques nos dois processos estudados, DPE (equação 7.1) e SD (equação 7.1).

$$\sigma_{DPE} = \frac{2086,5}{0,165 \times 1000} = 12,65 \text{ pb} \quad (6.5)$$

$$\sigma_{SD} = \frac{168304}{0,330 \times 1000} = 510,01 \text{ pb.} \quad (6.6)$$

---

<sup>2</sup>Como mencionado anteriormente, a luminosidade integrada prevista para o experimento é de  $10 \text{ fb}^{-1}$ .

# Capítulo 7

## Conclusões

As colisões hadrônicas a energias que serão alcançadas no LHC/CERN possibilitarão a produção em larga escala de sabores pesados, dessa forma o CMS será uma interessante ferramenta de investigação para produção hadrônica.

Para a simulação dos eventos utilizamos os softwares que estão sendo desenvolvidos pela colaboração CMS, os mesmos foram instalados na T2 HEPGRID BRASIL. A dissertação que está sendo apresentada bem como a que será defendida por meu colega de trabalho Antonio Vilela Pereira estão sendo de grande importância para a implementação e consolidação da estrutura montada, uma vez que tivemos a incumbência de sermos os primeiros a utilizá-la não só para testes.

As duas topologias, Difração Simples e Dupla Troca de Pomeron, que foram estudadas, mostraram ser canais viáveis para o estudo da produção difrativa do  $B \rightarrow J/\psi + X \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Encontramos para a seção de choque desses canais os seguintes valores<sup>1</sup>:

$$\sigma_{DPE} = 12,650 \pm 0,001 \text{ pb}$$

$$\sigma_{SD} = 510,01 \pm 0,23 \text{ pb.}$$

Após os cortes, tanto para eventos de Dupla Troca de Pomeron quanto para eventos de Difração Simples temos para o Sinal um percentual de aproximadamente 70% de eventos que sobrevivem, enquanto que para Mésons Leves e para  $b\bar{b}$  ficou em torno de 5% e 8%,

---

<sup>1</sup>O erro aqui apresentado é composto apenas pela parte estatística

respectivamente. O canal  $c\bar{c}$  apresentou uma discrepância muito grande entre os valores percentuais encontrados para DPE e SD, 0,02% e 0,71% respectivamente.

A partir da reconstrução da massa invariante dos pares de múons selecionados após os cortes, obtivemos os seguintes valores para eventos de Dupla Troca de Pomeron e Difração Simples:

$$\text{DPE} \implies M_{\mu^+\mu^-} = 3,074 \pm 0,144 \text{ GeV}/c^2.$$

$$\text{SD} \implies M_{\mu^+\mu^-} = 3,093 \pm 0,061 \text{ GeV}/c^2.$$

O FAMOS apresentou durante o estudo uma grande evolução com relação a simulação. A medida que usamos uma nova versão (a primeira utilizada com êxito foi FAMOS\_1.2.0), os valores esperados para a massa invariante do  $J/\psi$  melhoraram consideravelmente.

Espera-se que ao utilizarmos a simulação completa também possamos encontrar os mesmos resultados, sendo este um novo passo na análise uma vez que já conhecemos a estrutura dos programas de simulação do CMS.

Este trabalho se insere no TDR (*TECHNICAL DESIGN REPORT*)<sup>2</sup> da Física do CMS. Este documento contém os trabalhos de todos os grupos que fazem parte da colaboração CMS com contribuições a respeito da Física que pretendemos estudar.

---

<sup>2</sup>Relatório Técnico do Projeto.

# Apêndice A

## Cinemática

Uma interação de duas partículas pode produzir várias outras, esse processo é caracterizado como  $2 \rightarrow n$ :

$$p_1 + p_2 \rightarrow p'_1 + p'_2 + \dots + p'_n, \quad (\text{A.1})$$

os termos do lado esquerdo da equação representam o quadrimomento das duas partículas incidentes e os do lado direito são das  $n$ (possíveis) partículas espalhadas. Utilizando o princípio da conservação do momento e da energia, podemos obter os seguintes quadrimomentos:

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n, = \sum_{i=1}^n E_i \quad (\text{A.2})$$

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \dots + \mathbf{p}'_n, = \sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i \quad (\text{A.3})$$

com

$$E_i^2 = \mathbf{p}_i^2 + m_i^2, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n.$$

Para processos do tipo  $2 \rightarrow n$  temos  $3n - 4$  variáveis invariantes de Lorentz independentes, com 4 vínculos da conservação do quadrimomento.

### 1 Tipos de Processos

Inicialmente temos que caracterizar os tipos de processos que podem ocorrer. Suponhamos, por exemplo, um processo qualquer do tipo  $2 \rightarrow 2, 3, \dots, n$ .

De acordo com o aumento da energia disponível para a colisão de partículas, o número de partículas produzidas vai aumentando, como exemplificado na equação A.1, onde temos a colisão de duas partículas iniciais  $p_1$  e  $p_2$  produzindo  $n$  partículas. Se conseguirmos identificar todas as partículas de estado final do processo, ele recebe o nome de *reação exclusiva*. Caso seja feita apenas a identificação de uma ou duas partículas e as outras forem medidas juntas, então esse processo recebe o nome de *reação inclusiva*. Uma representação dos dois processos físicos seriam:

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 \quad \text{e} \quad 1 + 2 \rightarrow 3 + X \quad (\text{A.4})$$

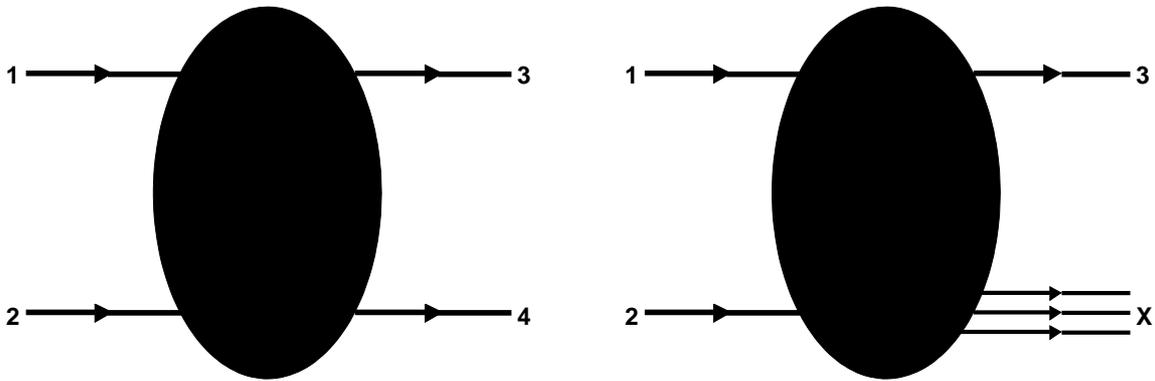


Figura A.1: Espalhamento exclusivo  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ .  
 Figura A.2: Espalhamento inclusivo  $1 + 2 \rightarrow 3 + X$ .

## 2 Variáveis de Mandelstam - Invariantes Cinemáticos

No caso de uma reação do tipo

$$p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4, \quad (\text{A.5})$$

temos que duas variáveis independentes, a energia de colisão e o ângulo de espalhamento, são suficientes para descrever toda a cinemática envolvida no processo. Porém, é conveniente

adotarmos para os cálculos variáveis invariantes segundo as transformações de Lorentz, as quais chamamos *variáveis de Mandelstan*, que vemos a seguir nas equações A.6, A.7 e A.8:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = E_{cm}^2, \quad (\text{A.6})$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 = -Q^2, \quad (\text{A.7})$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2. \quad (\text{A.8})$$

temos que a primeira variável é igual ao quadrado da energia de centro-de-massa ( $E_{cm}$ ) e a segunda é o valor negativo do quadrado do quadri-momento transferido. Na figura A.3 podemos ver uma representação pictórica de cada canal.

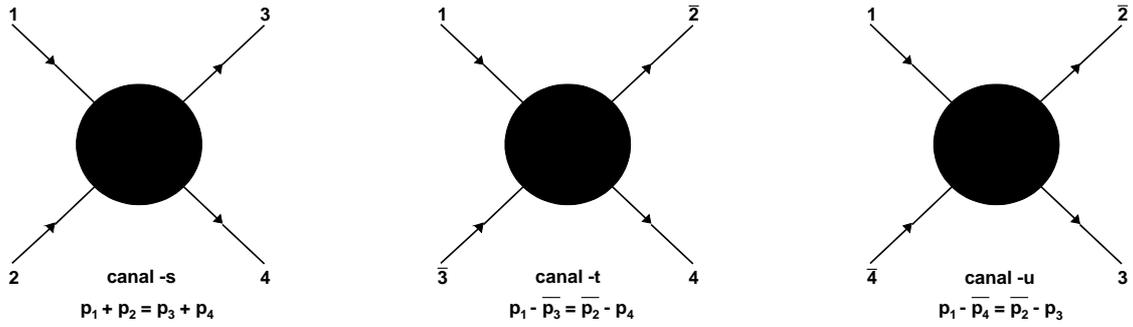


Figura A.3: Representação gráfica e equações de cada canal das variáveis de Mandelstan. Por exemplo,  $\bar{p}_3$  significa o quadrimomento da antipartícula de  $p_3$ .

Utilizando essas três definições e a conservação da energia-momento, podemos derivar facilmente a identidade A.9,

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2. \quad (\text{A.9})$$

Tomando duas dessas variáveis como independentes, normalmente as escolhida são  $s$  e  $t$ , que são suficientes para definirmos toda a cinemática da interação.

Um processo que ocorre via canal-s é aquele em que as partículas 1 e 2 se aniquilam mutuamente produzindo uma ressonância que decai nas partículas de estado final 3 e 4 como

podemos ver na figura A.4(a). Já um processo que ocorre via canal-t é aquele em que o mediador é trocado entre as partículas 1 e 2 e como resultado temos no estado final as partículas 3 e 4 como vemos na figura A.4(b).

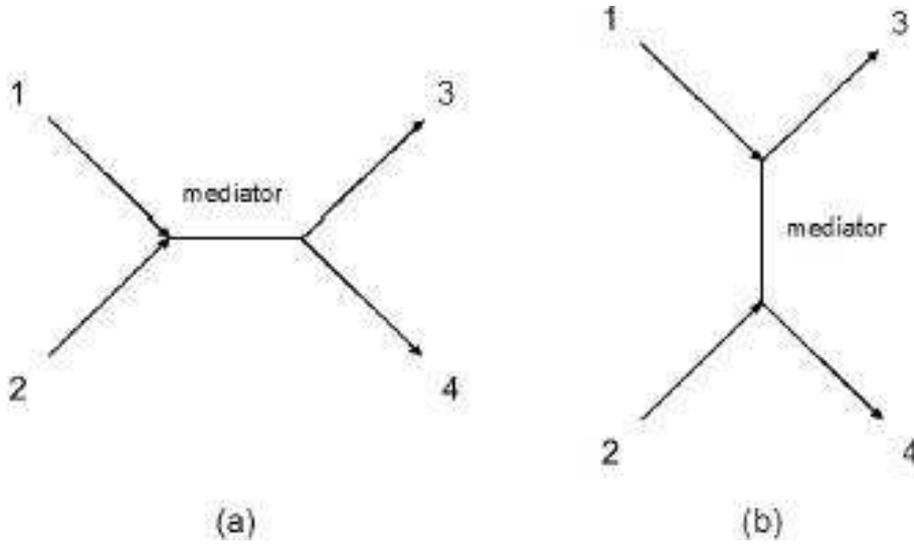


Figura A.4: Diagramas pictóricos (a) de uma ressonância no canal-s e (b) de um processo de troca de mediadores no canal-t.

## 2.1 Sistema de Centro-de-Massa

O Sistema de Centro-de-Massa (SCM) é definido de forma que

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0. \quad (\text{A.10})$$

Utilizando-se da equação A.10, da conservação do momento e adotando que as partículas estão se movendo na direção do eixo-z, podemos escrever que

$$p_1 = (E_1, \mathbf{p}) = (E_1, 0, 0, p_z), \quad (\text{A.11})$$

$$p_2 = (E_2, -\mathbf{p}) = (E_2, 0, 0, -p_z), \quad (\text{A.12})$$

$$p_3 = (E_3, \mathbf{p}') = (E_3, \mathbf{p}_\perp, p'_z), \quad (\text{A.13})$$

$$p_4 = (E_4, -\mathbf{p}') = (E_4, -\mathbf{p}_\perp, -p'_z) \quad (\text{A.14})$$

Nas equações A.11-A.12 foram utilizadas as componentes do momentum  $p_z$  e  $\mathbf{p}_\perp$  (bivetor perpendicular), os quais são definidos por

$$p_z = |\mathbf{p}'| \cos \theta, \quad (\text{A.15})$$

$$|\mathbf{p}_\perp| = |\mathbf{p}'| \text{sen } \theta, \quad (\text{A.16})$$

de acordo com a figura A.5.

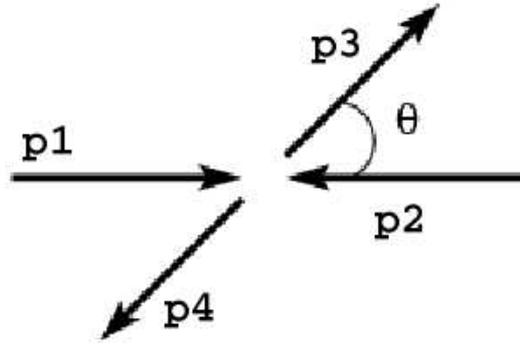


Figura A.5: Sistema de centro-de-massa.

portanto, o quadrimomento transferido  $t$  é dado por

$$\begin{aligned} t &= (p_1 - p_3)^2 \\ &= m_1^2 + m_3^2 - 2E_1 E_3 + 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}'| \cos \theta. \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Lembrando que  $\sqrt{s} = E_1 + E_2$  é a energia de centro-de-massa e que  $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$ , podemos escrever as energias  $E_1, E_2, E_3$  e  $E_4$  como função de  $\sqrt{s}$ :

$$E_1 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_1^2 - m_2^2), \quad (\text{A.18})$$

$$E_2 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_2^2 - m_1^2), \quad (\text{A.19})$$

$$E_3 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_3^2 - m_4^2), \quad (\text{A.20})$$

$$E_4 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_4^2 - m_3^2), \quad (\text{A.21})$$

A partir das equações A.18 - A.21 obtemos

$$\begin{aligned} \mathbf{p}^2 &= \mathbf{p}_z^2 = E_1^2 - m_1^2 \\ &= \frac{1}{4s}[s - (m_1 + m_2)^2][s - (m_1 - m_2)^2] \\ &= \frac{1}{4s}\lambda(s, m_1^2, m_2^2) \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

e

$$\begin{aligned} \mathbf{p}'^2 &= \mathbf{p}_\perp^2 + p_z^2 = E_3^2 - m_3^2 \\ &= \frac{1}{4s}[s - (m_3 + m_4)^2][s - (m_3 - m_4)^2] \\ &= \frac{1}{4s}\lambda(s, m_3^2, m_4^2) \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

onde a função triângulo  $\lambda$  é definida como:

$$\lambda(s, m_1, m_2) = s^2 + m_1^2 + m_2^2 - 2sm_1 - 2m_1, m_2 - 2sm_2. \quad (\text{A.24})$$

No limite de altas energias, ou seja quando  $s \rightarrow \infty$ , podemos desprezar as massas e assim descrevemos as energias como:

$$E_1, E_2, E_3, E_4 \simeq \frac{\sqrt{s}}{2} \quad (\text{A.25})$$

e

$$|\mathbf{p}|, |\mathbf{p}'| \simeq \frac{\sqrt{s}}{2}. \quad (\text{A.26})$$

No caso particular em que temos, ou podemos considerar, as massas iguais para as partículas interagentes é fácil verificar que as equações (A.22) e (A.23) podem ser reescritas como:

$$\cos \theta = 1 + \frac{2t}{s - 4m^2} \quad (\text{A.27})$$

e

$$|\mathbf{p}| = \frac{1}{2}\sqrt{s - 4m^2} \quad (\text{A.28})$$

de onde obtemos:

$$t = -2\mathbf{p}^2(1 - \cos \theta) \quad (\text{A.29})$$

e

$$s = 4(\mathbf{p}^2 + m^2) \quad (\text{A.30})$$

que, de acordo com a equação. (A.9), nos dá:

$$u = -2\mathbf{p}^2(1 + \cos \theta). \quad (\text{A.31})$$

E no caso em que podemos desprezar as massas das partículas frente à energia de colisão, as equações (A.27) e (A.28) tornam-se respectivamente:

$$\cos \theta = 1 + \frac{2t}{s}. \quad (\text{A.32})$$

Nos processos difrativos simples,  $t$  é tipicamente muito pequeno ( $\approx -1\text{GeV}^2$ )[47], por isso o cosseno do ângulo  $\theta$  é diretamente proporcional a  $t$  conforme pode ser visto na equação A.32.

### 3 Seção de choque, reação exclusiva de dois corpos

A seção de choque de uma interação está relacionada com a probabilidade da interação ocorrer.

Temos que a seção de choque diferencial para uma reação exclusiva de dois corpos no estado inicial e  $n$  corpos no estado final é dada por:

$$d\sigma = \frac{1}{\Phi} |A(i \rightarrow f_n)|^2 d\Pi_n \quad (\text{A.33})$$

onde  $\Phi$  é o fluxo incidente e  $d\Pi_n$  é o espaço de fase invariante de Lorentz para  $n$  partículas no estado final. Representamos o estado inicial de duas partículas por:

$$|i\rangle = |p_1 p_2\rangle \quad (\text{A.34})$$

com quadri-momentum total  $p_i = p_1 + p_2$ . O estado final composto por  $n$  partículas é representado por:

$$|f_n\rangle = |p'_1 \dots p'_n\rangle. \quad (\text{A.35})$$

A seção de choque total será obtida ao integrarmos a equação A.33

$$\sigma_{total} = \frac{1}{\Phi} \sum_n \int d\Pi_n |A(i \rightarrow f_n)|^2. \quad (\text{A.36})$$

temos que o espaço de fase de A.33 é

$$d\Pi_n = \prod_{j=1}^n \frac{d^3 \mathbf{p}'_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left( p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j \right) \quad (\text{A.37})$$

e o fluxo é

$$\Phi = 2\lambda^{1/2}(s, m_1^2, m_2^2), \quad (\text{A.38})$$

onde a função triângulo  $\lambda^{1/2}(s, m_1^2, m_2^2)$  é igual a  $2[(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2]^{1/2}$ . Agora podemos reescrever a seção de choque diferencial como:

$$d\sigma_{total} = \frac{1}{2\lambda^{1/2}(s, m_1^2, m_2^2)} \prod_{j=1}^n \frac{d^3 \mathbf{p}'_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left( p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j \right) |A(i \rightarrow f_n)|^2. \quad (\text{A.39})$$

Agora vamos restringir no escopo a um processo do tipo  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ . Dessa forma a equação A.39

$$d\sigma_{total} = \frac{1}{2\lambda^{1/2}(s, m_1^2, m_2^2)} \frac{d^3 \mathbf{p}_3 d^3 \mathbf{p}_4}{(2\pi)^3 2E_3 (2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^4 (p_1 + p_2 - p_3 - p_4) |A(12 \rightarrow 34)|^2 \quad (\text{A.40})$$

Usando a função  $\delta^4 (p_1 + p_2 - p_3 - p_4)$  para fazermos a integração sobre  $d^3 \mathbf{p}_4$  e decompondo  $d^3 \mathbf{p}_3 = \mathbf{p}_3^2 d|\mathbf{p}_3| d\Omega$ , onde  $d\Omega = d\cos\theta d\phi$ . Escolhendo também para o sistema de centro de massa,

$\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$  e  $\mathbf{p}_3 = -\mathbf{p}_4$  e usando

$$E_1 + E_2 = \sqrt{s} \quad (\text{A.41})$$

$$E_3 + E_4 = \sqrt{p_3^2 + m_3^2} \quad (\text{A.42})$$

utilizando todos esses fatores chegamos a seção de choque diferencial por unidade de ângulo sólido

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^{1/2}(s, m_3^2, m_4^2)}{64\pi^2 s \lambda^{1/2}(s, m_1^2, m_2^2)} |A(s, t)|^2 \quad (\text{A.43})$$

e no limite de altas energias, quando  $s \rightarrow \infty$  a equação A.43 se reduz a

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{1}{64\pi^2 s} |A(s, t)|^2. \quad (\text{A.44})$$

Expressando a seção de choque diferencial em função do momentum transferido  $t$  e em termos da amplitude de espalhamento total, temos

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq \frac{1}{16\pi s^2} |A(s, t)|^2. \quad (\text{A.45})$$

# Bibliografia

- [1] “*European Organization for Nuclear Research*” - CERN. Disponível na Internet: <http://user.web.cern.ch/user/cern.html> em nov. 2005.
- [2] Brandt, A. et al., UA8 Collab., Phys. Lett. B297, 417 (1992).
- [3] Ahmed, T. et al., H1 Collab., Phys. Lett B435, 3 (1995).
- [4] Ahmed, T. et al., H1 Collab., DESY 95-036 (1995).
- [5] Derrick, M. et al., ZEUS Collab., Phys. Lett. B332, 228 (1994).
- [6] Derrick, M. et al., ZEUS Collab., Phys. Lett. B346, 339 (1995).
- [7] “*CMS Computing and Core Software Home*” - CMS Software. Disponível na Internet: <http://cms-project-ccs.web.cern.ch/cms-project-ccs> em nov. 2005.
- [8] Brun, R., et. al. “*The Root User’s Guide*”. Disponível na Internet: <http://root.cern.ch> em nov. 2005.
- [9] Eidelman, S., et. al. “*Review of Particle Physics*”. Phys. Lett. B, 592 (2004). Disponível na Internet: <http://pdg.lbl.gov> em nov. 2005.
- [10] Gross, D.J. e Wilczek, F., Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973); Politzer, H.D., Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973).
- [11] Anais da Conferência “*Twenty Years of QCD*”, editado por P. Zerwas e H. Kastrup (2 volumes, World Scientific, Cingapura, 1993).
- [12] Good, M. L. e Walker, W.D., Phys. Rev. 120, 1857 (1960).
- [13] Collins, P. D. B., “*An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics*”, Cambridge University Press, Cambridge, MA, 1977.
- [14] Derrick, M. et al., ZEUS Collab., Phys. Lett. B315, 481 (1993).
- [15] Ahmed, T. et al., H1 Collab., Nucl. Phys. B429, 477 (1994).
- [16] Bjorken, J.D., Phys. Rev. D47, 101 (1993).
- [17] Regge, T., Nuovo Cimento 14, 951 (1959).
- [18] Regge, T., Nuovo Cimento 18, 947 (1960).
- [19] Barone, V., Predazzi, E. “*High-energy particle diffraction*”. Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002.
- [20] Chew, G. F. P. e Frautsch, S. C., Phys. Rev. Lett. 7,394 (1961).
- [21] Gribov, V. N., Zh. Eksp. Teor. Z. 41, 667 [transl. Sov. Phys. JETP 14, 478 (1962)].
- [22] Abatzis, S. et al, WA91, Phys. Lett. B324, 509 (1994).
- [23] Donnachie, A. Landshoff, P. V., Phys. Lett. B296, 227 (1992).

- [24] Augustin, J. E., et. al., “*Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation*”. Physical Review Letters 33, 1406 (1974).
- [25] Bjorken, J. D. e Glashow, S. L., Phys. Lett. 11, 255 (1964).
- [26] Glashow, S. L., Iliopoulos, J. e Maiani, L., Phys. Rev D2, 1285 (1970).
- [27] Aubert, J. J., et. al., “*Experimental Observation of a Heavy Particle  $J$* ”, Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974).
- [28] Affolder, T. et al., CDF Collab., Phys. Rev. Lett. 87, 241802 (2001).
- [29] Braaten, E. e Yun, T. C., Phys. Rev. Lett. 69, 3704 (1992).
- [30] Abachi, S., et al., D0 Collab., Phys. Lett. B370, 239-248 (1996).
- [31] “*LHC@home*”. Disponível na Internet: <http://athome.web.cern.ch/athome/LHC/lhc.html> em nov. 2005.
- [32] Schael, S. et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 511, 52 (2003).
- [33] *The ECAL Project WEB Server*. Disponível na Internet: <http://cmsdoc.cern.ch/cms/ECAL/html/wp/ecal/Welcome.html> em out. 2005.
- [34] de Barbaro, P., Hagopian, V., “*The CMS Hadron Calorimeter: Progress Report and Test Beam Results*”. 7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, ICATPP-7. Disponível na Internet: [http://villaolmo.mib.infn.it/ICATPP8th\\_2003-/Calorimetry/Debarbaro.pdf](http://villaolmo.mib.infn.it/ICATPP8th_2003-/Calorimetry/Debarbaro.pdf) em out. 2005.
- [35] Della Negra, M., et. al., “*The Compact Muon Solenoid - Muon Technical Design Report*”. CMS Technical Design Report, CMS TDR 3, 15 de dezembro 1997.
- [36] Janot, P., Bailey, D. S., et. al., *FAMOS : Fast Monte-Carlo Simulation*. Disponível na Internet: <http://cmsdoc.cern.ch/famos> em out. 2005.
- [37] Boonekamp, M. e Kúcs, T., “*DPEMC : A MONTE-CARLO for Double Diffraction*”. Disponível na Internet: <http://xxx.lanl.gov/pdf/hep-ph/0312273> em out. 2005.
- [38] Cox, B. E. e Forshaw, J. R., “*POMWIG: HERWIG for Diffractive Interactions*”, Comput. Phys. Commun. 144:104-110,2002. Disponível na Internet: <http://xxx.lanl.gov/pdf/hep-ph/0010303> em out. 2005.
- [39] Corcella, G., Knowles, I.G., Marchesini, G., Moretti, S., K. Odagiri, Richardson, P., Seymour, M., Webber, B., “*HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*”. Disponível na Internet: <http://xxx.lanl.gov/pdf/hep-ph/0011363> out. 2005.
- [40] Derrick, M., et al., ZEUS Collab., DESY 95-143 (1995).
- [41] Bialas, A., Landsho, P. V., Phys. Lett. B256, 540 (1991).
- [42] Ingelman, G. e Schlein, P. E., Phys. Lett. B152, 256 (1985).
- [43] Sjöstrand, T., et al., “*Z physics at LEP1*”, CERN 89-08, vol.3, p.327 (1989).
- [44] Trentadue, L. e Veneziano, G., Geant4 Collab., Phys.Lett. B323, 201 (1994), publicada em Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, NIM A 506, 250-303 (2003).
- [45] *T2 HEPGRID BRASIL: A Regional, National and International Collaboration*”, Disponível na Internet: <http://www.hepgrid.uerj.br> em nov. 2005.
- [46] Condor Team, “*Condor: High Throughput Computing*”, Disponível na Internet: <http://www.cs.wisc.edu/condor> em out. 2005.
- [47] Barone, V. e Predazzi, E., “*High Energy Particle Diffraction*”, 407p, Springer (2002).

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)