



**Universidade do Estado do Rio de Janeiro**  
Centro de Tecnologia e Ciências  
Instituto de Física Armando Dias Tavares

Dilson de Jesus Damião

**Estudo sobre a razão da produção difrativa e total de**  
 **$B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$  no CMS**

Rio de Janeiro  
2010

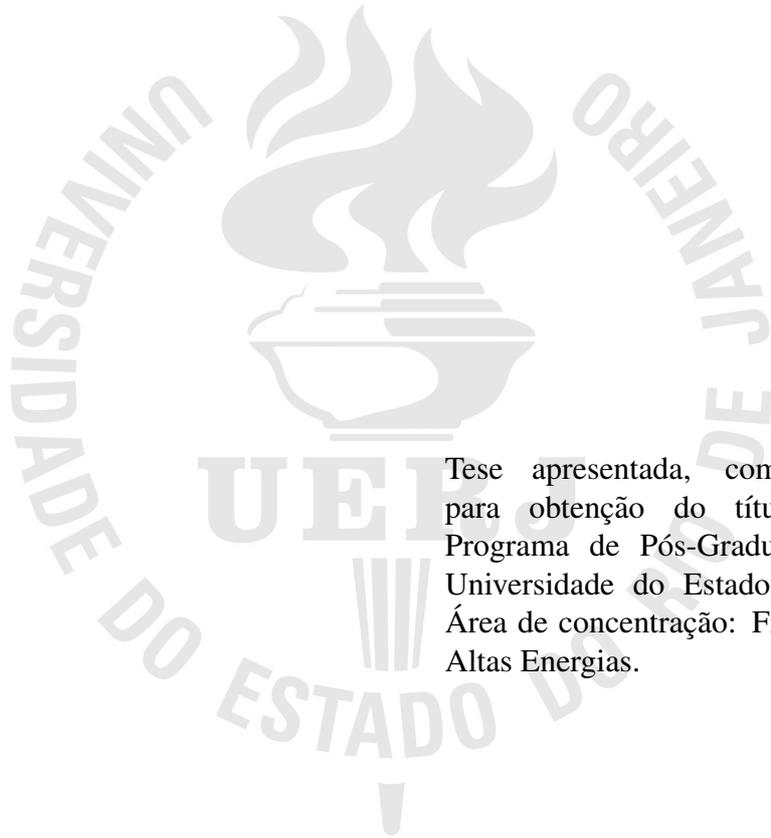
# **Livros Grátis**

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

Milhares de livros grátis para download.

Dilson de Jesus Damião

**Estudo sobre a razão da produção difrativa e total de  
 $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$  no CMS**



Tese apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Área de concentração: Física Experimental de Altas Energias.

Orientador: Prof. Dr. Alberto Franco de Sá Santoro  
Co-Orientador: Prof. Dr. Luiz Martins Mundim Filho

Rio de Janeiro  
2010

CATALOGAÇÃO NA FONTE  
UERJ/REDE SIRIUS/CTC-D

D158

Damião, Dilson de Jesus.

Estudo sobre a razão da produção difrativa e total de  $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$   
no CMS / Dilson de Jesus Damião. - 2010.

77f.: il. color.

Orientador: Alberto Franco de Sá Santoro.

Co-orientador: Luiz Martins Mundim Filho.

Tese (Doutorado) - Universidade do Estado do Rio de Janeiro,  
Instituto de Física Armando Dias Tavares.

1. Espalhamento difrativo - Teses. 2. Partículas (Física Nuclear) -  
Teses. 3. Mésons - Teses. I. Santoro, Alberto Franco de Sá. II. Mundim  
Filho, Luiz Martins. III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Insti-  
tuto de Física Armando Dias Tavares. IV. Título.

CDU 539.12

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial desta tese.

---

Assinatura

---

Data

Dilson de Jesus Damião

# **Estudo sobre a razão da produção difrativa e total de $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$ no CMS**

Tese apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Área de concentração: Física Experimental de Altas Energias.

Aprovada em:

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Alberto Franco de Sá Santoro, DFNAE, UERJ  
Instituto de Física Armando Dias Tavares (IFADT-UERJ)

Prof. Dr. Luiz Martins Mundim Filho, DFNAE, UERJ  
Instituto de Física Armando Dias Tavares (IFADT-UERJ)

Prof. Dr. Edimilson José Tonelli Manganote  
Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP)

Profa. Dra. María Elena Pol  
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF)

Prof. Dr. Vitor Oguri  
Instituto de Física Armando Dias Tavares (IFADT-UERJ)

Prof. Dr. José Soares Barbosa  
Instituto de Física Armando Dias Tavares (IFADT-UERJ)

Prof. Dr. Wagner de Paula Carvalho  
Instituto de Física Armando Dias Tavares (IFADT-UERJ)

Prof. Dr. Gilvan Augusto Alves  
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF)

Rio de Janeiro  
2010

## AGRADECIMENTOS

- A Deus;
- À CAPES e ao CNPq pelo apoio financeiro;
- À Pós-Graduação em Física da Universidade do Estado do Rio de Janeiro - UERJ;
- A Alberto Santoro – o meu sincero agradecimento pela orientação e amizade, por sempre acreditar em meu trabalho, com estímulo, apoio e reflexões críticas;
- A Luiz Martins Mundim Filho – co-orientador e amigo, foi meu primeiro orientador, guiando-me nos passos iniciais e finais nessa ciência que hoje sou Doutor, com seu exemplar profissionalismo e dedicação ao ofício de professor (promessa cumprida);
- A Profa. Dra. Monika Grothe – co-orientadora externa, por todas as contribuições e críticas construtivas;
- 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 por tanto tempo aî);
- 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 acompanham 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, Antonio Vilela Pereira, Diego Matos Figueiredo, Eliza Melo da Costa, Felipe Torres da Silva de Araujo, Luana Soares Jorge, Marco André de Almeida Pacheco, Sheila Mara Silva do Amaral e, sobretudo, a Sandro Fonseca de Souza, que finalmente saiu da minha cola;
- A T2 HEPGRID BRAZIL e a todos que a cuidam com carinho;
- A todos que, direta ou indiretamente, colaboraram para a execução deste trabalho.

Bem-aventurado o homem que acha sabedoria, e o homem que adquire conhecimento.

Provérbios 3:13

Os problemas significativos que enfrentamos não podem ser resolvidos no mesmo nível de pensamento em que estávamos quando os criamos.

Albert Einstein

People are always asking for the latest developments in the unification of this theory with that theory, and they don't give us a chance to tell them anything about what we know pretty well. They always want to know the things we don't know.

Richard Feynman

## RESUMO

DAMIÃO, Dilson de Jesus. *Estudo sobre a razão da produção difrativa e total de  $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$  no CMS*. 2010. 77f. Tese (Doutorado em Física) - Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2010.

O presente trabalho refere-se ao estudo sobre a razão da produção difrativa e total de  $B^+$  decaindo em  $J/\psi + K^+$ , no ambiente do experimento **CMS** do colisor de prótons **LHC** do **CERN**, contribuindo assim com a compreensão geral do Modelo Padrão (**SM**) como a teoria das interações fundamentais entre as partículas elementares. Inicialmente, é apresentada uma análise com o intuito de selecionar os eventos que possuem um méson  $B^+$ , uma vez que o canal de decaimento mencionado: poderá ser a primeira medida da produção exclusiva do méson  $B$  à escala de energia do **LHC**; é um dos principais canais de fundo para outras análises; e possibilita a utilização de um canal limpo para a calibração do **CMS**. Em seguida, é apresentada a forma de se identificar eventos difrativos no **CMS**, utilizando a baixa multiplicidade de torres ativas nos calorímetros **CASTOR** e **HF**. Esse estudo foi baseado em simulações computacionais, as quais reproduziram as condições físicas esperadas para o **CMS/LHC**, à energia de centro de massa de 10 TeV. Utilizou-se na geração de eventos o Monte Carlo **POMWIG** para as amostras difrativas e o **PYTHIA** para as demais.

Palavras-chave: Física Difrativa. Física de sabores pesados. **CMS/LHC**.

## ABSTRACT

This work concerns the study of the diffractive production ratio of the  $B^+$  meson decaying into  $J/\psi + K^+$ , in the **CMS/LHC** environment, thus contributing to an general understanding of the Standard Model (**SM**) as the theory of fundamental interactions between elementary particles. To begin with, an analysis is done in order to select the events that have  $B^+$ , as the study of the mentioned channel could provide the first measurement of the exclusive production of  $B$  mesons at the energy scale of the **LHC**. Also, it is an important channel both for further analysis and to make **CMS** calibrations. Furthermore, we show how to identify diffractive events in **CMS**, using low multiplicity of active cells in the forward calorimeters, **HF** and **CASTOR**. This study was based on computer simulations, which reproduce the Physics conditions expected for **CMS** at 10 TeV. The **POMWIG** generator was used to produce the diffractive samples and the others were done with **PYTHIA**

Keywords: Diffractive Physics. Heavy Flavor Physics. **CMS/LHC**.

## LISTA DE FIGURAS

1.1	Visão pictórica do Modelo Padrão, onde se vê os conjuntos de léptons, quarks e bósons. . . . .	18
1.2	Vértices fundamentais para cada interação. . . . .	19
1.3	Contribuições de ordem dominante (LO) para processos $gg \rightarrow q\bar{q}$ . . . . .	20
1.4	Contribuições de ordem seguinte à dominante (NLO) para processos $gg \rightarrow q\bar{q}$ . . . . .	21
1.5	Trajetória mesônica principal. . . . .	22
1.6	Seção de choque diferencial em colisões $pp$ e $p\bar{p}$ para diferentes energias. A partir do ajuste desses dados, obteve-se a inclinação da trajetória do $IP$ . . . . .	23
1.7	Seção de choque total para colisões $p\bar{p}$ e $pp$ , medidas nos experimentos ISR, UA4, UA5 e Tevatron e prevista para o LHC. . . . .	25
1.8	Diagrama esquemático para espalhamento elástico em colisões próton-próton e gráfico $\eta \times \phi$ correspondente. . . . .	26
1.9	Diagrama esquemático para difração simples em colisões próton-próton e o gráfico $\eta \times \phi$ correspondente, exibindo o intervalo de rapidez, no qual não há presença de partículas. . . . .	27
1.10	Diagrama esquemático para difração dupla em colisões próton-próton, sendo o da direita para eventos moles e da esquerda para eventos duros. . . . .	27
1.11	Diagrama esquemático para dupla troca de <i>pomeron</i> em colisões próton-próton, sendo o da esquerda para eventos duros e da direita para eventos moles. . . . .	28
2.1	Diagramas de Feynman para a produção do <i>quark b</i> via (a) fusão de glúons; (b) excitação de sabores e (c) separação de glúons. . . . .	30
2.2	Diagrama esquemático do canal de estudo desta tese, $B^+(u\bar{b}) \rightarrow J/\psi(c\bar{c}) + K^+(u\bar{s})$ . . . . .	30
2.3	Evento registrado pelo experimento MARK I, um dos dois experimentos onde o $J/\psi$ foi descoberto. 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 $\psi$ . . . . .	31
3.1	Desenho esquemático do complexo de aceleradores do <b>CERN</b> , onde estão presentes os aceleradores que participam dos estágios preliminares de aceleração do <b>LHC</b> : <b>LINAC</b> , <b>PS</b> e <b>SPS</b> . Também é possível observar a localização dos quatros principais experimentos do <b>LHC</b> : <b>CMS</b> , <b>ATLAS</b> , <b>Alice</b> e <b>LHCb</b> . . . . .	34

3.2	Vista aérea da projeção da localização do <b>LHC</b> na fronteira franco-suíça, bem como dos experimentos: <b>CMS</b> , <b>ATLAS</b> , <b>Alice</b> e <b>LHCb</b> . . . . .	35
3.3	(a) Secção transversal de um dos magnetos supercondutores do <b>LHC</b> . (b) Dois magnetos sendo conectados. . . . .	36
3.4	Vista transversal do detector <b>CMS</b> . . . . .	37
3.5	O detector <b>CMS</b> . . . . .	38
3.6	Coordenadas do detector <b>CMS</b> . . . . .	39
3.7	O Sistema de Trajetória do <b>CMS</b> , dividido em 4 subdetectores: <b>TOB</b> , <b>TIB</b> , <b>TEC</b> e <i>Pixels</i> . . . . .	41
3.8	Vista longitudinal do Sistema de Trajetória do <b>CMS</b> . . . . .	41
3.9	(a) Vista frontal do Sistema de Trajetória do <b>CMS</b> durante a montagem. (b) Inserindo o detector de pixel no Sistema de Trajetória . . . . .	42
3.10	Barril do <b>ECAL</b> . . . . .	42
3.11	Coberturas finais ( <i>endcaps</i> ) do <b>ECAL</b> . . . . .	43
3.12	(a) Módulo real montado no <b>ECAL</b> . (b) Montagem do módulo no <b>CMS</b> . . . . .	43
3.13	Fototriodos. . . . .	44
3.14	(a) Localização do Pré-chuveiro no <b>CMS</b> . (a) Vista do Pré-chuveiro instalado no <b>CMS</b> . . . . .	45
3.15	. Esquema do calorímetro <b>HF</b> . . . . .	46
3.16	Sistema de Múons e seus sub-detectores: <i>Drift Tubes</i> , <i>Cathod Strip Chambers</i> e <i>Resistive Plate Chambers</i> . . . . .	47
3.17	Um dos discos que formam o <b>CMS</b> na caverna, onde pode-se observar a instalação das câmaras de múons, encrustadas nas regiões de retorno de fluxo do campo magnético. . . . .	48
3.18	Tampas do Sistema de Múons. . . . .	49
3.19	Os detectores frontais no IP5. . . . .	50
3.20	(a) Câmara de traços do <b>TOTEM</b> instalado no <b>CMS</b> . (b) <i>Roman Pots</i> do <b>TOTEM</b> . . . . .	50
3.21	O calorímetro <b>ZDC</b> e o local de instalação. . . . .	51
3.22	Neste histograma, vê-se a cobertura dos prótons difrativos e elásticos no <b>CMS</b> . Ao adicionar o <b>CASTOR</b> , aumenta-se a possibilidade de detecção desses prótons na região em vermelho. . . . .	51
3.23	Visão esquemática do calorímetro <b>CASTOR</b> : 3.23(a) Longitudinal e 3.23(b) Azimutal. . . . .	52
3.24	Vista do calorímetro <b>CASTOR</b> totalmente instrumentado 3.24(a), antes de ser instalado no <b>CMS</b> , e da separação dos setores <b>EM</b> e <b>HAD</b> do calorímetro <b>CASTOR</b> 3.24(b). . . . .	52
3.25	<b>CMS</b> fechado, pronto para a tomada de dados. . . . .	53
3.26	Primeiros eventos visto no <b>CMS</b> no início de funcionamento do <b>LHC</b> , antes do começo das colisões em setembro de 2008. . . . .	54

3.27	Primeira colisão registrada no <b>CMS</b> com energia de centro de massa de 7 TeV. . . .	55
4.1	Dependência da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez com relação à energia. . . . .	60
4.2	Gráfico reconstrução $\times$ geração de duas variáveis, $\eta$ e $\phi$ , da partícula $B^+$ identificada no evento através do número de identificação da partícula. . . . .	62
4.3	Organograma geral da produção de eventos no <b>CMS</b> , utilizando o <b>CMSSW</b> . . . . .	63
5.1	Distribuição de $p_T$ para todos os múons vindos de um evento com a identificação de pelo menos um candidato a $B^+$ . . . . .	65
5.2	Distribuição de $\eta$ para todos os múons vindos de um evento com a identificação de pelo menos um candidato a $B^+$ . . . . .	65
5.3	Distribuição de $p_T$ para os candidatos a $J/\psi$ . . . . .	66
5.4	Distribuição de massa invariante dos $J/\psi$ . . . . .	66
5.5	Distribuição de $p_T$ para os candidatos a $B^+$ . . . . .	67
5.6	Distribuição da massa invariante dos candidatos a $B^+$ , das amostras estudadas até o momento. . . . .	67
5.7	Distribuição do número de candidatos, multiplicidades, a $B^+$ dentro das amostras estudadas. . . . .	68
5.8	Distribuição do $\chi^2/\text{NDF}$ dos vértices dos candidatos a $B^+$ . . . . .	68
5.9	Distribuição da massa dos candidatos a $B^+$ ( $\text{GeV}/c^2$ ). . . . .	68
5.10	Resolução da massa do $B^+$ , utilizando uma distribuição composta por uma exponencial e uma gaussiana. O valor encontrado é de $(5,294 \pm 0,045) \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	69
5.11	Distribuições de $\eta$ e $p_t$ dos múons das amostras de $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ . . . . .	71
5.12	Distribuições de $\eta$ , $p_t$ e massa invariante dos $J/\psi$ presentes nas amostras de $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ . . . . .	72
5.13	Distribuições de $\eta$ , $p_t$ , multiplicidade e massa invariante dos candidatos a $B^+$ presentes nas amostras de $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ . . . . .	73
5.14	Massa invariante do $B^+$ , a partir do ajuste de uma gaussiana para o sinal e uma exponencial para o fundo: $(5,290 \pm 0,051) \text{ GeV}^2$ . . . . .	73
5.15	Distribuição de $\eta$ de todas as trajetórias reconstruídas dos eventos de $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ . . . . .	74
5.16	Distribuição de multiplicidade de partículas produzidas em função da pseudo-rapidez para as amostras de difração simples, geradas para ambos os lados do detector, independentemente. . . . .	74
5.17	Distribuição dos depósito de energia com relação à pseudo-rapidez, para eventos simulados, separadamente, para os dois lados do <b>CMS</b> . . . . .	75
5.18	Eficiência na indentificação do lado da lacuna de rapidez. O gráfico da esquerda é para eventos difrativos com a lacuna no lado negativo do detector e o da direita no lado positivo. O lado correto da lacuna foi encontrado em 74% dos eventos. . . . .	75
5.19	Visualização de um evento utilizando o <i>fireworks</i> . Nesse evento tem-se a presença de dois múons e alguns traços. . . . .	76

5.20	Multiplicidade de traços ( $p_T > 900$ MeV) na região central do <b>CMS</b> depois da seleção de $B^+$ para eventos difrativos ( <b>POMWIG</b> ) e não difrativos ( <b>PYTHIA</b> ). Observa-se uma menor multiplicidade para eventos difrativos nessa região. . . . .	77
5.21	<b>HF-interno vs HF-externo</b> . Distribuição da multiplicidade de torres do <b>HF</b> , em verde tem-se os eventos difrativos e em vermelho os não difrativos. . . . .	78
5.22	<b>HF-interno vs HF-externo</b> . Distribuição da multiplicidade de torres do <b>HF</b> para os eventos difrativos. . . . .	79
5.23	Distribuição da multiplicidade do <b>HF</b> $\times$ <b>CASTOR</b> para verificar a influência da contribuição de eventos na região de baixa multiplicidade para os eventos de difração simples no hemisfério positivo (cinza claro) e negativo (cinza escuro). . . . .	80
5.24	<b>HF vs CASTOR</b> . Distribuição da multiplicidade de torres do <b>HF</b> e da segmentação em $\phi$ do <b>CASTOR</b> , em verde tem-se os eventos difrativos e em vermelho os não difrativos. . . . .	81
5.25	<b>HF vs CASTOR</b> . Distribuição da multiplicidade de torres do <b>HF</b> e da segmentação em $\phi$ do <b>CASTOR</b> para eventos difrativos. . . . .	82
5.26	Gráfico pureza $\times$ eficiência de eventos difrativos com relação à multiplicidade de traços na região central do detector, variando de 3, 5 e 8 traços. . . . .	83
5.27	Gráfico pureza $\times$ eficiência de eventos difrativos com relação à multiplicidade dos calorímetros, variando entre 2 e 16. . . . .	84

## LISTA DE TABELAS

3.1	Relação entre a energia cinética e a velocidade dos prótons nos aceleradores do <b>CERN</b> . A energia do próton é 0,938 GeV. . . . .	33
3.2	Parâmetros do <b>LHC</b> . . . . .	35
4.1	Amostras de eventos simulados a $\sqrt{s} = 14$ TeV: número de eventos ( $N_{gen}$ ), seção de choque visível ( $\sigma_{vis}$ ) e fator de normalização ( $\mathcal{N}$ ). . . . .	57
4.2	Amostra gerada, número de eventos gerados ( $N_{gen}$ ), seção de choque visível ( $\sigma_{vis}$ ) e luminosidade gerada ( $\mathcal{L}_{gen}$ ) para amostras utilizadas na análise a 10 TeV. . . . .	61
5.1	Número de eventos depois da seleção para as diferentes amostras não difrativas, considerando $10 \text{ pb}^{-1}$ e 14 TeV. $N_B^{3\sigma}$ significa o número de eventos em até $3\sigma$ do pico da massa invariante do $B^+$ . . . . .	69
5.2	Amostra gerada, número de eventos gerados ( $N_{gen}$ ) e seção de choque visível ( $\sigma_{vis}$ ). . . . .	69
5.3	A eficiência do <i>trigger</i> aplicado às amostras correspondentes à luminosidade instantânea de $10^{30} \text{ cms}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , o <i>trigger</i> usado é HLT_DoubleMu4_BJPsi. . . . .	70
5.4	Número de eventos selecionados após a identificação do $B^+$ para as diferentes amostras, considerando $1 \text{ fb}^{-1}$ e 10 TeV. $N_B^{3\sigma}$ significa o número de eventos em até $3\sigma$ do pico da massa invariante do $B^+$ e $\epsilon_B$ é a eficiência da seleção do $B^+$ em cada amostra. . . . .	71
5.5	Número de eventos selecionados pelo corte na multiplicidade de traços na região central usando o <b>HF</b> . . . . .	78
5.6	Número de eventos selecionados pelo corte na multiplicidade de traços na região central usando os calorímetros <b>HF</b> e <b>CASTOR</b> . . . . .	80
5.7	Resumo do número de eventos encontrados em cada passo da análise. Onde $B_{diff}^+$ refere-se à amostra de sinal difrativo, $B_{Ndiff}^+$ à amostra de sinal não difrativo, <b>Gerados</b> ao número de eventos gerados, <i>trigger</i> ao número de eventos que passam pelo <i>trigger</i> , $B_{Sel}^+$ ao número de eventos nos quais identificou-se o $B^+$ , $M_{traços}$ ao número de eventos após a seleção de multiplicidade de traços na região central do <b>CMS</b> e $M_{cal}$ ao número de eventos após a seleção de multiplicidade nos colorímetros <b>HF</b> e <b>CASTOR</b> . . . . .	84
5.8	Número de eventos após a normalização quanto à luminosidade, à seção de choque e às eficiências dos cortes aplicados. . . . .	85

## SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO . . . . .	16
1	<b>A BUSCA PELO ELEMENTAR</b> . . . . .	17
1.1	<b>O Modelo Padrão das partículas elementares</b> . . . . .	17
1.1.1	<u>As quatro interações fundamentais</u> . . . . .	18
1.2	<b>Cromodinâmica Quântica (QCD)</b> . . . . .	19
1.3	<b>Teoria de Regge</b> . . . . .	21
1.3.1	<u>O pomeron (<math>P</math>)</u> . . . . .	22
1.4	<b>Difração em Física de Partículas</b> . . . . .	23
2	<b>PRODUÇÃO DO MÉSON <math>B^+</math></b> . . . . .	29
2.1	<b>Histórico do <i>quark</i> <math>b</math></b> . . . . .	29
2.2	<b>Mecanismos de produção</b> . . . . .	30
2.3	<b>O méson <math>J/\psi</math></b> . . . . .	31
2.3.1	<u>Revisão histórica do <math>J/\psi</math></u> . . . . .	31
3	<b>O EXPERIMENTO CMS NO LHC</b> . . . . .	33
3.1	<b>O LHC</b> . . . . .	33
3.1.1	<u>A Luminosidade e a seção de choque</u> . . . . .	37
3.2	<b>O Detector CMS</b> . . . . .	37
3.2.1	<u>Sistema de Trajetórias</u> . . . . .	40
3.2.2	<u>Calorímetro Eletromagnético</u> . . . . .	42
3.2.3	<u>Calorímetro Hadrônico</u> . . . . .	45
3.2.4	<u>Sistema de Múons</u> . . . . .	47
3.2.5	<u>Os detectores frontais</u> . . . . .	49
3.3	<b>Participação no experimento CMS</b> . . . . .	53
4	<b>GERAÇÃO E SIMULAÇÃO DE EVENTOS</b> . . . . .	57
4.1	<b>Geração a 14 TeV de energia de centro de massa</b> . . . . .	57
4.2	<b>Geração a 10 TeV de energia de centro de massa</b> . . . . .	60
4.3	<b>Geração, simulação do detector e digitalização/reconstrução</b> . . . . .	61
5	<b>ANÁLISE DE DADOS</b> . . . . .	64
5.1	<b>Seleção do <math>B^+</math></b> . . . . .	64
5.1.1	<u>A identificação do <math>B^+</math> com <math>\sqrt{s} = 14</math> TeV</u> . . . . .	64
5.1.2	<u>A identificação do <math>B^+</math> com <math>\sqrt{s} = 10</math> TeV</u> . . . . .	69

5.2	<b>Separação de topologias - seleção de eventos difrativos e não difrativos</b>	73
5.3	<b>Distribuições de multiplicidade</b>	76
5.3.1	<u>Distribuições de multiplicidade utilizando o <b>HF</b></u>	77
5.3.2	<u>Distribuições de multiplicidade utilizando o <b>HF</b> e o <b>CASTOR</b></u>	79
5.4	<b>Incertezas</b>	81
5.5	<b>Resultados</b>	83
	<b>CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS FUTURAS</b>	86
	<b>REFERÊNCIAS</b>	88

## INTRODUÇÃO

Ao estudar o méson  $B^+$ , que contém o *quark bottom* ( $b$ ), é dada uma contribuição para uma compreensão geral do Modelo Padrão (*Standard Model*, **SM**) como a teoria das interações fundamentais entre as partículas elementares. Este modelo corresponde a uma síntese de todo o conhecimento acumulado nos últimos séculos, motivados pela curiosidade de entender a origem do Universo.

Um dos ramos da Física Experimental de Altas Energias é o estudo das propriedades das partículas preditas pelo Modelo Padrão, com o intuito de continuar a confirmar suas previsões ou, uma vez encontrando inconsistências, vislumbrar novos fenômenos da Física. Uma área onde se realizam esses testes é a Física do méson  $B$ , que estuda processos que envolvem o *quark*  $b$ . Esta tese apresenta um método para se identificar a presença do méson  $B^+$  decaindo em  $J/\psi + K^+$  no ambiente do **CMS**, uma vez que: esse canal poderá ser a primeira medida da produção exclusiva do méson  $B$  à escala de energia do **LHC**; é um dos principais canais de fundo para outras análises; e possibilita a utilização de um canal limpo para a calibração do **CMS**.

O Modelo Padrão é baseado na Cromodinâmica Quântica (**QCD**) e na teoria Eletrofraca, a qual tem tido um grande sucesso na descrição das interações fortes, a nível perturbativo. Contudo, grande parte das seções de choque é descrita por processos não-perturbativos, tais como: espalhamentos difrativos, elásticos e de baixo  $p_T$ , os quais não são descritos pela QCD. Compreender os mecanismos envolvidos nos processos difrativos é importante e, ao mesmo tempo, intrigante, uma vez que esse entendimento trará luz sobre a transição da física de processos moles para os processos duros (seção 1.4), além do fato de que a produção desse fenômeno ser dominada pela contribuição glúon-glúon, fornecendo assim importantes informações sobre o Pomeron (seção 1.3.1).

No decorrer desta tese é feita inicialmente uma breve descrição das teorias envolvidas, enfatizando a Física Difrativa. No capítulo 2 são descritos os processos de produção do méson  $B^+$ . A seguir, nos capítulos 3 e 4, são apresentados o experimento **CMS** e a geração de eventos pelo método de Monte Carlo no ambiente do **CMS**, no qual este trabalho foi realizado. No capítulo 5, é discutida a seleção do méson  $B^+$  e a separação entre eventos difrativos e não difrativos. As conclusões e perspectivas estão no capítulo 5.5.

## 1 A BUSCA PELO ELEMENTAR

### 1.1 O Modelo Padrão das partículas elementares

No Modelo Padrão encontram-se identificadas as partículas fundamentais, sem estrutura, as quais constituem toda a matéria conhecida do Universo, os férmions. Essa classe de partículas possui spin  $1/2$ , agrupadas em três gerações e subdivididas em 6 *quarks* (u, d, c, s, t e b) e 6 léptons (e,  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ ). A cada *quark* e lépton são associadas antipartículas com sinais de carga opostos, assim chega-se a um total de 24 férmions. Os *quarks* ainda têm mais um grau de liberdade, o qual é chamado cor, que pode assumir 3 cores diferentes.

Além disso, o Modelo Padrão descreve três das interações fundamentais da natureza utilizando 12 bósons de gauge como partículas intermediadoras, as quais possuem spin 1, a saber:

- interação eletromagnética, mediada por um fóton ( $\gamma$ ) de massa nula;
- interação fraca, mediada por três bósons de gauge chamados:  $W^\pm$  de massa igual a  $(80,425 \pm 0,038)$  GeV e  $Z^0$  de massa igual a  $(91,1876 \pm 0,0021)$  GeV;
- interação forte, mediada por oito glúons coloridos, responsáveis por manter a coesão de hádrons, tais como o próton e o nêutron.

A interação gravitacional, mediada por uma partícula sem massa e spin 2, chamada gráviton (ainda não descoberta), não está presente no Modelo Padrão.

O Modelo Padrão é baseado na Cromodinâmica Quântica (**QCD**, seção 1.2) e na Teoria Eletrofraca (unificação da Eletrodinâmica Quântica (**QED**) [1] e da Teoria Fraca), que são teorias consistentes com a Mecânica Quântica e com a Relatividade Especial. Utilizando-se da base teórica do Modelo Padrão, pode-se calcular quantidades físicas mensuráveis, explicar fenômenos observados e fazer previsões experimentais, verificadas em experimentos no CERN, Fermilab e SLAC, por exemplo. O atual Modelo Padrão das interações fundamentais pode ser representado pictoricamente pela figura 1.1.

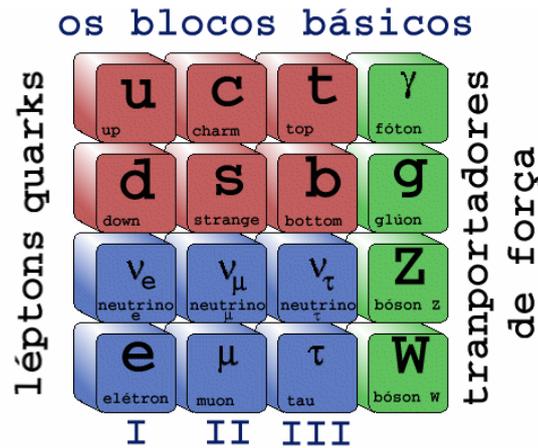


Figura 1.1: Visão pictórica do Modelo Padrão, onde se vê os conjuntos de léptons, quarks e bósons.

### 1.1.1 As quatro interações fundamentais

Assim, atribui-se a cada interação fundamental uma ou mais partículas mediadoras, responsáveis pelos campos de interação da matéria. É importante observar que dentre as interações fundamentais, a força gravitacional é desprezível frente às outras, a pequenas distâncias, porém tem alcance infinito como a interação eletromagnética.

A teoria que descreve a interação eletromagnética classicamente sintetizada por Maxwell [2], cuja formulação foi refinada por Tomonaga, Feynman e Schwinger na década de 40, é chamada **QED** e possui alcance infinito. A **QED** explica as interações de partículas portadoras de carga elétrica pela troca de fótons ( $\gamma$ ), que é uma partícula sem massa.

A primeira teoria a descrever a interação fraca foi apresentada por Fermi em 1933 e generalizada por Lee 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 interação fraca é mediada pelos bósons massivos  $W^\pm$  e  $Z^0$ .

Na década de 60, Glashow, Weinberg e Salam desenvolveram a teoria da interação fraca até chegar a um modelo conhecido como Modelo Padrão das Interações Eletrofracas, unificando, assim, a interação fraca e a eletromagnética em um mesmo arcabouço teórico.

Inspirando-se no sucesso alcançado pela **QED**, vários avanços foram feitos durante a década de 70 por inúmeros físicos, chegando-se à formulação da teoria das interações fortes, postulando a existência dos *quarks* e dos mediadores das interações fortes, os glúons, que possuem massa nula. O alcance das interações fortes é muito curto, aproximadamente o raio do próton.

Até a década de 60, o modelo fenomenológico conhecido como teoria de Regge [3] (seção 1.3) era a única ferramenta teórica para descrição dos resultados experimentais. A base dessa teoria era o modelo de troca de partículas via as trajetórias de Regge [4], hoje esta parte

das interações fortes é conhecida como interação mole.

Em termos da teoria quântica de campos pode-se calcular quantidades físicas, tais como a seção de choque, de fenômenos envolvendo partículas por diagramas de linhas conhecidos como diagramas de Feynman. Esses diagramas seguem as chamadas regras de Feynman:

- as linhas internas representam propagadores;
- os vértices representam termos de interação da Lagrangeana; e
- as linhas externas carregam informações de energia, *momentum* e spin.

Utilizando esses diagramas é possível realizar cálculos de seções de choque, por exemplo, de uma forma muito mais simples. Primeiramente na QED e a seguir na QCD com os *quarks* e glúons.

Cada interação pode ser caracterizada a partir dos vértices fundamentais (figura 1.2), onde  $q$  representa um *quark*,  $g$  um glúon,  $\gamma$  um fóton e  $l$  um *lépton* qualquer e as outras partículas já foram mencionadas anteriormente. Em cada vértice devem-se conservar algumas características segundo o tipo de interação e todos os números quânticos, bem como o *momentum* e a energia.

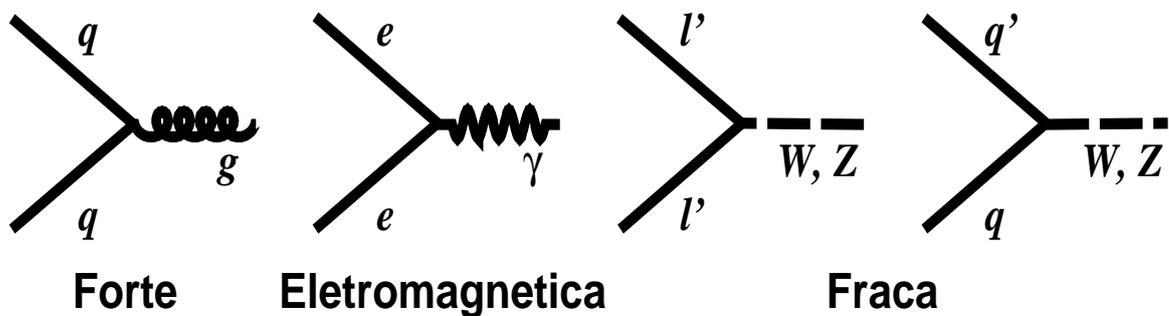


Figura 1.2: Vértices fundamentais para cada interação.

## 1.2 Cromodinâmica Quântica (QCD)

A Cromodinâmica Quântica é a teoria das interações fortes. Ela é uma teoria de calibre, baseada no grupo de simetria unitário especial de três dimensões ( $SU(3)$ )<sup>1</sup>. A QCD é modelada a partir da troca de glúons entre objetos que carregam cor (anticor), chamados *quarks* (*quarks*), os quais compõem os hádrons. Quando um *quark* emite ou absorve um glúon, ele muda de

<sup>1</sup>Essa é uma teoria não abeliana, ou seja, os componentes desse grupo não comutam.

cor; sendo que 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, tendo como consequência uma constante de acoplamento forte, que para a ordem dominante é definida da seguinte forma:

$$\alpha_s(|Q^2|) = \frac{12\pi}{(11n_c - 2n_f) \ln|Q^2|/\Lambda^2}, \quad (1.1)$$

onde  $Q^2$  é a escala de energia, o número de cores ( $n_c$ ) é 3, o número de sabores ( $n_f$ ) é igual a 6 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 [5, 6] descreve o fato da interação entre os *quarks* tornar-se mais fraca à medida que as distâncias entre eles diminuem, ou a altas energias e grandes *momenta* transferidos. No limite da liberdade assintótica, a teoria de perturbações pode ser empregada e até o presente, nenhuma grande discrepância entre as previsões da **QCD** e a experiência foi observada [7].

Na Natureza apenas partículas incolores (ou brancas) são observadas livremente, explicando assim o porque de não se detectar quarks isolados, uma vez que eles são coloridos (vermelho, verde ou azul). Isso é uma consequência do confinamento das cores. Um *quark* vermelho, por exemplo, tem que ser 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, as quais resultam no estado incolor procurado, dando origem aos mésons.

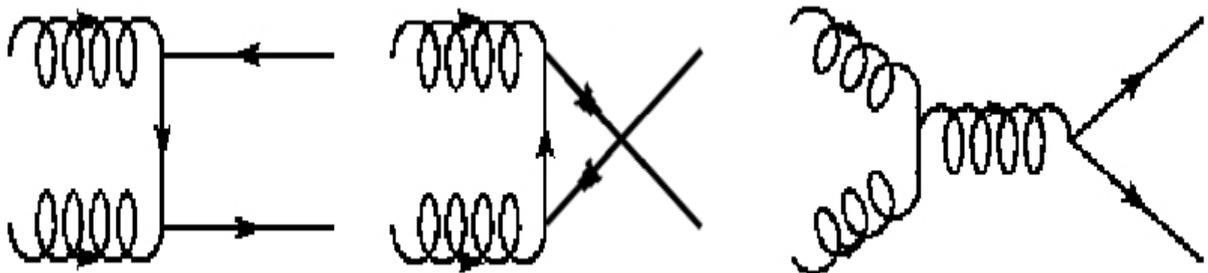


Figura 1.3: Contribuições de ordem dominante (LO) para processos  $gg \rightarrow q\bar{q}$ .

Na **QCD**, o fato dos glúons interagirem entre si faz com que a constante de acoplamento forte,  $\alpha_s$ , cresça para grandes distâncias. Ou seja, à medida que se aumenta a energia dos experimentos, também amplia-se a possibilidade de observação do limite assintótico, ou seja, os *quarks* livres. As quantidades na **QCD** são normalmente calculadas a partir da 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 1.3. Outros diagramas para processos de ordem seguinte à dominante (NLO) podem ser visto na figura 1.4.

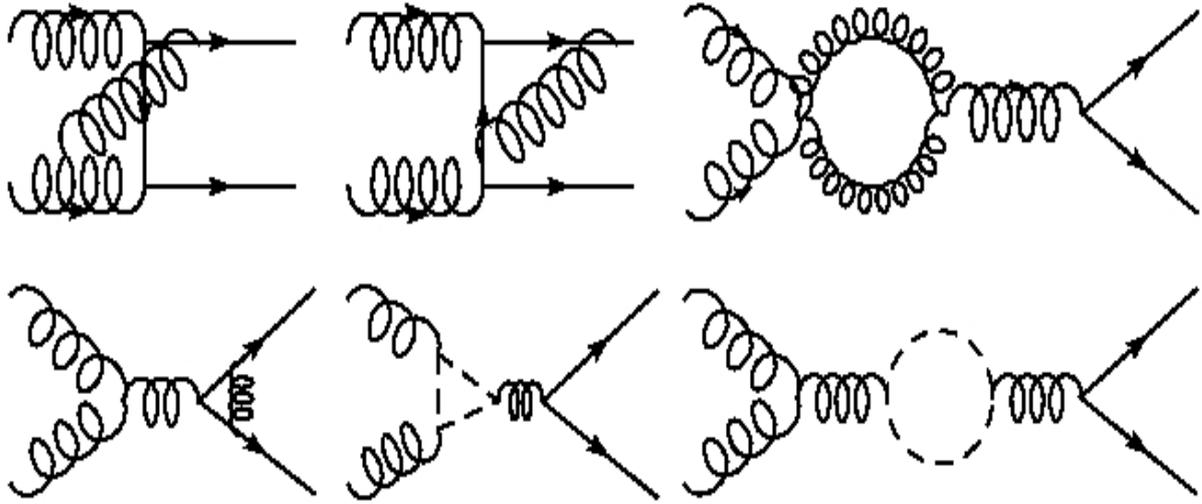


Figura 1.4: Contribuições de ordem seguinte à dominante (NLO) para processos  $gg \rightarrow q\bar{q}$ .

### 1.3 Teoria de Regge

A Teoria de Regge [3] descreve as reações hadrônicas em altas energias como a troca de “objetos”, ou *trajetórias de Regge*, chamados *reggeons*. Os processos difrativos são estudados cinematicamente via o canal- $t$ , que descreve os processos hadrônicos. Essa teoria baseia-se na mecânica quântica não-relativística, originalmente ela foi formulada a partir da idéia dos pólos de Regge, desenvolvida por Tullio Regge [8, 9]. 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

$$l = \alpha(t) \quad (1.2)$$

onde  $\alpha(t)$  é uma função do *quadri-momentum* transferido  $t$  e representa um conjunto de números quânticos trocados nas interações entre hádrons.

As *trajetórias de Regge* podem ser escritas em termos de uma equação linear do tipo

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \quad (1.3)$$

onde  $\alpha(0)$  é o coeficiente linear e  $\alpha'^2$  nos dá a inclinação desta reta. Um exemplo de *trajetória de Regge* é mostrado na figura 1.5, nela nota-se uma trajetória mesônica, onde  $\alpha(0) = 0,55$  e  $\alpha' = 0,86 \text{ GeV}^{-2}$ .

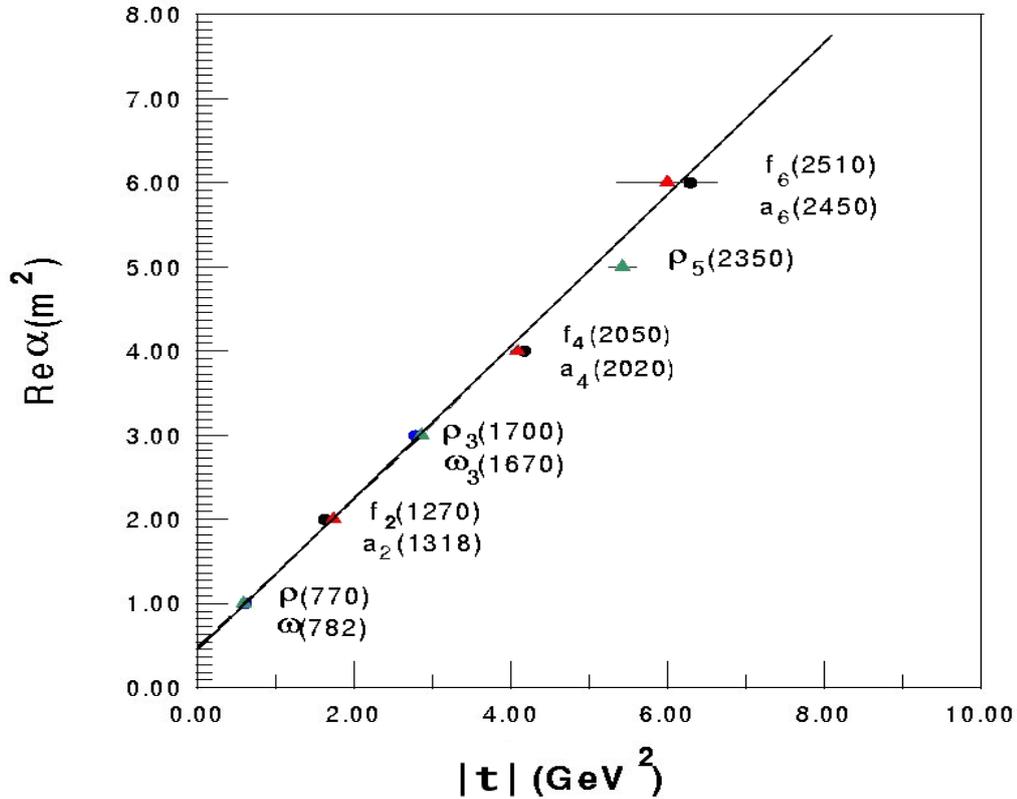


Figura 1.5: Trajetória mesônica principal.

### 1.3.1 O pomeron ( $\mathbb{P}$ )

Considerando a seção de choque total no limite assintótico, Chew & Frautschi [10] e Gribov [11] introduziram uma nova *trajetória de Regge* com um coeficiente linear igual a 1, chamado *pomeron*, salvando assim a primeira dificuldade do Modelo de Regge que era conseguir um melhor ajuste da teoria com os dados experimentais.

Desde a formulação da **QCD**, vários estudos foram realizados tentando compatibilizá-la com a teoria de Regge. Atualmente, interpreta-se o  $\mathbb{P}$  com tendo um alto conteúdo gluônico, formando uma bola de glúons, ou seja, a troca de um  $\mathbb{P}$  pode ser explicada como o resultado de uma teoria complexa de glúons. Segundo Abatzis et al. [12], existe um candidato para o  $\mathbb{P}$  que seria como uma bola de glúons  $2^{++}$  e, segundo Donnachie e Landshoff [13], a *trajetória de Regge* correspondente seria

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1,08 + 0,25t \text{ GeV}^{-2}, \quad (1.4)$$

<sup>2</sup> $\alpha' = tg \theta$ , sendo  $\theta$  o ângulo entre o eixo horizontal e a reta.

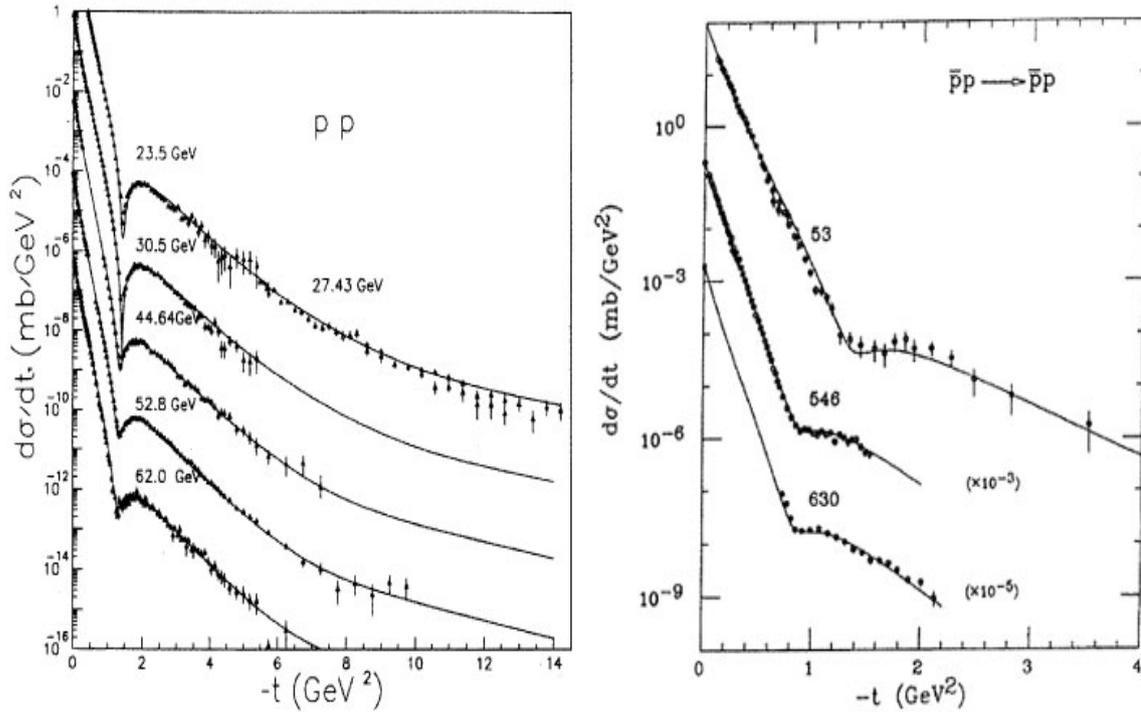


Figura 1.6: Seção de choque diferencial em colisões  $pp$  e  $p\bar{p}$  para diferentes energias. A partir do ajuste desses dados, obteve-se a inclinação da trajetória do  $\mathbb{P}$ .

resultado obtido ao fazer um ajuste em dados de espalhamentos elásticos, ver figura 1.6.

O *pomeron*, então, 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  $\mathbb{P}$  são:

$$P = +1; C = +1; G = +1; I = 0, \quad (1.5)$$

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

Uma grande vantagem ao introduzir este objeto é o fato de que nas interações moles ele é uma *trajetória de Regge* com os números quânticos dados na equação 1.5 e na QCD pode ser interpretado como glúons interagindo entre si.

#### 1.4 Difração em Física de Partículas

O termo difração é utilizado na óptica por mais de três séculos, porém a partir da metade do século XX foi incorporado, inicialmente por Landau, à Física de Altas Energias, por traduzir de forma análoga à óptica o fenômeno de um corpo extenso (hádrons) ser espalhado por um alvo ou outro corpo, da mesma forma que ocorre na óptica quando um feixe de luz encontra um obstáculo pequeno ou passa por uma fenda de pequenas dimensões.

A primeira definição de difração, usando a mecânica quântica e em termos exclusivamente da física de partículas, foi dada por Good e Walker [14] 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, and parity...”*

No resumo desse artigo nota-se 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 aquelas do estado final. Quanto maior for a energia das partículas, o fenômeno da difração é intensificado.

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

- **processos moles** - que são caracterizados por baixos valores de  $4$ -momentum transferido ( $|t|$ ) e ocorrem em distâncias da ordem de um fermi, processos elásticos e difração simples;
- **processos duros** - que se caracterizam pela produção de estados massivos<sup>3</sup> juntamente com as outras propriedades da difração mole.

Esse comportamento é intrigante e interessante, pois a boa compreensão da difração poderá trazer esclarecimentos ao regime de transição da física dos processos moles para os duros. A partir de resultados experimentais do Tevatron [15] sabe-se que aproximadamente 40% da seção de choque total (figura 1.7) é decorrente dos processos difrativos, ou seja, um bom entendimento desses eventos certamente ajudará num melhor entendimento dos fenômenos físicos envolvidos na busca pelo conhecimento da natureza mais elementar da Física de Partículas.

De acordo com a classificação dos processos, era utilizada a abordagem da Teoria de Regge (referências [3] 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, nos experimentos, ZEUS [16], H1 [17] e UA8 [18], foram vistos eventos com características tais que poderiam ser enquadrados nos dois tipos de processos, os quais podem ser descritos em termos da troca do  $\mathbb{P}$ .

Experimentalmente, no ambiente da teoria de Regge, eventos mediados pelo  $\mathbb{P}$  podem ser identificados por grandes lacunas de rapidez, ou seja, ausência de produção de partículas [19] em uma determinada região do detector (espaço de fase).

---

<sup>3</sup>Esses estados são caracterizados pela presença de jatos, os quais podem ser definidos como um cone de partículas produzido por uma hadronização.

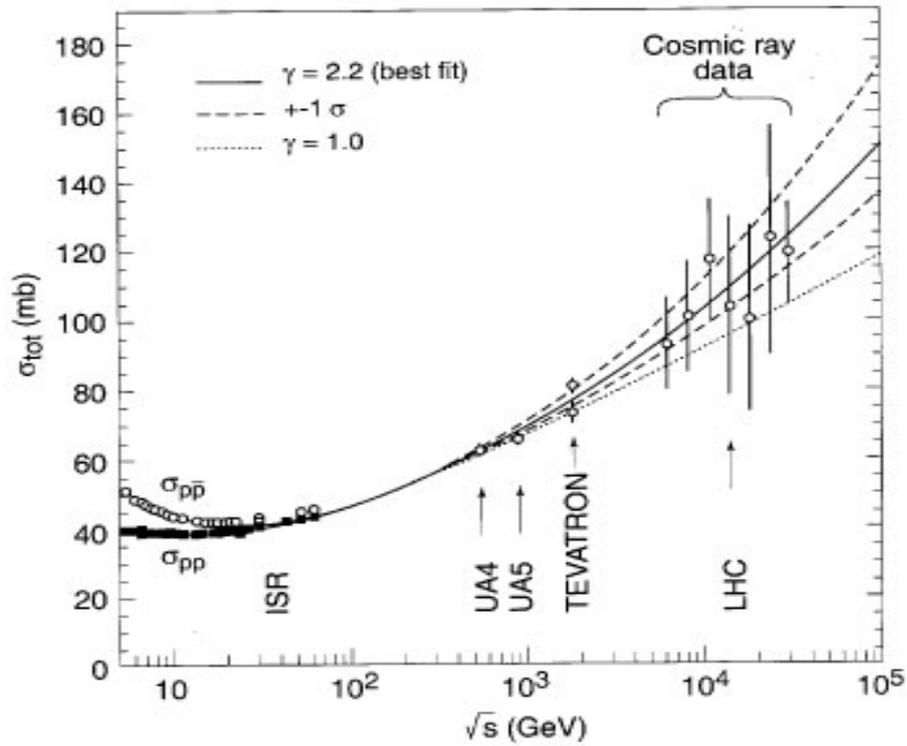


Figura 1.7: Seção de choque total para colisões  $p\bar{p}$  e  $pp$ , medidas nos experimentos ISR, UA4, UA5 e Tevatron e prevista para o LHC.

A rapidez é definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{E + p_z}{E - p_z} \right|, \quad (1.6)$$

onde  $E$  é a energia da partícula e  $p_z$  é a componente do *momentum* da partícula na direção  $z$ .

No caso em que a massa da partícula for muito menor do que sua energia, pode-se desprezá-la, reduzindo-se assim a rapidez à pseudo-rapidez:

$$\eta = -\ln \left[ \operatorname{tg} \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (1.7)$$

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

Além da rapidez, define-se outras duas variáveis cinemáticas para processos difrativos:

- **Fração de *momentum* do pomeron**

Dá-se o nome de fração de *momentum* do pomeron ( $\xi$ ) à fração de *momentum* que o pomeron carrega da partícula incidente, nesse caso em particular, o próton:

$$\xi = 1 - x_p, \quad (1.8)$$

onde  $x_p$  é a fração do *momentum* longitudinal do próton espalhado.

- **Massa difrativa**

Diz-se que a massa invariante do vértice difrativo é a massa difrativa  $M_X$  do evento, a qual é caracterizada de acordo com o processo difrativo. Neste processo que há troca de apenas um *pomeron* e no limite de altas energias, a massa difrativa é representada pela equação:

$$M_X = \sqrt{\xi s}. \quad (1.9)$$

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:

$$M_X = \sqrt{\xi_1 \xi_2 s}, \quad (1.10)$$

onde  $\xi_1$  e  $\xi_2$  são as frações de momento dos dois *pomerons*. Este processo tem um estado final bem caracterizado por duas lacunas no intervalo de rapidez. Pelo alto conteúdo gluônico dos  $\mathbb{P}$  mencionados anteriormente, colisões com dois  $\mathbb{P}$  são o melhor canal de estudo de ressonâncias de bolas de glúons.

Pode-se definir quatro tipos distintos de processos difrativos:

- **Espalhamento elástico:** onde as partículas dos estado inicial e final são as mesmas (figura 1.8), ocorrendo apenas a troca dos números quânticos do vácuo, ou seja, interação através de um *pomeron*;

$$p + p \rightarrow p + p \quad (1.11)$$

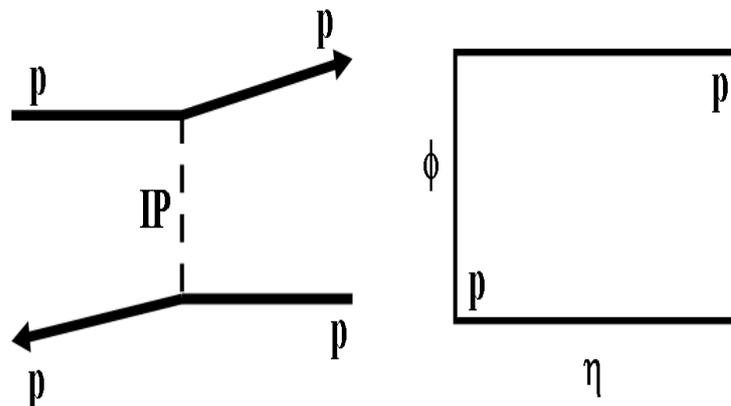


Figura 1.8: Diagrama esquemático para espalhamento elástico em colisões próton-próton e gráfico  $\eta \times \phi$  correspondente.

- **Difração simples (SD):** que ocorre quando uma das partículas incidentes está presente no estado final, enquanto a outra interage com o *pomeron*, dando origem a novas partículas (figura 1.9);

$$p + p \rightarrow p + X \quad (1.12)$$

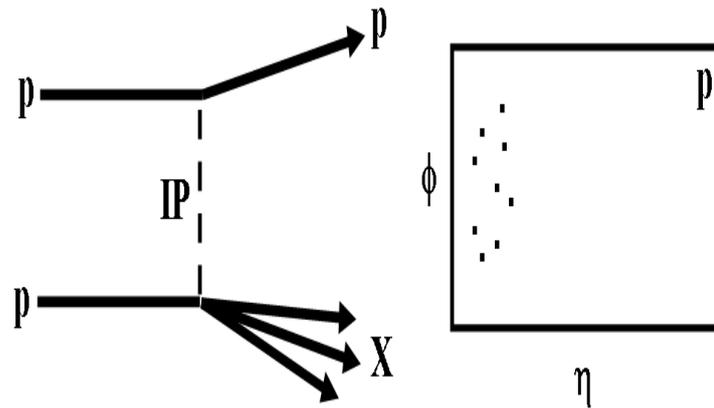


Figura 1.9: Diagrama esquemático para difração simples em colisões próton-próton e o gráfico  $\eta \times \phi$  correspondente, exibindo o intervalo de rapidez, no qual não há presença de partículas.

- **Difração dupla:** ocorre quando as duas partículas incidentes interagem entre si através do *pomeron*, dando origem a novas partículas (figura 1.10);

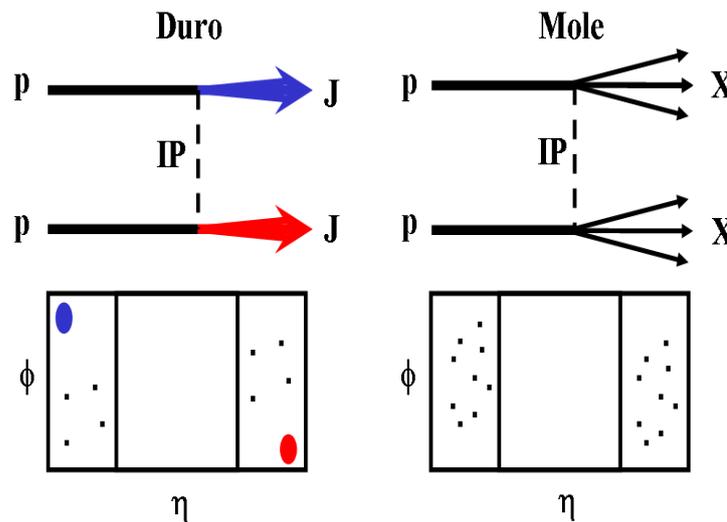


Figura 1.10: Diagrama esquemático para difração dupla em colisões próton-próton, sendo o da direita para eventos moles e da esquerda para eventos duros.

- **Dupla troca de *pomeron* inclusivo (DPE):** nesse processo as duas partículas incidentes interagem através de dois *pomerons*, dando origem à criação de várias partículas na região central. As partículas incidentes sobrevivem e estão presentes no estado final (figura 1.11).

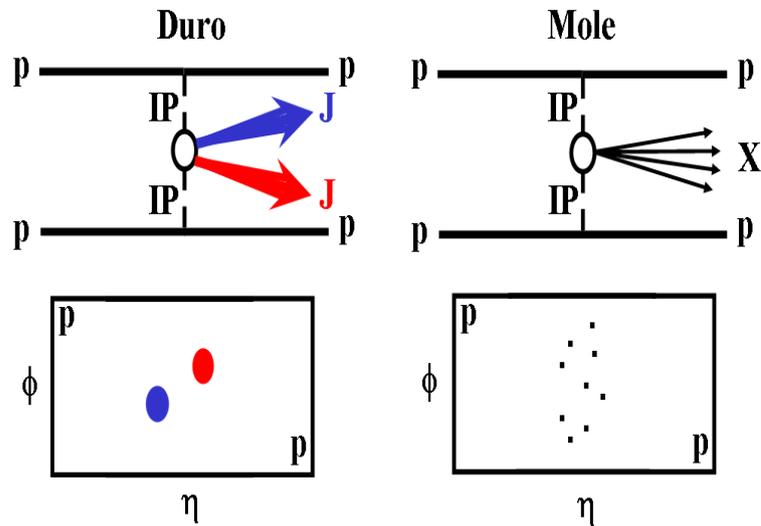


Figura 1.11: Diagrama esquemático para dupla troca de *pomeron* em colisões próton-próton, sendo o da esquerda para eventos duros e da direita para eventos moles.

## 2 PRODUÇÃO DO MÉSON $B^+$

O objetivo principal desta tese é a determinação da razão de eventos difrativos e totais do méson  $B^+(u\bar{b})$  decaindo em  $J/\psi(c\bar{c}) + K^+(u\bar{s})$ , em colisões  $pp$  no **LHC**. A escolha deste canal baseou-se na possibilidade dele ser a primeira medida da produção exclusiva do méson  $B$ , um dos principais canais de fundo para outras análises e possibilitar a utilização de um canal limpo para a calibração do **CMS**. Sendo assim, acredita-se que este seja um excelente canal para se compreender melhor a razão de eventos difrativos que contribuam para a seção de choque total no **LHC**.

### 2.1 Histórico do *quark* $b$

No início da década de 1970 Makoto Kobayashi e Toshihide Maskawa propuseram a solução do problema da violação de conjugação de carga e paridade (CP) [20] através de uma terceira família de *quarks*. Desta forma, era necessário que uma nova partícula fosse descoberta, o *quark*  $b$ , com carga elétrica de  $-1/3$ , spin  $-1/2$  e massa de aproximadamente 4 prótons. Sua descoberta ocorreu em 1977 no experimento E288 no **FERMILAB**, liderado por Leon M. Lederman, ao verem uma nova ressonância, o Upsilon [21], de massa igual a  $9,46 \text{ GeV}/c^2$ , que logo foi interpretada como um estado ligado de *quark* e *antiquark*  $b$  ( $b\bar{b}$ ).

A física da produção do *quark*  $b$  tem sido estudada por diferentes experimentos, tais como: UA1, os experimentos do **LEP** e do **Tevatron**, e os experimentos dedicados especialmente ao estudo do *quark*  $b$ , tais como Belle e BaBar. Porém, uma nova oportunidade de compreensão e desenvolvimento surge a altas energias, devido a alta estatística fornecida pelo **LHC**. Nos dias de hoje, inúmeras partículas que contêm o *quark*  $b$  são conhecidas, sendo que este *quark* é a principal forma de decaimento do *quark*  $t$  e, do mesmo modo, um dos mais abundantes canais de decaimento do bóson de higgs.

O *quark*  $t$  também faz parte da terceira família de *quarks*, ele teve a sua primeira evidência experimental foi em 1994, sendo a sua existência confirmada no ano seguinte pelos detectores **DØ** [22] e **CDF** [23], ambos experimentos do **Tevatron**.

O higgs é a única partícula prevista pelo Modelo Padrão que ainda não foi observada. A sua descoberta ajudará na explicação de como as partículas adquirem massa, já que o campo de higgs possui um valor esperado no vácuo diferente de zero, a partir da esperada quebra espontânea de simetria eletrofraca [24].

## 2.2 Mecanismos de produção

A produção do *quark b*, em colisores hadrônicos, é possível através de três mecanismos distintos:

- fusão de glúons, criação de sabores em espalhamentos duros da QCD - LO;
- excitação de sabores, processos semi-duros - NLO; e
- separação de glúons, processos macios - NLO.

Na figura 2.1 são mostrados os diagramas de Feynman para cada mecanismo, sendo que no LHC a fusão de glúons [25] é o predominante.

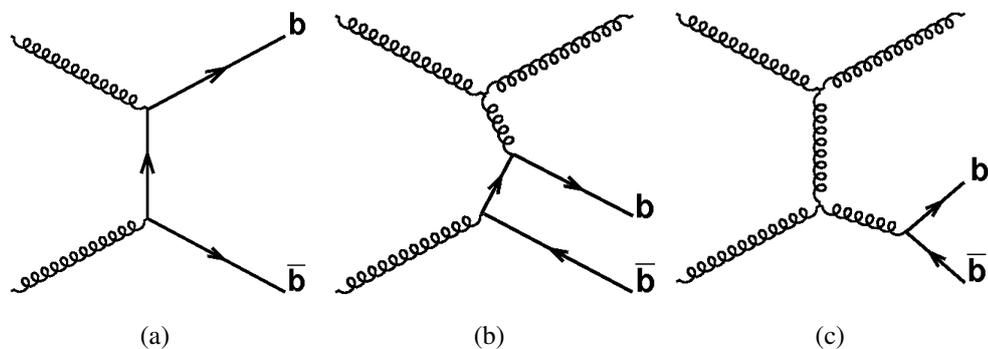


Figura 2.1: Diagramas de Feynman para a produção do *quark b* via (a) fusão de glúons; (b) excitação de sabores e (c) separação de glúons.

Na figura 2.2 é apresentado o diagrama do canal de decaimento estudado nesta tese. Vê-se um méson  $B^+$ , constituído de um *quark u* e outro  $\bar{b}$ , que sofre um decaimento fraco, pela troca de um bóson  $W^+$ . Assim, o estado final tem a presença de um  $J/\psi$  ( $c\bar{c}$ ), que decai em um par  $\mu^+\mu^-$ , e um  $K^+$  ( $u\bar{s}$ ).

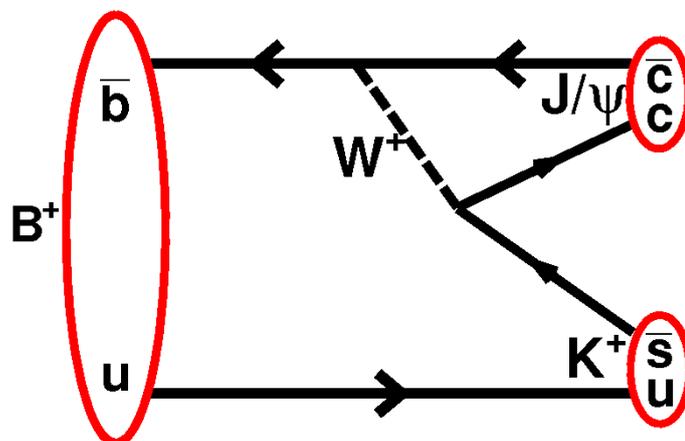


Figura 2.2: Diagrama esquemático do canal de estudo desta tese,  $B^+(u\bar{b}) \rightarrow J/\psi(c\bar{c}) + K^+(u\bar{s})$ .

### 2.3 O méson $J/\psi$

O  $J/\psi$  é um méson neutro, composto por um par de *quarks charm* ( $c\bar{c}$ ), o que o enquadra na categoria dos *charmonium*. O  $J/\psi$  tem uma massa de repouso igual a  $(3096,87 \pm 0,04)$  MeV/ $c^2$  e uma vida média de apenas  $8 \times 10^{-21}$ s [26]. Na figura 2.3 é apresentado o evento clássico registrado pelo experimento MARK I [27], um dos dois experimentos onde o  $J/\psi$  foi descoberto.

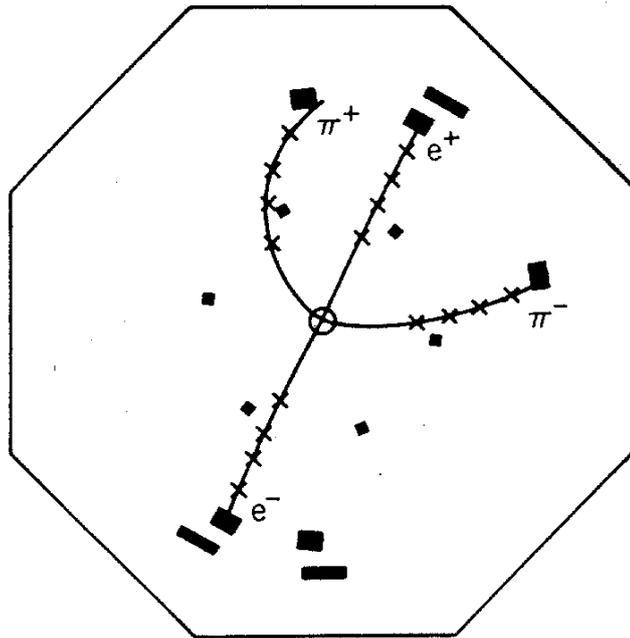


Figura 2.3: Evento registrado pelo experimento MARK I, um dos dois experimentos onde o  $J/\psi$  foi descoberto. Decaimento de um  $\psi'$  em um  $J/\psi + \pi^+\pi^-$  e logo em seguida o  $J/\psi$  decai em um par  $e^+e^-$ . A reconstrução dos traços dessas quatro partículas carregadas ( $\pi^+\pi^-e^+e^-$ ) no detector, fornece uma assinatura semelhante a letra grega  $\psi$ .

#### 2.3.1 Revisão histórica do $J/\psi$

A história do  $J/\psi$  tem início na descoberta do *charm* ( $c$ ). Em 1970 [28], Glashow, Iliopoulos e Maiani, apresentaram uma teoria para a existência de um quarto *quark*, conhecida como mecanismo **GIM**, que propunha a solução do problema de determinados modos de decaimentos calculados, utilizando a teoria eletrofraca e o modelo a *quarks*, não serem observados experimentalmente. 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 MARK I, localizado no **SLAC** (*Stanford Linear Accelerator Center*), liderado pelo Professor Burton Richter. O grupo chamou esse novo méson de  $\psi$  devido à aparência do evento reconstruído no detector. 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 [29] 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. O grupo do **BNL** chamou essa partícula de “*J*”. Os dois cientistas receberam o Prêmio Nobel de Física em 1976 por essa descoberta, e atualmente essa partícula é conhecida como  $J/\psi$ .

### 3 O EXPERIMENTO CMS NO LHC

O **LHC** (*Large Hadron Collider*) [30] é o acelerador de partículas de maior energia de centro de massa de colisão próton-próton em funcionamento. A energia de centro de massa projetada de 14 TeV (atualmente é de 7 TeV) e a luminosidade do **LHC** foram escolhidas para permitir o estudo de diferentes processos físicos possíveis na escala de energia de tera elétron volt<sup>1</sup>. Para suportar a radiação proveniente das colisões, fez-se necessário um cuidado extra com o planejamento dos detectores. O grupo de Altas Energias da **UERJ** faz parte do experimento **CMS** (*The Compact Muon Solenoid*) [31], o qual iniciou a tomada de dados no fim de 2009.

#### 3.1 O LHC

O complexo de aceleradores do **CERN** [32] (figura 3.1), é composto por vários aceleradores, os quais tem a função de criar, aumentar a energia e injetar o feixe de partículas no próximo estágio de aceleração. Uma das primeiras etapas da aceleração ocorre ao impulsionar-se prótons no **LINAC2** (*LINear ACcelerator*). A seguir os prótons são acelerados a energia de 25 GeV no *Proton Synchrotron* (**PS**), sendo que nesse estágio ocorre a formação dos pacotes de partículas com separação de 25 ns entre eles. O próximo estágio de aceleração é o *Super Proton Synchrotron* (**SPS**), onde o feixe alcança a energia de 450 GeV. Finalmente os pacotes de partículas são transferidos para o último estágio de aceleração, no **LHC**.

Energia cinética do próton (K)	Velocidade (%c)	Acelerador
50 Mev	31,4	Linac 2
1.4 GeV	91,6	PS Booster
25 GeV	99,93	PS
450 GeV	99,9998	SPS
7 TeV	99,9999991	<b>LHC</b>

Tabela 3.1: Relação entre a energia cinética e a velocidade dos prótons nos aceleradores do **CERN**. A energia do próton é 0,938 GeV.

O **LHC** foi montado no túnel utilizado anteriormente por outro colisor, o **LEP** (*Large Electron Positron Collider*), desmontado em 2000. O **LEP** acelerava  $e^+e^-$  alcançando a energia

<sup>1</sup>Em Física de Partículas Elementares, a energia normalmente é expressa em elétron volt, sendo essa grandeza caracterizada pela energia adquirida por uma partícula carregada, com carga igual à do elétron, em um potencial de 1 volt. 1 TeV é igual a  $10^{12}$  eV

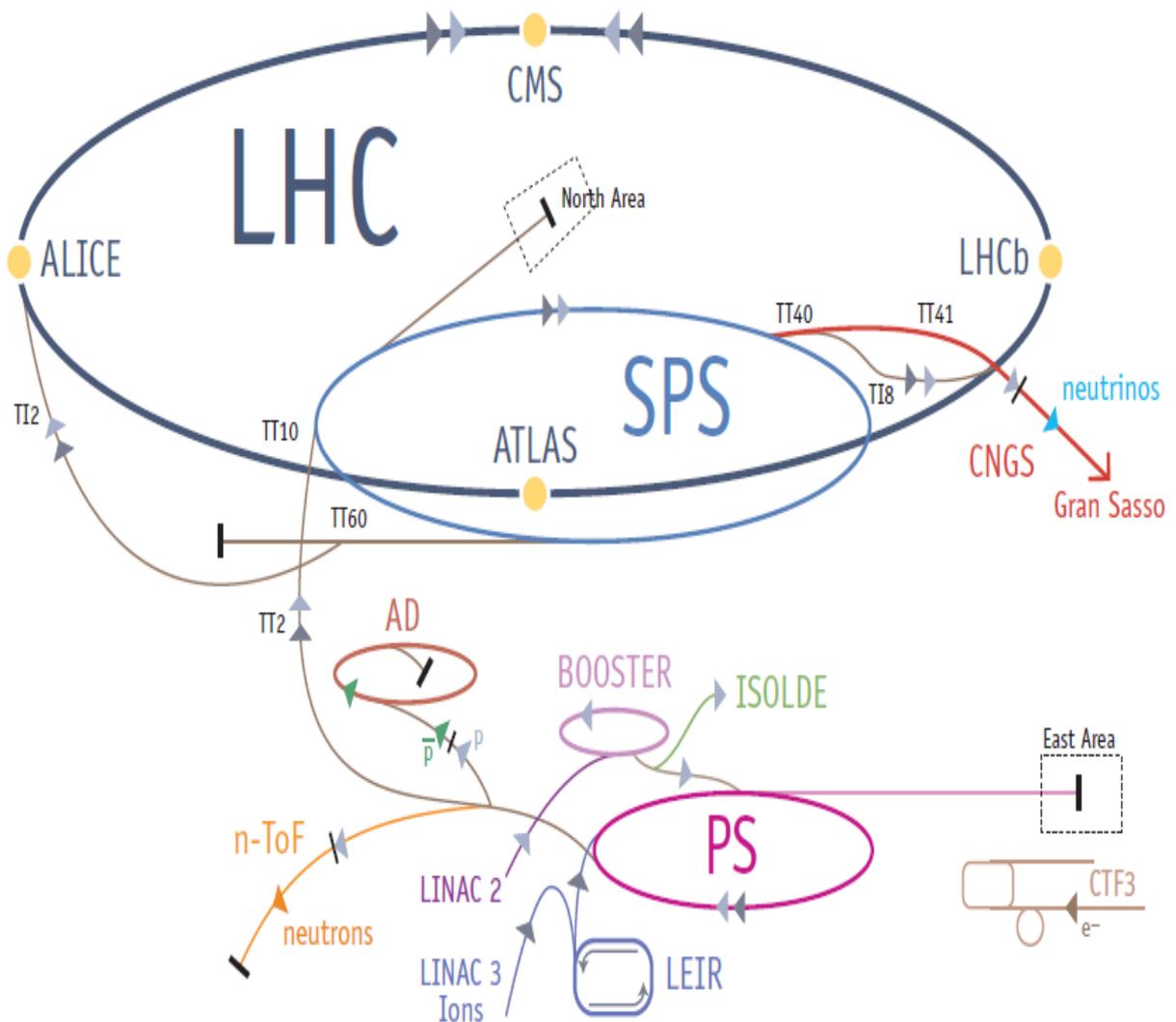


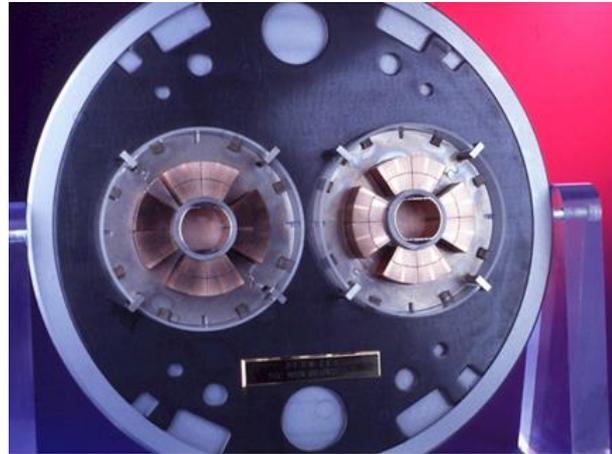
Figura 3.1: Desenho esquemático do complexo de aceleradores do **CERN**, onde estão presentes os aceleradores que participam dos estágios preliminares de aceleração do **LHC**: **LINAC**, **PS** e **SPS**. Também é possível observar a localização dos quatro principais experimentos do **LHC**: **CMS**, **ATLAS**, **Alice** e **LHCb**.

máxima de 208 GeV. Este túnel tem 26,659 km de extensão e fica a aproximadamente 100 m abaixo da superfície terrestre, situado na fronteira da França com a Suíça, como pode ser visto na figura 3.2.

O **LHC** é composto de 1232 dipolos magnéticos de 15 m de comprimento, utilizados para manter o feixe em sua órbita por toda a extensão do acelerador; 392 quadrupolos magnéticos de 5 a 7 m de comprimento, utilizados para focalizar o feixe; e por cavidades de radiofrequência, dando a aceleração necessária aos prótons a uma taxa de 0,5 MeV/volta. A energia máxima nominal de cada feixe de próton será de 7 TeV, com uma luminosidade de  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , o que possibilita a incrível marca de 1 bilhão de interações próton-próton por segundo. Alguns parâmetros do **LHC** constam na tabela 3.2.



No anel de colisão há dois tubos à vacuo separados conforme é mostrado na figura 3.3, onde os feixes de prótons circulam em sentidos opostos.



(a)



(b)

Figura 3.3: (a) Secção transversal de um dos magnetos supercondutores do **LHC**. (b) Dois magnetos sendo conectados.

Os feixes de partículas são constituídos de pacotes de aproximadamente 100 bilhões de prótons colimados em um espaço transversal de  $16 \mu\text{m}$ , viajando a velocidades muito próximas à da luz. Estes são mantidos em uma trajetória circular através do uso de magnetos supercondutores. Cada feixe circulará no acelerador 10 horas, em média, viajando por mais de 10 bilhões de km, distância suficiente para chegar a Netuno e voltar à Terra.

O **LHC** conta com oito pontos de interação, chamados de IP (*Interaction Point*). Porém, apenas em quatro deles foram instalados experimentos: **CMS** - IP5, experimento no qual o trabalho aqui apresentado foi desenvolvido, o **ATLAS** - IP1 (*A Toroidal LHC Apparatus*), o **Alice** - IP2 (*A Large Ion Collider Experiment at CERN*) e o **LHCb** - IP8 (*The Large Hadron Collider beauty experiment*). Além desses detectores principais, o **LHC** também conta com outros dois experimentos menores: o **LHCf** (*Large Hadron Collider forward*) e o **TOTEM** (*Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation*), que compartilham os

pontos de interação com o **ATLAS** e o **CMS**, respectivamente.

### 3.1.1 A Luminosidade e a seção de choque

A *Luminosidade* ( $\mathcal{L}$ ) é a quantidade que descreve o fluxo de partículas incidentes em uma colisão, que é proporcional ao quadrado do número de partículas que passam por unidade de área por unidade de tempo. A unidade usual para a  $\mathcal{L}$  no C.G.S. é  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ou  $\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Quando integrada em um período de tempo, ela é chamada de luminosidade integrada ( $\int \mathcal{L} dt$ ).

De posse da Luminosidade estimativas das seções de Choque podem serem feitas. A seção de choque ( $\sigma$ ) é uma medida da probabilidade de ocorrência de uma interação. Ela é fornecida em unidades de área e usualmente é expressa em barns<sup>2</sup>. O número de eventos ( $N$ ) é definido pelo produto da luminosidade integrada pela seção de choque.

## 3.2 O Detector CMS

O **CMS** (figuras 3.4 e 3.5) é um espectrômetro planejado para detectar qualquer tipo de interação em colisões  $pp$  e íons pesados, ou seja, diferentes tipos de física poderão ser estudados a partir dos dados produzidos pelo **LHC**.

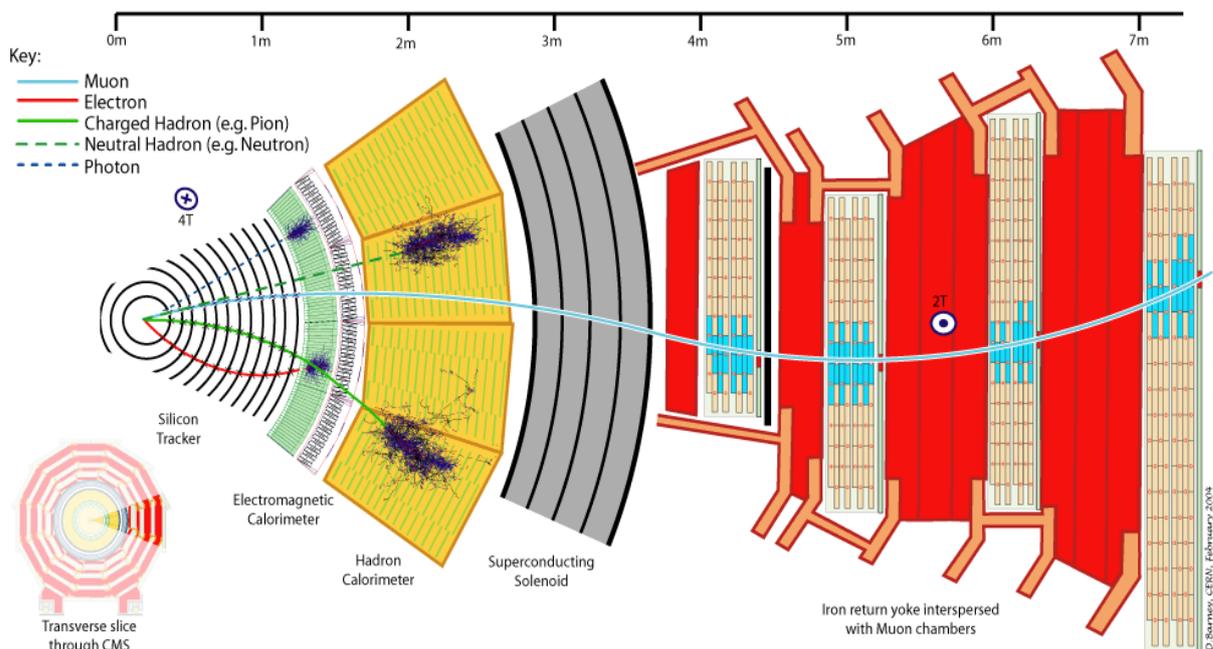


Figura 3.4: Vista transversal do detector **CMS**.

<sup>2</sup>Um barn (símbolo b) é equivalente a  $10^{-24} \text{ cm}^2$ , normalmente utilizada como unidade de área.

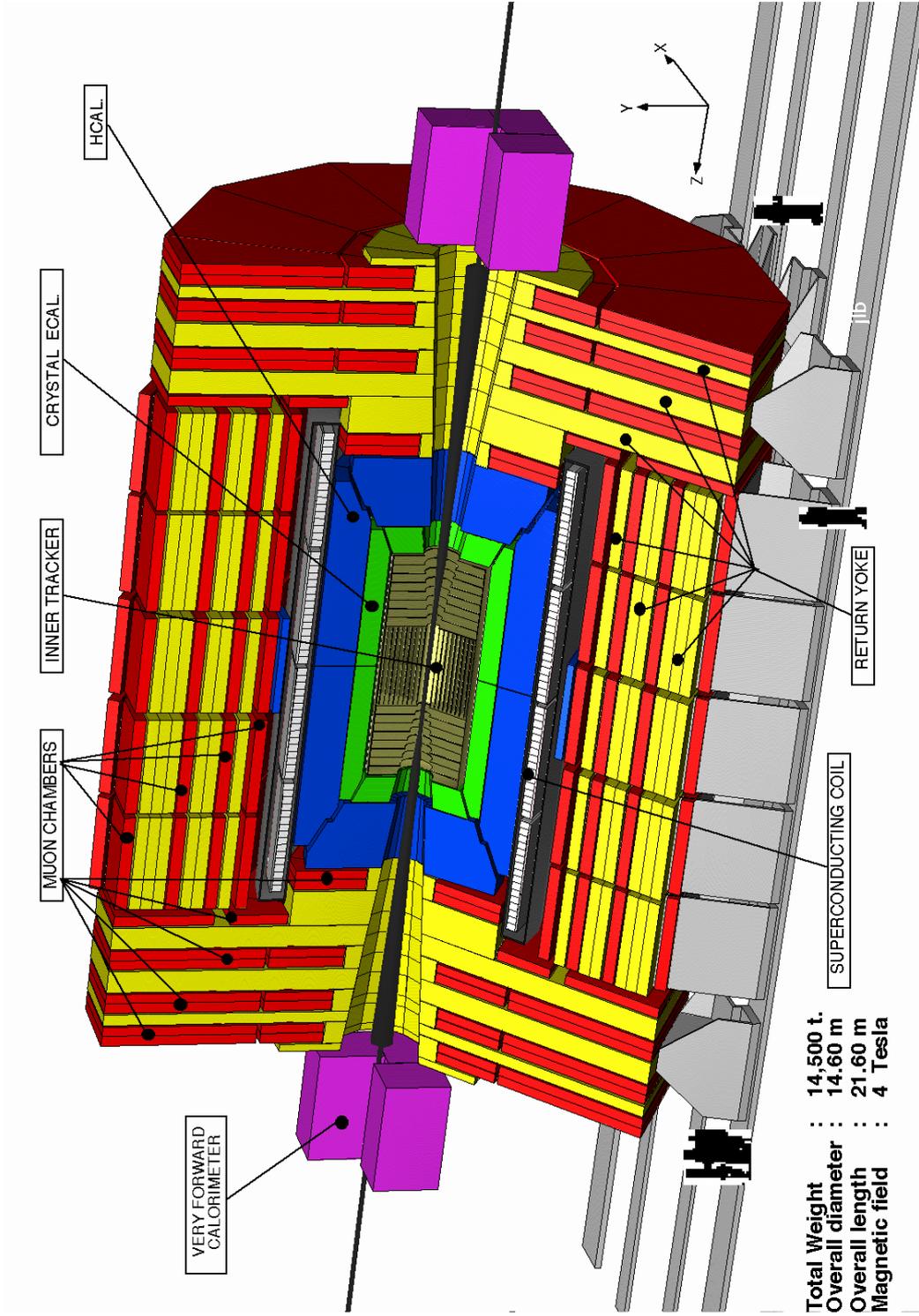


Figura 3.5: O detector CMS.

Uma das características do **CMS** é ter um sistema de múons redundante, o que significa dizer que é feito de várias camadas. Assim, caso uma das camadas falhe, pode-se usar os dados das outras, tendo sempre mais de um ponto de detecção para o múon. O calorímetro eletromagnético do **CMS** foi projetado para ser o mais eficiente já construído, bem como o seu sistema de trajetórias para ser de alta qualidade e o calorímetro hadrônico com uma excelente resolução de energia. Além disso, o **CMS** também foi concebido de forma a ser o mais hermético possível. Outro aspecto importante deste detector é o solenoide, uma bobina cilíndrica supercondutora, que permite que campos magnéticos muito intensos sejam alcançados. Ela gera um campo magnético de 4 tesla, possui um diâmetro interno de 6,3 metros e externo de 12,5 metros. O solenoide foi construído em 5 seções<sup>3</sup>, cada uma com 2,5 metros de comprimento e pesa 45 toneladas.

O **CMS** é localizado ao norte do centro do **LHC** e seu sistema de coordenadas (figura 3.6), é do tipo dextrógiro com origem no ponto de colisão e com o eixo-z horizontal apontando no sentido oeste, tangenciando o feixe. Ele 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  $\phi = \pi/2$  correspondem ao eixo-x e ao eixo-y, respectivamente. Ao invés de usar coordenadas polares ( $\theta$ ), os eventos são caracterizados através de coordenadas angulares de pseudo-rapidez ( $\eta$ ), definida na equação 1.7.

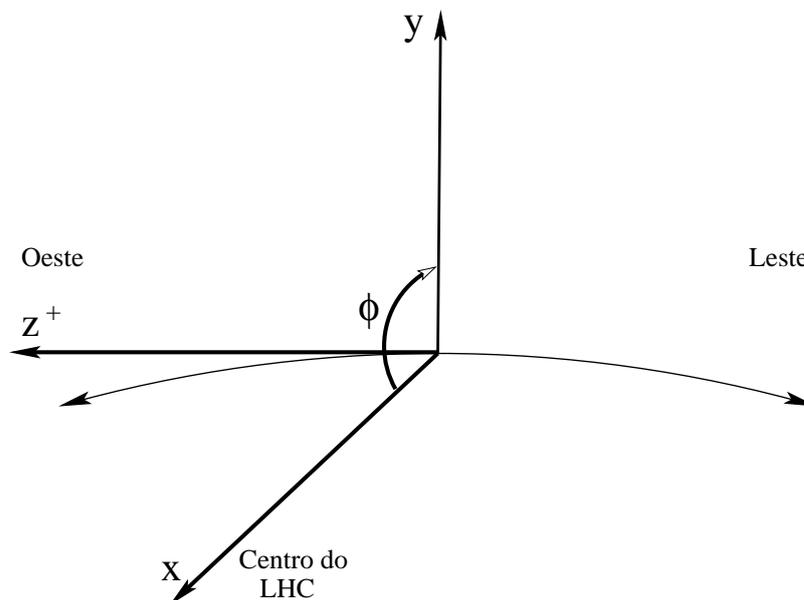


Figura 3.6: Coordenadas do detector **CMS**.

<sup>3</sup>Essa divisão ocorreu porque o solenoide teria que ser transportado do local onde foi construído 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** foi montado. Então o solenoide entrou na caverna na vertical e passou por um delicado processo de reposicionamento, uma vez que ele funciona na horizontal envolvendo o anel do colisor.

O **CMS** é subdividido em 4 grandes conjuntos de subdetectores:

- o Sistema de Trajetórias, que inclui um detector de vértice de silício;
- 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.

### 3.2.1 Sistema de Trajetórias

O primeiro estágio de detecção do **CMS** é o Sistema de Trajetórias [33], que tem como finalidade medir, 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 os seus respectivos *momenta*, utilizando a curvatura dos mesmos, proporcionada ao aplicar o campo magnético do **CMS**. Também é possível obter informações sobre os vértices de interação, ao fazer 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* ( $\Delta p_t/p_t \approx 0,15 p_t \oplus 0,5\%$ ) e eficiência maior do que 98% na região  $|\eta| < 2,5$ . Para alcançar todos esses parâmetros, o Sistema de Trajetória do **CMS** é formado apenas por detectores de silício.

O Sistema de Trajetória pesa aproximadamente 3 toneladas e é dividido em 4 subdetectores: *Outer Barrel* (**TOB**), *Inner Barrel* (**TIB**), *Endcap* (**TEC**) e um detector de *Pixels*, figura 3.7. Ele é formado por 15232 módulos de detectores em forma de tiras de silício que cobrem uma área total de  $210 \text{ m}^2$ , tem um diâmetro externo de 2,4 m e comprimento de 5,4 m, operando a aproximadamente  $-20^\circ\text{C}$ . Um esquema longitudinal do Sistema de Trajetória é apresentado na figura 3.8.

O detector de *Pixels* é a parte mais interna do Sistema de Trajetórias, ele é formado por camadas cilíndricas, de 4, 7 e 11 cm de diâmetro, dispostas ao redor do ponto de interação e dois discos em cada tampa, formados por pequenas unidades modulares de detectores. O **TIB** é composto por quatro camadas de módulos de detectores de silício finíssimos ( $300 \mu\text{m}$ ), dispostos inclinados por um ângulo de  $9^\circ$ . O número de detectores de silício 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 formado por seis camadas de módulos de detectores de silício 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 silício. Parte da montagem do Sistema de Trajetória do **CMS** é apresentada nas figuras 3.9(a) e 3.9(b).

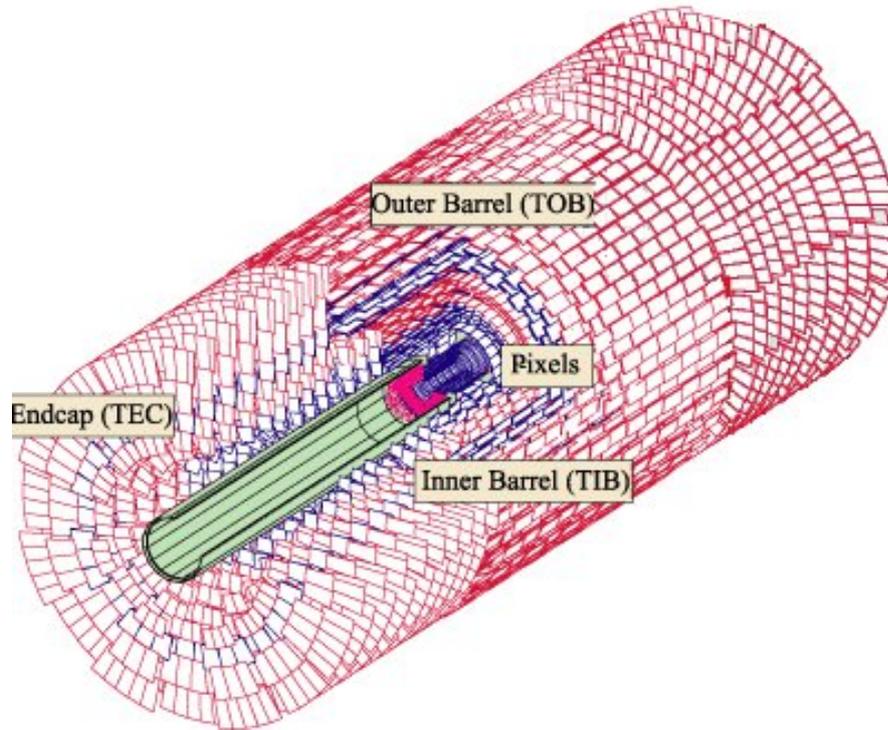


Figura 3.7: O Sistema de Trajetória do CMS, dividido em 4 subdetectores: **TOB**, **TIB**, **TEC** e *Pixels*.

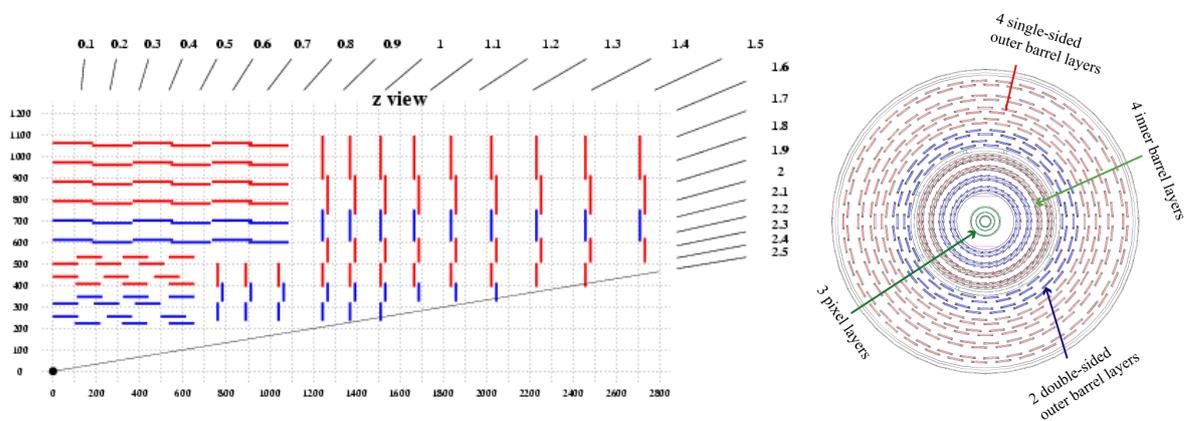


Figura 3.8: Vista longitudinal do Sistema de Trajetória do CMS.

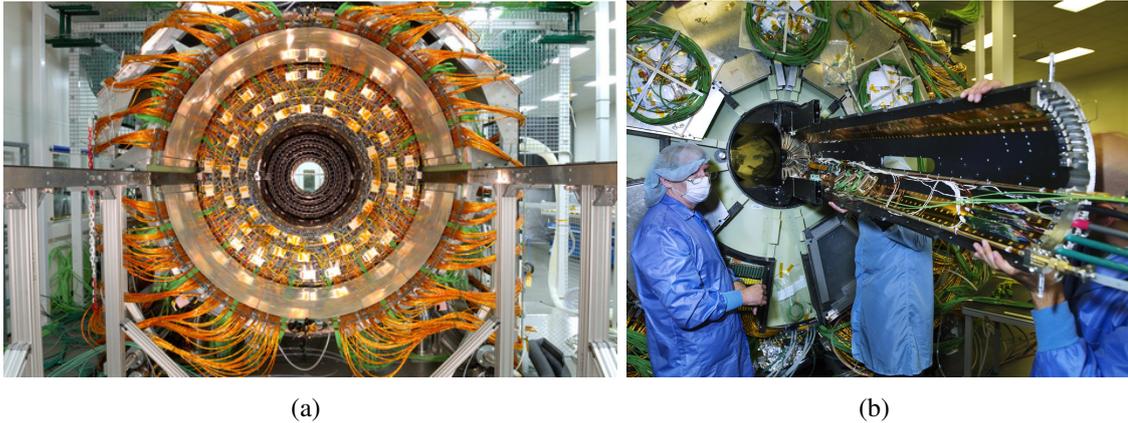


Figura 3.9: (a) Vista frontal do Sistema de Trajetória do **CMS** durante a montagem. (b) Inserindo o detector de pixel no Sistema de Trajetória

### 3.2.2 Calorímetro Eletromagnético

O Calorímetro Eletromagnético (**ECAL**) [34] 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 3.10) foi planejado de forma a ter uma parte central chamada barril que cobre a região com  $|\eta| < 1,479$  e é constituído de 61200 cristais de chumbo cintilante ( $PbWO_4$ ), fechado por duas tampas chamadas de coberturas finais (*endcaps*, figura 3.11) que cobrem uma

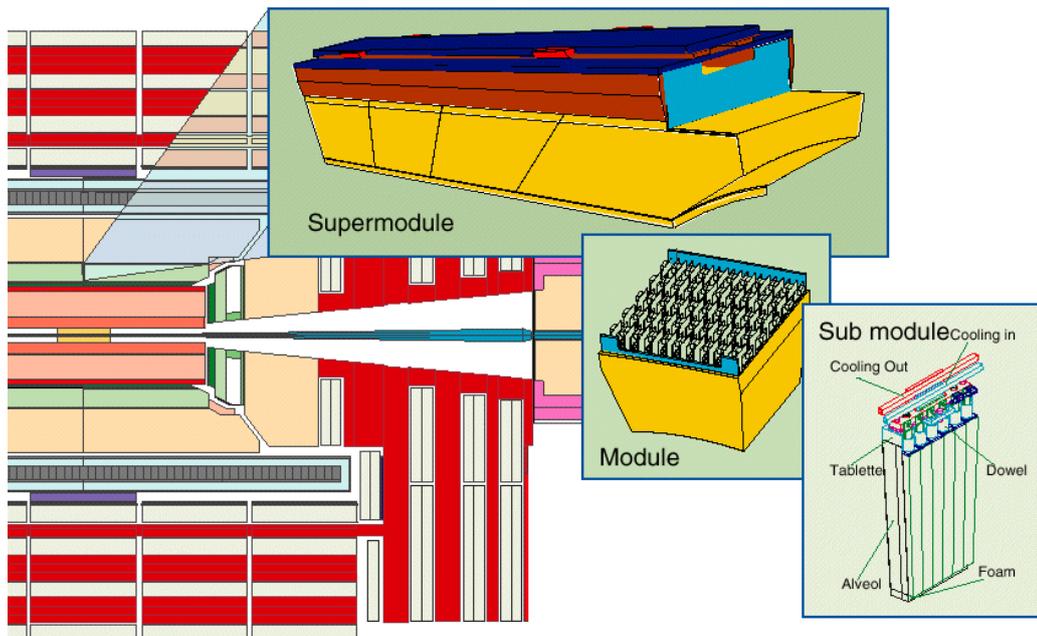


Figura 3.10: Barril do **ECAL**.

região de  $\approx 1,5 \leq |\eta| \leq 3,0$ , cada uma delas possui 7324 cristais de  $PbWO_4$  e estão posicionadas a 3,14 m de distância do vértice primário de interação. Além disso, cada tampa também é estruturada em forma de dois “*Dees*” que consistem de estruturas semi-circulares de alumínio divididas em  $5 \times 5$  unidades de cristais, conhecidas como “*supercrystals*”.

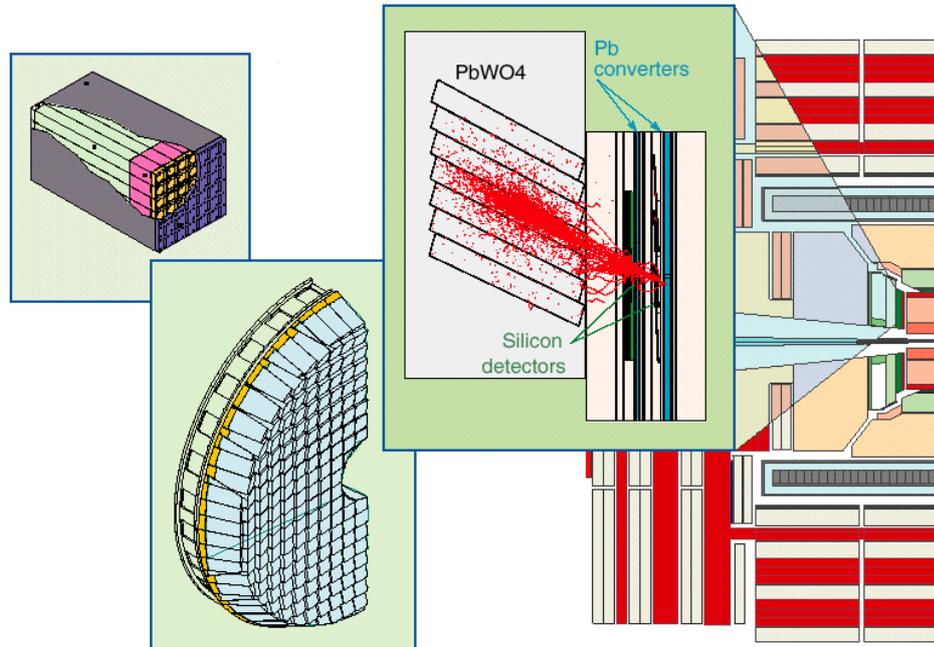


Figura 3.11: Coberturas finais (*endcaps*) do ECAL.

Na figura 3.12 é mostrado um módulo real de cristais de  $PbWO_4$  e como ele é montado no ECAL do CMS.

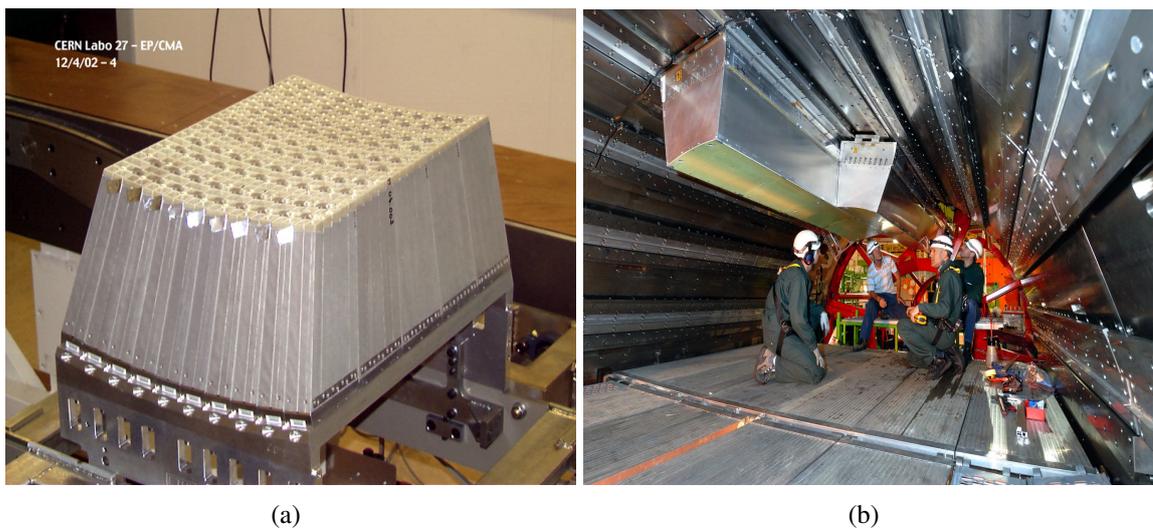


Figura 3.12: (a) Módulo real montado no ECAL. (b) Montagem do módulo no CMS.

Os cristas de  $PbWO_4$  possuem uma grande densidade, pequeno ângulo de *Moliere* (2,2 cm), são de resposta rápida (80% da luz é emitida com 25 ns), resistentes à radiação (até 10 Mrad) e pequenos comprimentos de radiação ( $X_0 = 0,89$  cm), oferecendo assim uma grande performance na resolução em altas energias e permitindo um calorímetro bem compacto. Ele é equipado com fotodíodos de avalanche (**APDs**) na região do barril e fototríodos a vácuo (**VPTs**) nas tampas (figura 3.13). O sistema eletrônico tem 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>4</sup> quando o **LHC** estiver operando com o máximo de sua luminosidade; e a dificuldade de acesso para fazer a manutenção do sistema.

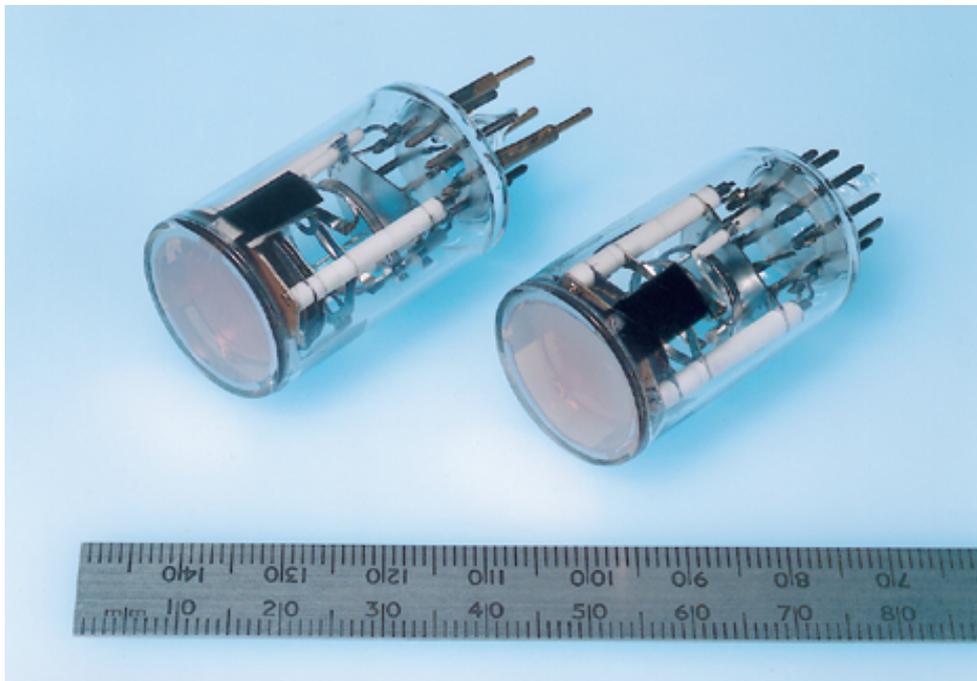


Figura 3.13: Fototríodos.

### Pré-chuveiro

Nas regiões entre  $1,6 \leq |\eta| \leq 2,61$  é utilizado um Pré-chuveiro (3.14), que corresponde a um conjunto constituído de um radiador (material denso) e um detector. Ele tem como finalidade separar  $\pi^0$  de  $\gamma$ . No **CMS** em particular, o Pré-chuveiro tem um papel fundamental na identificação da energia depositada por fótons, possibilitando assim saber se em um ponto determinado tem-se a energia depositada apenas por um ou dois fótons produzidos muito próximos.

O Pré-chuveiro do **CMS** consiste de dois radiadores de chumbo, cada um seguido de uma camada de detectores de microtiras de silício, dispostas ortogonalmente uma em relação à

<sup>4</sup>Um *gray* (Gy) é definido como a absorção de um joule de energia de radiação por um quilograma de matéria.  
 $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$

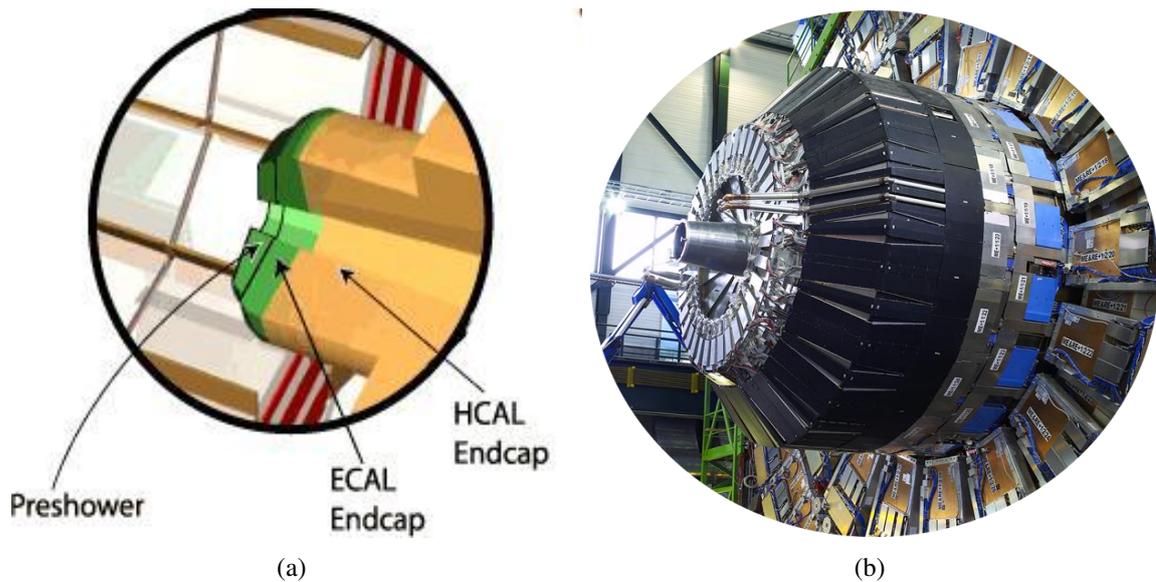


Figura 3.14: (a) Localização do Pré-chuveiro no **CMS**. (a) Vista do Pré-chuveiro instalado no **CMS**.

outra. Eles estão localizado 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 cobre uma área total em torno de  $16,4 \text{ m}^2$  e seu peso total é de aproximadamente 1850 kg.

### 3.2.3 Calorímetro Hadrônico

O Calorímetro Hadrônico (**HCAL**) [35] é dividido em quatro partes: o barril (**HB**), duas tampas laterais (**HE**), outro barril (**HO**) situado por fora do criostato e, por último, um calorímetro situado nas extremidades (fora) do **CMS** (**HF**).

O **HB** tem 9 metros de comprimento, 1 metro de espessura e 6 metros de diâmetro externo. As duas tampas (**HE**) possuem diâmetros de 0,6 a 0,8 metros e espessura de 1,8 metros. Tanto o **HB** quanto o **HE** estão localizados dentro do solenoide de 4 tesla. Os dois calorímetros localizados nas extremidades (**HF**) são feitos de ferro e fibras de quartzo e têm como propósitos melhorar a medida da energia transversa perdida e permitir a identificação e reconstrução de jatos a baixos ângulos.

Foram utilizadas duas técnicas diferentes na construção dos calorímetros que compõem o **HCAL**:

- Os três primeiros, **HB**, **HE** e **HO**, situados na região central do detector ( $|\eta| < 3,0$ ), são dispostos 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



### 3.2.4 Sistema de Múons

O Sistema de Múons [36] 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 é composto por três diferentes subdetectores (figura 3.16):

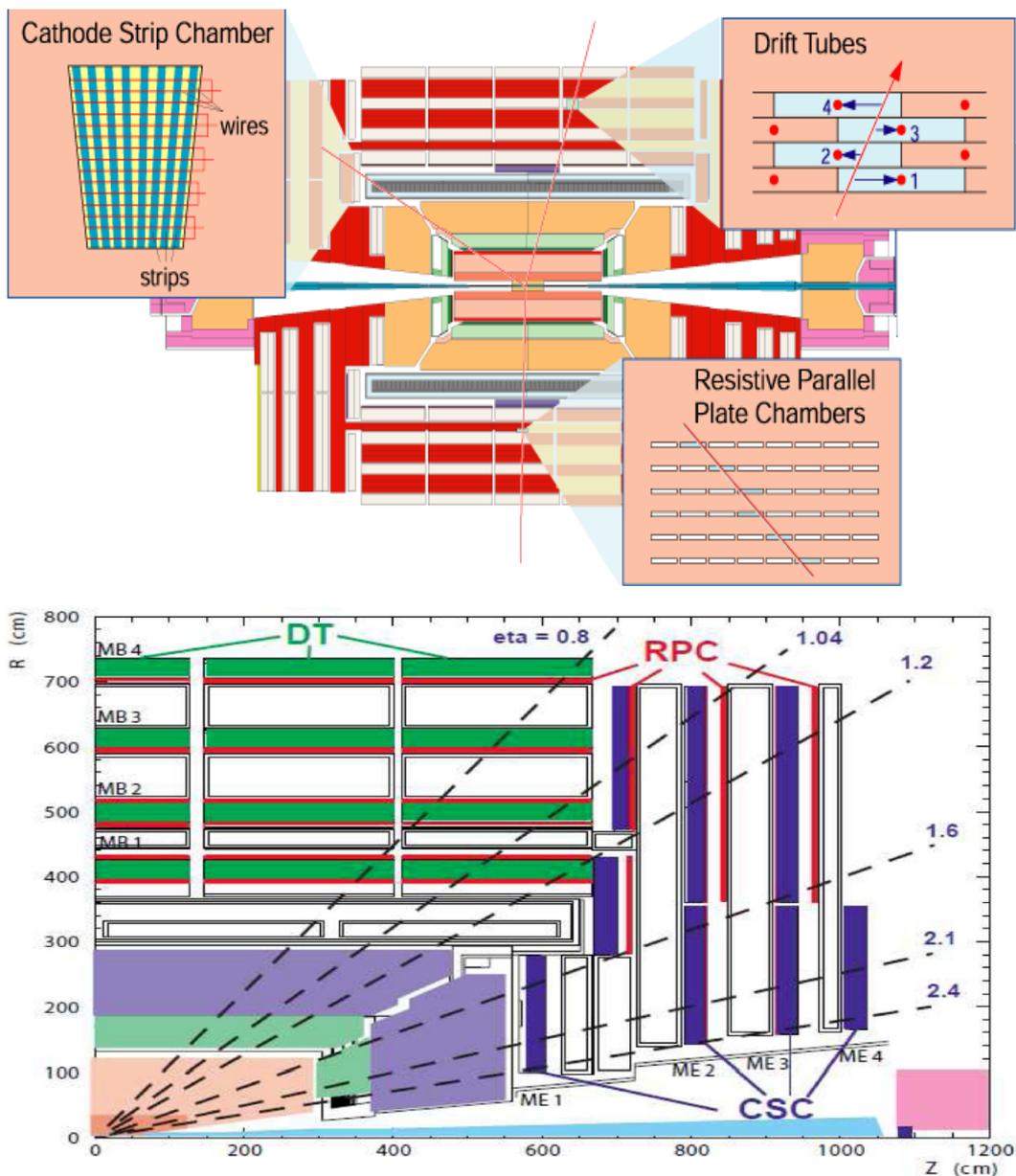


Figura 3.16: Sistema de Múons e seus sub-detectores: *Drift Tubes*, *Cathod Strip Chambers* e *Resistive Plate Chambers*.

- Tubos de arrasto (*Drift Tubes* – **DT**), localizados na região do barril, cobrindo a região  $\eta = 0$  até  $\eta = 1,3$ . Consistem num total de 250 câmaras, organizadas em quatro camadas (chamadas MB1, MB2, MB3 e MB4) dentro dos 5 discos que formam o sistema de retorno do campo magnético do **CMS**;

- Câmaras de fios catódicos (*Cathod Strip Chambers* – **CSC**), localizadas na região das tampas, cobrindo  $\eta = 0,9$  até  $\eta = 2,4$ ; e
- Câmaras de placas resistivas (*Resistive Plate Chambers* – **RPC**), localizadas tanto no barril quanto nas tampas, cobrindo a região  $\eta = 0$  até  $\eta = 2,1$ , as quais consistem de quatro camadas de detectores intercaladas por placas de ferro.

O **DT** e **CSC** são utilizados para obter uma medida precisa da posição e do *momentum* dos múons, enquanto que a **RPC** é responsável por fornecer informações sobre a passagem dos múons pelo detector, de tal forma, que essas informações podem ser utilizadas no *trigger* de nível 1. Essas camadas estão dispostas como um cilindro concêntrico ao redor do barril e em forma de disco (figura 3.17), perpendicular ao feixe, na região das tampas (figura 3.18).



Figura 3.17: Um dos discos que formam o **CMS** na caverna, onde pode-se observar a instalação das câmaras de múons, encrustadas nas regiões de retorno de fluxo do campo magnético.

Existem diferentes qualidades de múons reconstruídos no **CMS**, as quais são conhecidas como:

- *standalone muons* - reconstruídos utilizando apenas informações do Sistema de Múons: **DTs, CSCs and RPCs**;
- *global muons* - são os *standalone muons* ajustados a traços do Sistema de Trajetória, por um ajuste do tipo “*Kalman filter*”; e
- *tracker muons* - todos os traços são considerados candidatos a múons em potencial, sendo que está hipótese tem que ser confirmada a partir de informações dos calorímetros e do Sistema de Múons.

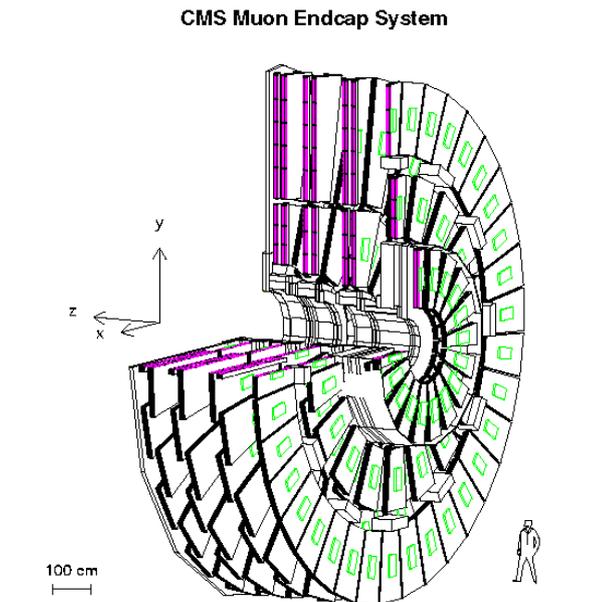


Figura 3.18: Tampas do Sistema de Múons.

### 3.2.5 Os detectores frontais

Dentro do sistema de detectores do CMS encontram-se alguns com grande importância para os estudos da Física da Região Frontal: **FP420**, **ZDC** e o **CASTOR**, figura 3.19. A compreensão dessa região física é muito importante para determinar a seção de choque total, como mencionado anteriormente. Assim, dentre todos os outros tópicos que estão sendo estudados no CMS, a Física da Região Frontal tem uma oportunidade ímpar de desenvolvimento. Outro componente de detecção que favorece as observações na região frontal é aquele dedicado inicialmente à obtenção das seções de choque elástica e total, o **TOTEM** [37], um experimento que compartilha o mesmo ponto de interação com o CMS.

#### O **TOTEM** (*TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement*)

O **TOTEM** tem como principais tarefas a medida da seção de choque total em colisões  $pp$  e o estudo de interações elástica e difrativas no **LHC**. Este detector é separado em dois telescópios (câmaras de traços, T1 e T2 - figura 3.20(a)) situados entre  $3,1 \leq |\eta| \leq 6,5$ , e dois *Roman Pots*, figura 3.20(b), localizados  $\pm 147\text{m}$  e  $\pm 220\text{m}$  do ponto de interação. O telescópio mais próximo do ponto de interação (T1) está à 9 m de distância e é feito de câmaras de fios catódicos (**CSC**), enquanto o segundo (T2) encontra-se à 13,5 m e utiliza-se de um multiplicador de elétrons a gás (*Gas Electron Multipliers* – **GEM**). Os detectores de prótons dos *Roman Pots*, são construídos com silício e foram projetados para funcionar a apenas alguns microns do feixe de prótons.

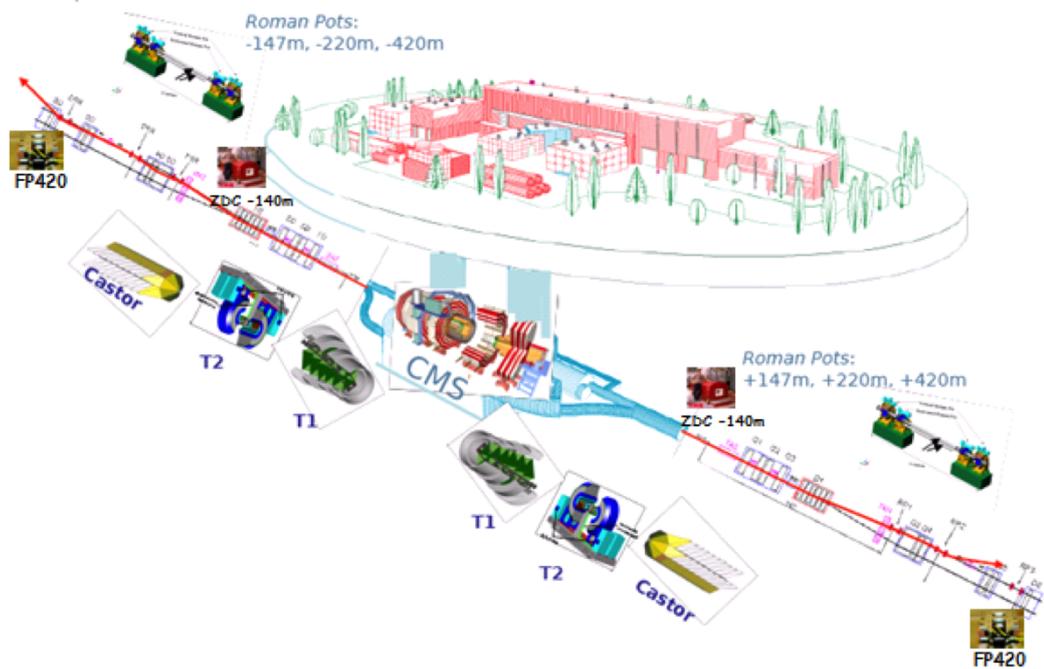


Figura 3.19: Os detectores frontais no IP5.

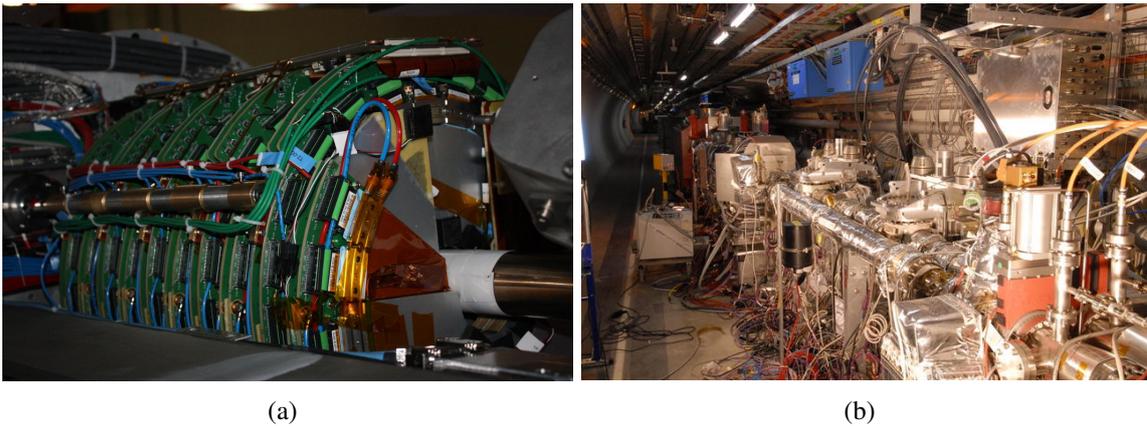


Figura 3.20: (a) Câmara de traços do **TOTEM** instalado no **CMS**. (b) *Roman Pots* do **TOTEM**.

### O **ZDC** (*Zero Degree Calorimeter*)

O **ZDC** tem como grande contribuição para o **CMS** a medida de nêutrons frontais ( $\geq 8,5$ ) de altas energias e fótons de baixas energias ( $\sim 50$  GeV) para as colisões de íons pesados e baixa luminosidade (até  $10^{33}$   $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). Ele foi projetado para funcionar como dois calorímetros independentes: um eletromagnético e um hadrônico, utilizando sanduíches de tungstênio e fibras de quartzo para as medidas de energia.

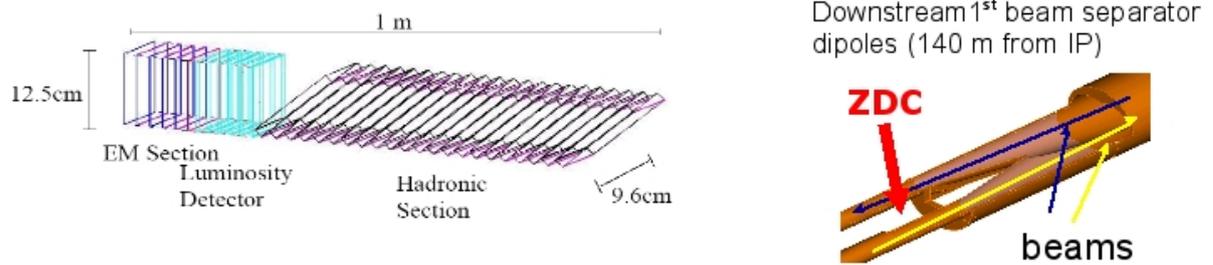


Figura 3.21: O calorímetro **ZDC** e o local de instalação.

### O **CASTOR** (*Centauro and Strange Object Research*)

O **CASTOR** é um calorímetro projetado de forma a ter excelente linearidade e resolução em energia, bem como ótima resolução espacial. Ele tem por finalidade contribuir de forma significativa para a física do **CMS** em um grande espectro de tópicos interdisciplinares, tanto em colisões próton-próton ( $pp$ ) como em colisões de íons pesados. Da mesma forma que o **ZDC**, o **CASTOR** é composto por calorímetros eletromagnético (**EM**) e hadrônico (**HAD**). O início do **CASTOR** é localizado à exatamente 14,38 m do ponto de interação e ao redor do tubo do feixe do **LHC**, estendendo assim a cobertura dos calorímetros do **CMS** de  $\theta = 0.7^\circ$  a  $\theta = 0.1^\circ$ . Vê-se na figura 3.22 o aumento na identificação de prótons difrativos e elásticos no **CMS**, a partir da utilização do **CASTOR**.

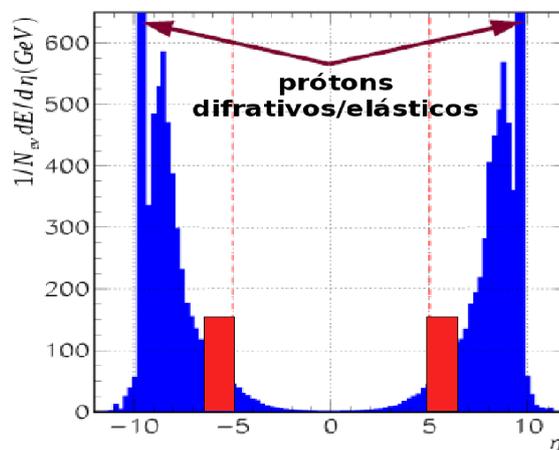


Figura 3.22: Neste histograma, vê-se a cobertura dos prótons difrativos e elásticos no **CMS**. Ao adicionar o **CASTOR**, aumenta-se a possibilidade de detecção desses prótons na região em vermelho.

O calorímetro **CASTOR** é segmentado em 16 partes azimutalmente simétricas e em 14 seções longitudinais, 2 **EM** e 12 **HAD** (figura 3.23), formando um total de 224 canais, os quais são chamados de unidades de leitura (*Readout Unit* - RU). Cada RU é composta de 5 camadas de tungstênio e quartzo intercaladas em ambas as seções, **EM** e **HAD** (figura 3.24), utilizados como material passivo e ativo, respectivamente, lhe garantindo uma alta resistência à radiação, necessária para funcionar na região região frontal do **CMS** ( $5,2 \leq |\eta| \leq 6,6$ ). Além disso, eles

são posicionados formando um ângulo de  $45^\circ$  com a direção do feixe, de modo a maximizar a produção da radiação Cherenkov (sinal do calorímetro). Acopladas as unidades de leitura encontram-se fotomultiplicadoras (PMTs).

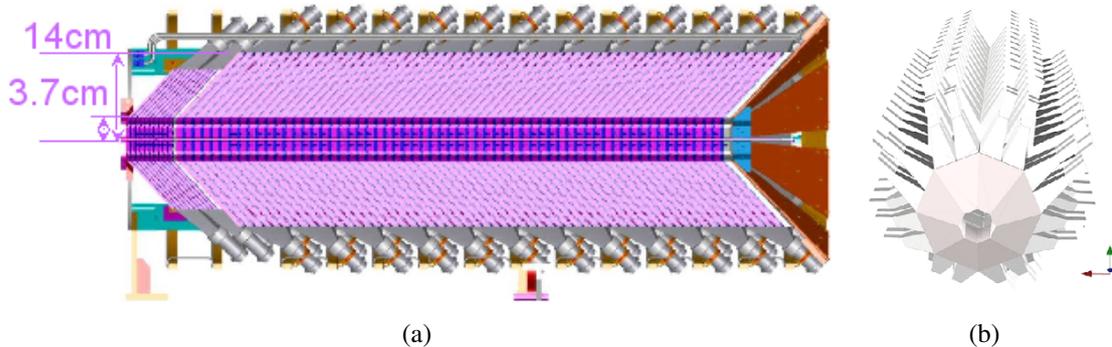


Figura 3.23: Visão esquemática do calorímetro **CASTOR**: 3.23(a) Longitudinal e 3.23(b) Azimutal.

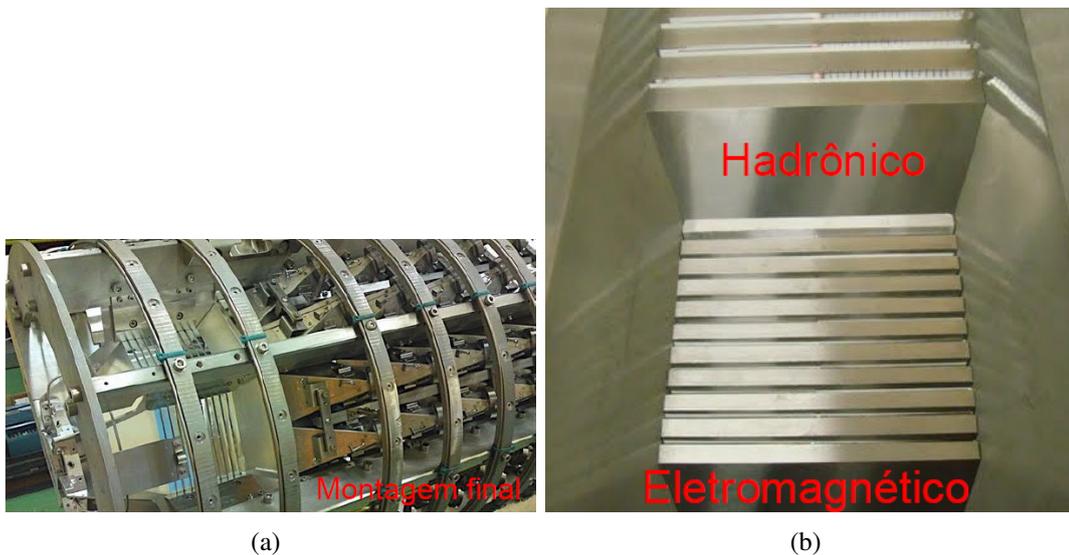


Figura 3.24: Vista do calorímetro **CASTOR** totalmente instrumentado 3.24(a), antes de ser instalado no **CMS**, e da separação dos setores **EM** e **HAD** do calorímetro **CASTOR** 3.24(b).

#### O **FP420** (*Forward Proton Tagging at 420m*)

O **FP420** é um detector proposto para complementar os detectores nas regiões frontais do **CMS** e do **ATLAS**. Serão instalados detectores do tipo *near-beam*, composto de câmaras de silício e detectores Cherenkov de resposta rápida, à distância de 420 m dos pontos de interação dos dois experimentos. Ao redor dessa posição, os prótons que tiverem parte de seu *momentum* inicial perdido são desviados para fora do acelerador pelos eletroímãs do **LHC**. O **FP420** será capaz de determinar a posição espacial e o momento de chegada dos prótons nessa região.

Após apresentar todos os subdetectores do **CMS** tem-se na figura 3.25 o detector completo, pronto para começar a tomada de dados. Os primeiros eventos vistos no **CMS** foram

em Setembro de 2008, figura 3.26, quando o primeiro feixe circulou em todo o **LHC**. Porém, alguns dias depois do início de funcionamento houve um grave acidente, fazendo-se com que as tomadas de dados fossem postergadas por mais de um ano. No final de 2009 iniciou-se a tomada de dados, operando o **LHC** à energia do centro de massa de 900 GeV e posteriormente a 2,36 TeV, com resultados preliminares publicados em janeiro de 2010 [38]. Em 30 de março de 2010 começou a tomada de dados com energia do centro de massa de 7 TeV, figura 3.27.

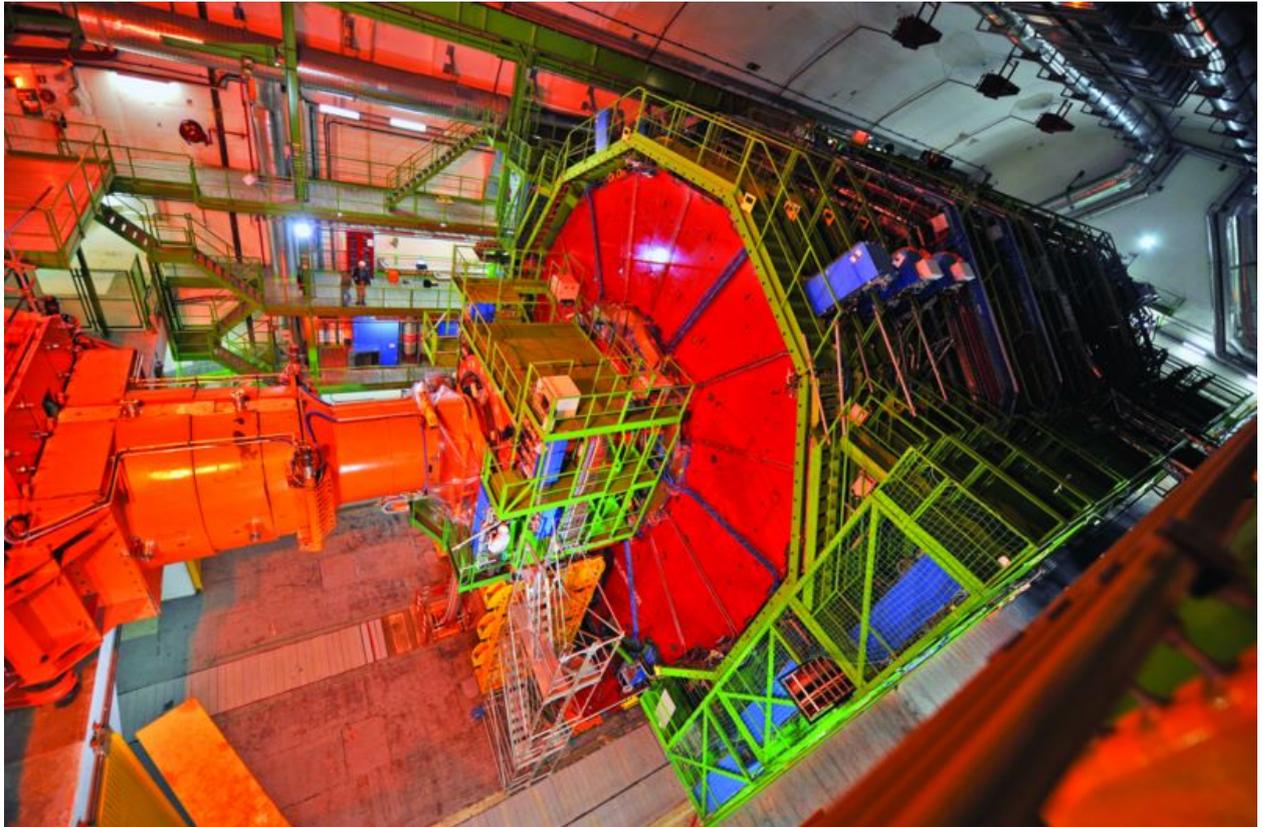


Figura 3.25: **CMS** fechado, pronto para a tomada de dados.

### 3.3 Participação no experimento **CMS**

Durante o desenvolvimento desta tese, o autor participou de diferentes atividades relacionadas ao experimento **CMS**. A seguir, encontra-se uma breve descrição dessas atividades e como elas estavam inseridas na colaboração **CMS**, nos diferentes grupos: *Forward Physics* (**PAG<sup>5</sup> FWD**), *PAG BPhysics* e do calorímetro **CASTOR**, mencionado anteriormente.

#### Atividades com o grupo do **CASTOR**

Pela primeira vez o autor da presente tese teve a oportunidade de trabalhar com um problema real de *hardware*, ao elaborar um modelo experimental para testar e calibrar as di-

---

<sup>5</sup>PAG, *Physics Analysis Group*.

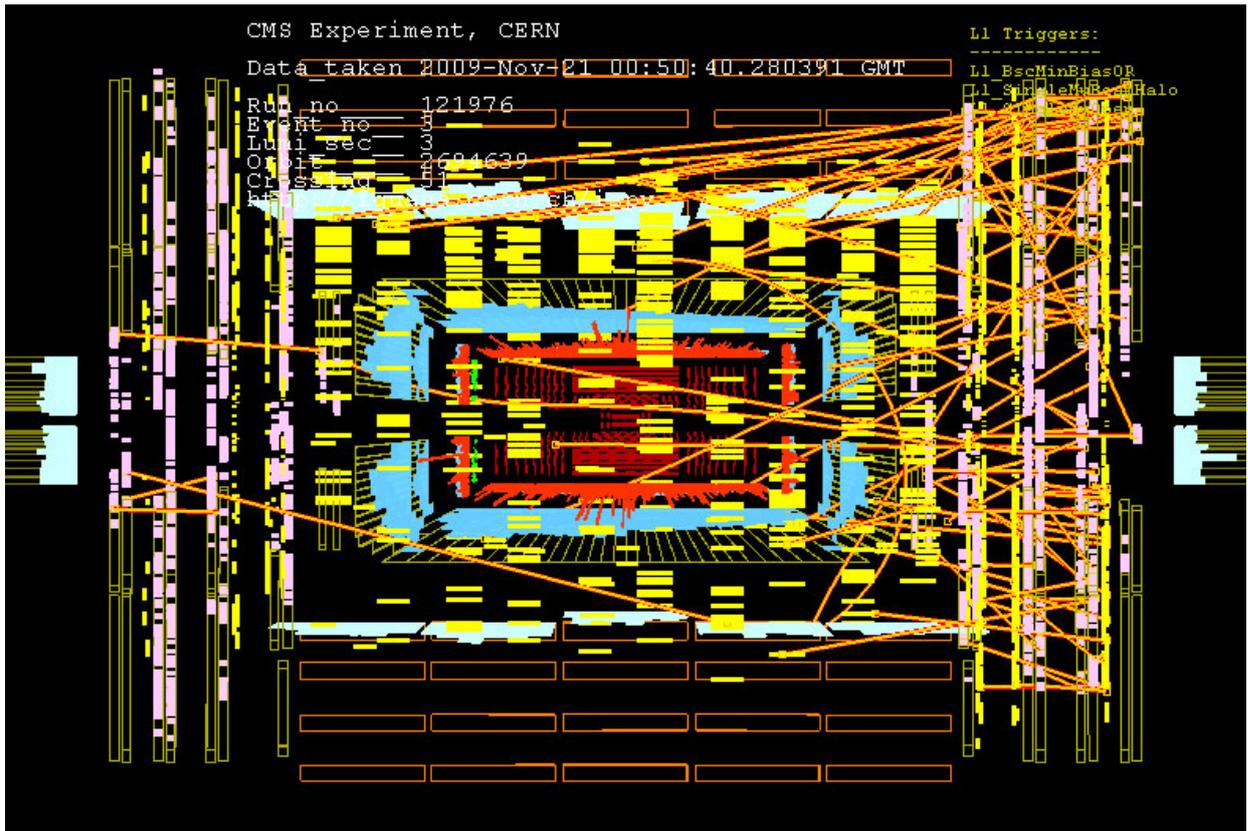


Figura 3.26: Primeiros eventos visto no **CMS** no início de funcionamento do **LHC**, antes do começo das colisões em setembro de 2008.

ferentes unidades de leitura de dados do **CASTOR**, utilizando raios cósmicos. Este modelo consistiu na utilização de detectores de cintiladores, posicionados na parte frontal e posterior do calorímetro, para detectar múons cósmicos, partículas que se comportam como minimamente ionizantes (*Minimum Ionizing Particle* - **MIP**). As **MIP** ao passarem pelo **CASTOR**, teriam como característica depositar energia de forma linear em todas as unidades de saída. Assim, utilizando essa informação, seria possível normalizar a resposta de todos os setores do calorímetro com relação à energia coletada dos múons. Ainda na fase de projeto, este trabalho foi apresentado na *Deutsche Physikalische Gesellschaft Frühjahrstagung* (Reunião de trabalho de Primavera da Sociedade Alemã de Física) [39] em nome da colaboração **CMS** e do grupo do **CASTOR**.

Outra atividade relacionada a *hardware* foi a montagem da parte mecânica e eletrônica do protótipo do detector utilizado no teste com feixes de partículas (*test beam* - **TB**) do **CASTOR** de 2008 (**TB2008**) [40]. Ao participar desta atividade foi possível entender vários aspectos importantes envolvidos na operação de um detector, tais como: quais são os procedimentos básicos para determinar as características que se espera de um detector antes do seu funcionamento; como se obtém as constantes de calibração do detector, as quais serão necessárias para normalizar os parâmetros dos *softwares* utilizados na simulação e aquisição de dados; e a produção dos diferentes feixes de partículas utilizados, a partir de uma única fonte. Foram

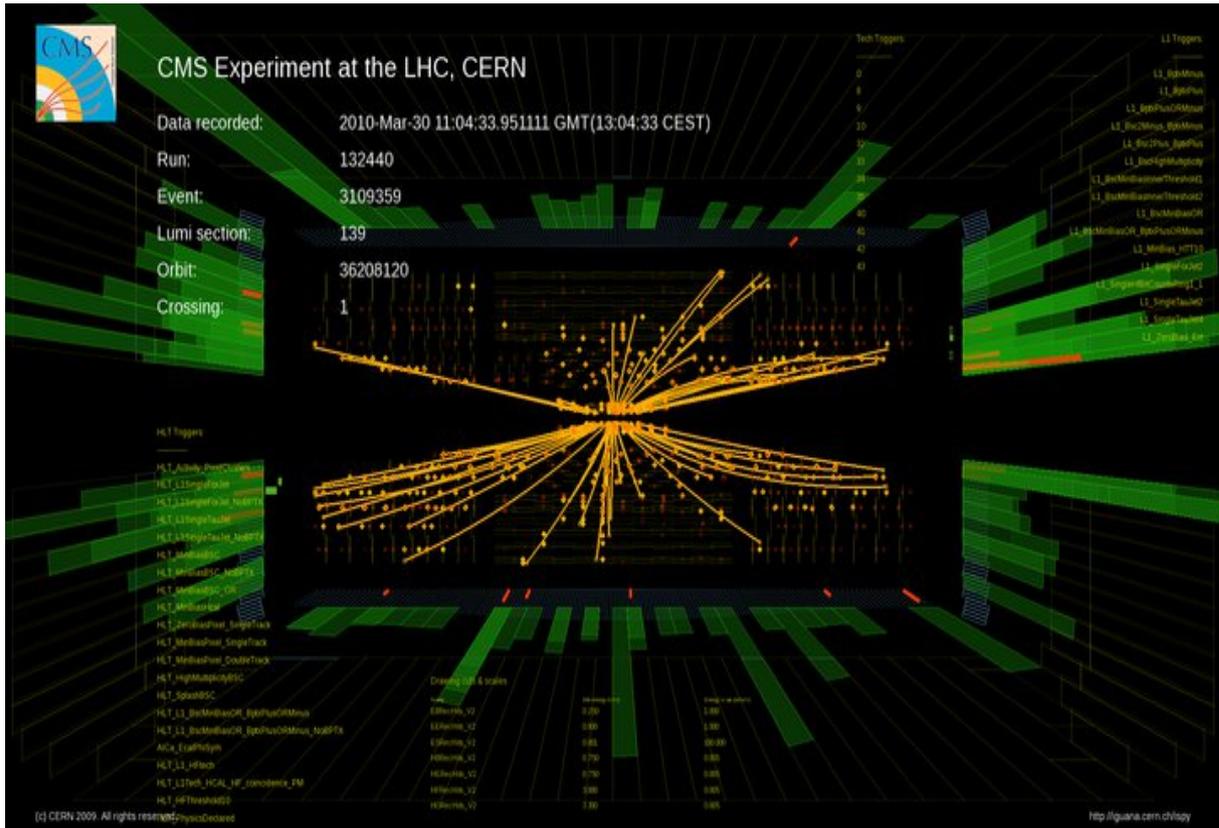


Figura 3.27: Primeira colisão registrada no **CMS** com energia de centro de massa de 7 TeV.

utilizados feixes de múons, elétrons e píons de baixíssimas energias, da ordem de 2 GeV, até feixes de 350 GeV.

Um aspecto a ser destacado no **TB2008** aconteceu com as placas de tungstênio utilizadas no calorímetro. O tungstênio é conhecido, e foi utilizado no calorímetro, por ser um material muito rígido, porém durante o **TB2008** as placas de tungstênio dos primeiros setores do detector perdiam essa característica, ou seja, a rigidez do material diminuía. Após alguns testes, ficou evidenciado que tal comportamento ocorria como consequência da maior taxa de radiação absorvida por estas primeiras placas. Então, foi sugerido cobrir as placas de tungstênio dos primeiros setores com folhas de alumínio, mantendo assim as características iniciais do material. O autor participou na execução desse trabalho e, ao testar as novas placas cobertas com folhas de alumínio, verificou-se que não apresentavam mais a perda das propriedades do tungstênio vista anteriormente.

## Física

Concomitantemente foram realizadas atividades com os grupos de física do **CMS**, sendo eles o grupo de física da região frontal (*PAG FWD*) e o grupo de física do *quarkb* (*PAG BPhysics*). Junto ao primeiro, teve responsabilidade de ser o contato entre este grupo e o grupo *Physics Analysis Toolkit* (**PAT**) e participação da elaboração do artigo: *Prospects for diffractive*

*and forward physics at the LHC* [41]. Com relação à participação no segundo, em colaboração com outros membros, foi realizada a adequação dos módulos de análise do *PAG BPhysics* para uma nova versão do ambiente de *software* do **CMS (CMSSW)**, código oficial utilizado para a produção, simulação e análise de dados.

No próximo capítulo é apresentada a análise de dados desenvolvida a partir de colaborações com os dois grupos citados acima.

## 4 GERAÇÃO E SIMULAÇÃO DE EVENTOS

A análise apresentada nesta tese de doutorado foi realizada utilizando amostras de eventos simulados de Monte Carlo. Devido ao atraso ocorrido com o LHC, não houve coleta de dados para a execução desta tese.

Foram utilizados dois geradores para a produção desses eventos, que são: **PYTHIA** [42], para a geração das amostras não difrativas, e **POMWIG** [43], baseado no **HERWIG** [44] (*Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons*), para a geração das amostras de eventos difrativos. Além disso, um conjunto de eventos foi gerado privadamente, enquanto outro foi gerado pela colaboração **CMS**.

Tanto o **PYTHIA** quanto o **HERWIG** são geradores de propósito geral, tendo vários aspectos em comum. Porém, uma das diferenças mais significantes é o tratamento dos processos não-perturbativos dado pelo **PYTHIA**, pois a sua filosofia é detalhar da melhor forma possível o processo de hadronização.

### 4.1 Geração a 14 TeV de energia de centro de massa

Num primeiro momento, trabalhou-se com a expectativa do **LHC** começar a funcionar com  $\sqrt{s} = 14$  TeV, então as amostras foram geradas com essa energia de centro de massa. Na tabela 4.1, são apresentadas as amostras utilizadas, a seção de choque visível ( $\sigma_{vis}$ ) e o fator de normalização ( $\mathcal{N}$ ) utilizado entre as diferentes amostras. Elas permitiram a realização do estudo de como selecionar eventos que contenham  $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$  e foram geradas com o **PYTHIA**.

Amostras	sinal	$b \rightarrow J/\psi$	$\bar{b} \rightarrow J/\psi$	$c\bar{c} \rightarrow \mu\mu$	$b\bar{b} \rightarrow \mu\mu$
$N_{gen}$	23163	500000	500000	983424	2794900
$\sigma_{vis}$ (pb)	$1,62 \times 10^3$	$4,07 \times 10^4$	$4,07 \times 10^4$	$9,28 \times 10^4$	$3,25 \times 10^5$
$\mathcal{N}$	0,70	0,81	0,81	0,94	1,16

Tabela 4.1: Amostras de eventos simulados a  $\sqrt{s} = 14$  TeV: número de eventos ( $N_{gen}$ ), seção de choque visível ( $\sigma_{vis}$ ) e fator de normalização ( $\mathcal{N}$ ).

A seção de choque visível foi calculada usando a equação 4.1, onde  $\sigma_{gen}$  é a seção de choque de produção,  $\varepsilon_{filter}$  é a eficiência dos filtros no nível de gerador e  $BR$  são as razões de

ramificação envolvidas no processo.

$$\sigma_{vis} = \sigma_{gen} \times \varepsilon_{filter} \times BR \quad (4.1)$$

Como exemplo, calcula-se a seção de choque visível para a amostra  $b \rightarrow J/\psi$ , cuja a eficiência ( $\varepsilon_{filter}$ ) é de  $1,30 \times 10^{-4}$  e  $\sigma_{gen}$  igual a  $5,47 \times 10^{10}$  pb. Durante a geração também foram forçados os estados finais de decaimento, ou seja, é necessário aplicar as seguintes razões de ramificação:  $BR1 (b \rightarrow J/\psi) = 9,66 \times 10^{-2}$  e  $BR2 (J/\psi \rightarrow \mu\mu) = 5,93 \times 10^{-2}$ , para corrigir a seção de choque. Usando esses valores encontra-se:

$$\begin{aligned} \sigma_{vis} &= 5.47 \times 10^{10} \times 1.30 \times 10^{-4} \times 9.66 \times 10^{-2} \times 5.93 \times 10^{-2} \text{pb} \\ \sigma_{vis} &= 4.07 \times 10^4 \text{pb} \end{aligned} \quad (4.2)$$

As amostras  $b \rightarrow J/\psi$  e  $\bar{b} \rightarrow J/\psi$  foram geradas na produção oficial chamada **CSA07** [45]. Essa produção foi um primeiro teste da infraestrutura de computação desenvolvida para o experimento **CMS**, pois a quantidade de dados produzida pelas colisões do **LHC** é um desafio a mais para os experimentos. As outras duas amostras,  $c\bar{c} \rightarrow \mu\mu$  e  $b\bar{b} \rightarrow \mu\mu$ , foram geradas pelo grupo de Física do méson  $B$ , uma vez que as mesmas serviriam como sinal para outras análises desenvolvidas pelo grupo.

A amostra de sinal foi gerada privadamente, tendo respeitado todos os parâmetros encontrados na **CSA07** e utilizando a versão `_1.6_X` do **CMSSW**. Assim, no nível de geração foram selecionados eventos do subprocesso genérico  $QCD 2 \rightarrow 2$ , ressaltando que a produção foi feita utilizando os diferentes mecanismos de produção disponíveis para o *quark*  $b$ <sup>1</sup>: fusão de glúons, excitação de sabores e separação de glúons. Além disso, foram utilizados os seguintes filtros a nível de geração:

- a presença de pelo menos um méson  $B^+$  na amostra, utilizando o módulo *PythiaFilter*;
- $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$  (**MDME**(934,1) = 2);
- $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (**MDME**(859,1) = 1);
- a presença de pelo menos um par de múons de cargas opostas e com massa invariante entre 2,9 e 3,3 GeV/c<sup>2</sup>;
- todos os múons, candidatos a par do  $J/\psi$ , devem ser partículas de estado final e ter:
  - $\eta$  entre -2,5 e 2,5;
  - $p_T > 2,5$  GeV/c;
  - a partícula mãe tem que ser um  $J/\psi$ .

---

<sup>1</sup>Utilizando o **PYTHIA** é necessário usar o parâmetro **MSEL** = 1.

Concluindo a primeira parte do estudo com a definição dos cortes a serem utilizados na separação entre sinal e fundo não difrativos, a próxima etapa foi a geração de eventos difrativos utilizando para isto o gerador **POMWIG**, versão v2.0beta.

O **HERWIG** é um gerador apropriado à simulação de eventos com grande *momentum* transferido, capaz de gerar diferentes processos físicos, tais como: subprocessos duros elementares, chuveiros partônicos, produção de sabores pesados, decaimento de bósons de Higgs e de Gauge, supersimetria, hadronização, dentre outros. Ele usa a aproximação de chuveiros de pártons para radiações na QCD, tanto para o estado inicial quanto para o estado final, incluindo os efeitos de coerência da cor. O **HERWIG** não faz simulação de física difrativa.

Com o intuito de gerar eventos difrativos, Brian Cox e Jeff Forshaw acrescentaram novos modelos ao código deste gerador, aumentando sua capacidade de geração de fenômenos físicos, originando, assim, o **POMWIG**. Uma das modificações necessárias foi feita na interpretação do processo de fotoprodução já existente, pois sendo a troca de pomeron em colisões hádron-hádron muito parecida com a fotoprodução em lépton-hádron, foi necessário fazer apenas a troca da fórmula de fluxo das partículas envolvidas na interação, ou seja, muda-se a função de estrutura do fóton pela do pomeron e o fator de fluxo do fóton [46] (equação 4.3) pelo fator de fluxo do pomeron [43] (equação 4.4).

$$\Phi(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2} \left\{ \left[ \frac{1 + (1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y} \left( \frac{Q_{min}^2}{Q^2} - \frac{Q^2}{M^2} \right) \right] \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M^2}\right)^2} \right\}, \quad (4.3)$$

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}) = N \int_{t_{max}}^{t_{min}} \frac{e^{\beta_{\mathbb{P}}(t)}}{x_{\mathbb{P}}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}}, \quad (4.4)$$

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  $x_{\mathbb{P}}$  no fator de fluxo do pomeron é a fração da energia do próton carregada pelo pomeron,  $t$  é o *4-momentum* transferível (uma variável que mede a virtualidade do pomeron) e  $N$  é um fator de normalização.

Para as funções de estrutura (**PDF**) dos prótons e o fator de fluxo do pomeron, foram utilizados os resultados dos parâmetros de ajuste provenientes do experimento **H1**, conhecidos como *NLO H1 2006 fit B* [47]<sup>2</sup>. Tratando-se especificamente do fator de fluxo do pomeron, os valores usados foram os seguintes:  $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1,111$ ,  $\alpha' = 0,06 \text{ GeV}^2$  e  $\beta_{\mathbb{P}} = 5,5 \text{ GeV}^2$ . Além disso, utiliza-se o valor de 0,05 (figura 4.1) para probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez (*rapidity-gap survival probability*)<sup>3</sup>, como predito por Khoze, Martin e Ryskin [48]. É importante notar que nas energias do LHC a probabilidade de sobrevivência da lacuna de

<sup>2</sup>No **POMWIG** utiliza-se o parâmetro **NSTRU** = 14.

<sup>3</sup>Definida como a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez em um evento, considerando as outras interações que podem povoar essa lacuna, a partir de efeitos físicos resultantes de múltiplas interações dos pártons.

rapidez é muito pequena, isto é, da ordem de 5% para a difração dura.

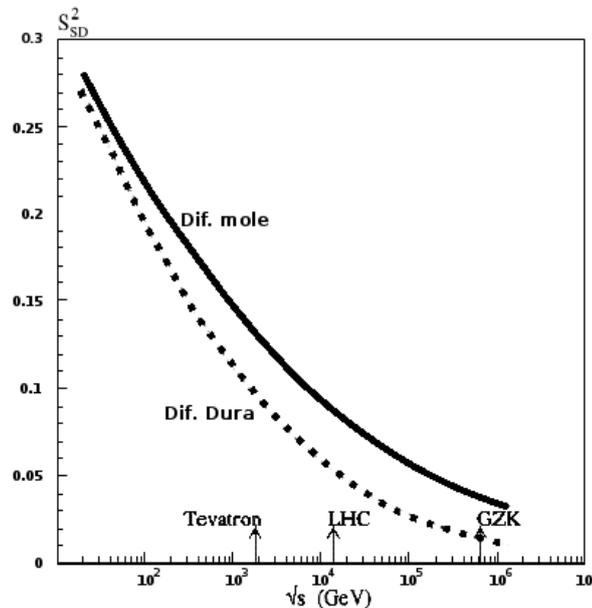


Figura 4.1: Dependência da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez com relação à energia.

## 4.2 Geração a 10 TeV de energia de centro de massa

O cenário previsto para início da tomada de dados foi alterado e a nova energia de colisão no centro de massa passou para 10 TeV. Assim, fez-se necessário produzir novamente as amostras não difrativas para realizar os estudos desejados. Então, todas as diferentes amostras de fundo foram reduzidas a apenas uma, produzidas no **SUMMER08** [49] utilizando a versão **CMSSW\_2.1\_X**.

Outro aspecto a ser mencionado sobre a produção dos eventos é o fato de que o código de simulação e reconstrução para o detector **CASTOR** não estava pronto para essa versão do **CMSSW**. Por causa disso, utilizou-se de informação a nível de geração, considerando a geometria e a segmentação do **CASTOR**. Entretanto, só foram contabilizadas como partículas que atingem o **CASTOR**, aquelas que estivessem acima de um limiar mínimo de energia de 10 GeV. Também não foi possível fazer o *smearing*<sup>4</sup> da energia e *momentum* das partículas, ressaltando que essas informações não são importantes para estudos da multiplicidade de partículas feitos com o **CASTOR**.

Encontram-se na tabela 4.2 as informações das amostras utilizadas para determinar a razão de eventos difrativos presentes em colisões a  $\sqrt{s} = 10$  TeV. A amostra de fundo foi gerada contendo todos os fundos mencionados na seção 4.1 e as amostras de sinal foram geradas de forma a conter um méson  $B^+$ , sendo diferenciadas por uma ser de topologia difrativa, sinal difrativo, e a outra não, sinal não difrativo.

<sup>4</sup>Processo que inclui os efeitos de resolução do detector na simulação.

Amostras	sinal não difrativo	fundo	sinal difrativo
$N_{gen}$	1083995	2438729	53341
$\sigma_{vis}$ (fb)	9,60E+05	2,28E+7	5,99E+03
$\mathcal{L}_{gen}$ (fb <sup>-1</sup> )	1,13	0,107	8,91

Tabela 4.2: Amostra gerada, número de eventos gerados ( $N_{gen}$ ), seção de choque visível ( $\sigma_{vis}$ ) e luminosidade gerada ( $\mathcal{L}_{gen}$ ) para amostras utilizadas na análise a 10 TeV.

### 4.3 Geração, simulação do detector e digitalização/reconstrução

A cadeia de produção de um evento no **CMS** utilizando o **CMSSW** pode ser separada em três etapas, as quais são: geração, simulação e digitalização/reconstrução.

- **Geração:** os geradores simulam colisões entre diferentes partículas, a uma certa energia do centro de massa. Eles produzem uma lista de partículas resultantes da colisão inicial, fornecendo informações tais como: a energia do feixe incidente, tabela da probabilidade de decaimento das partículas, alguns processos específicos que ocorreram a nível partônico e informações de vértices, tanto de entrada quanto de saída das partículas produzidas. O formato padrão dos eventos de Monte Carlo no ambiente do **CMSSW** é o **HepMC**, uma tabela que é utilizada como informação inicial para a próxima fase, a da simulação. É importante manter os geradores atualizados quanto aos diferentes modelos e os resultados mais atuais obtidos, para que gerem eventos mais próximos possíveis dos dados reais. O **POMWIG** e o **PYTHIA** foram os dois geradores utilizados neste trabalho, como mencionado anteriormente.
- **Simulação do detector:** nesta etapa é adicionado ao evento características do detector, estudando a sua resposta aos eventos gerados.

A simulação completa do detector é baseada no conjunto de ferramentas **GEANT4** [50], o qual fornece um rico conjunto de processos físicos que descrevem as interações hadrônicas e eletromagnéticas em detalhe, levando em consideração o material do detector e o campo magnético empregado. Além disso, possui ferramentas capazes de modelar completamente a geometria do **CMS**. A simulação fornece as partes sensibilizadas do detector em cada evento, gerando informações dos traços e dos vértices.

- **Digitalização/reconstrução:** é o último passo da cadeia, onde os depósitos de energia dos diferentes elementos do detector são coletados, reprocessados e armazenados, de forma a simular como seria a saída eletrônica de um detector real, incluindo o ruído. Nesse ponto também é feita a **reconstrução**, que consiste em traduzir as informações eletrônicas coletadas para objetos físicos, os quais serão utilizados nas análises posteriores. Ressalta-se que o código utilizado para a reconstrução é o mesmo que será utilizado nos dados reais.

Após concluir a geração da cadeia completa, para qualquer versão do **CMSSW**, é verificada a conformidade dos eventos no nível de geração e reconstrução, a fim de verificar se ocorreu alguma discrepância nas etapas de simulação do detector e digitalização. Na figura 4.2 é apresentado um gráfico de reconstrução  $\times$  geração para  $\eta$  e  $\phi$ , utilizando os identificadores das partículas fornecidos pelo simulador.

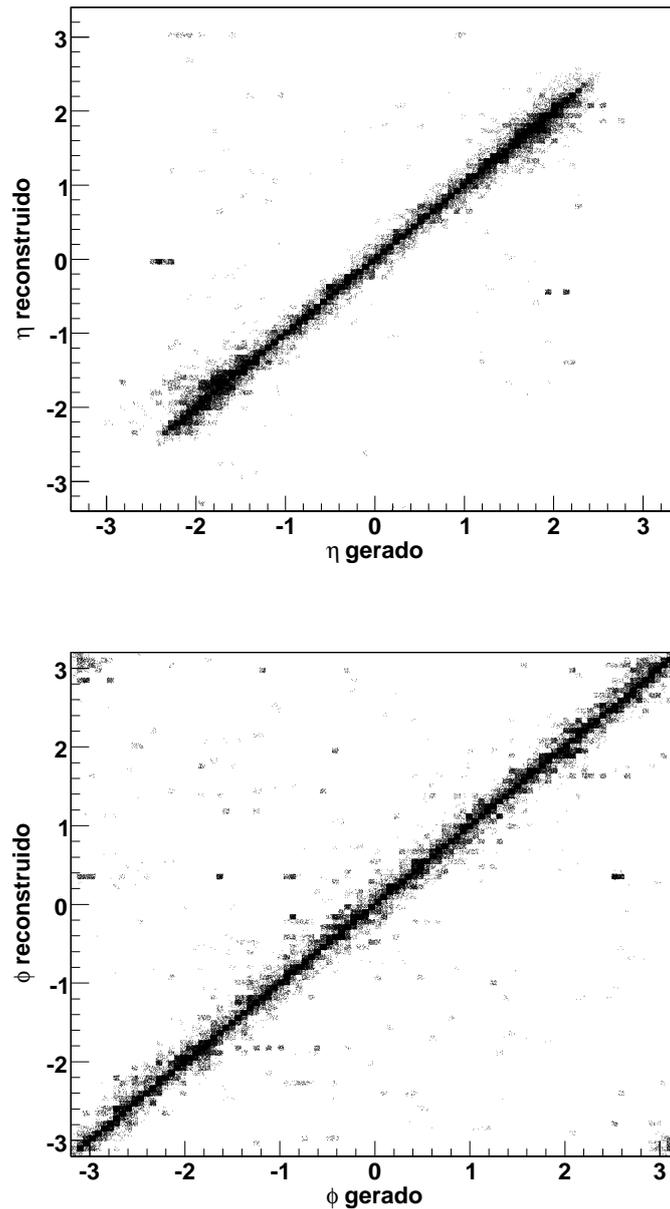


Figura 4.2: Gráfico reconstrução  $\times$  geração de duas variáveis,  $\eta$  e  $\phi$ , da partícula  $B^+$  identificada no evento através do número de identificação da partícula.

O **CMSSW** é executado a partir de um pequeno aplicativo chamado *cmsRun*, utilizando diferentes arquivos de configurações, os quais permitem realizar desde a geração das partículas iniciais até a análise de dados. É necessário ter conhecimento dos módulos e de seus parâmetros, bem como a ordem de execução. Assim, é possível filtrar eventos e selecionar os dados a serem

armazenados na saída do programa. Na figura 4.3 é apresentado um esquema de como são estruturados os modelos de eventos dentro do ambiente do CMSSW.

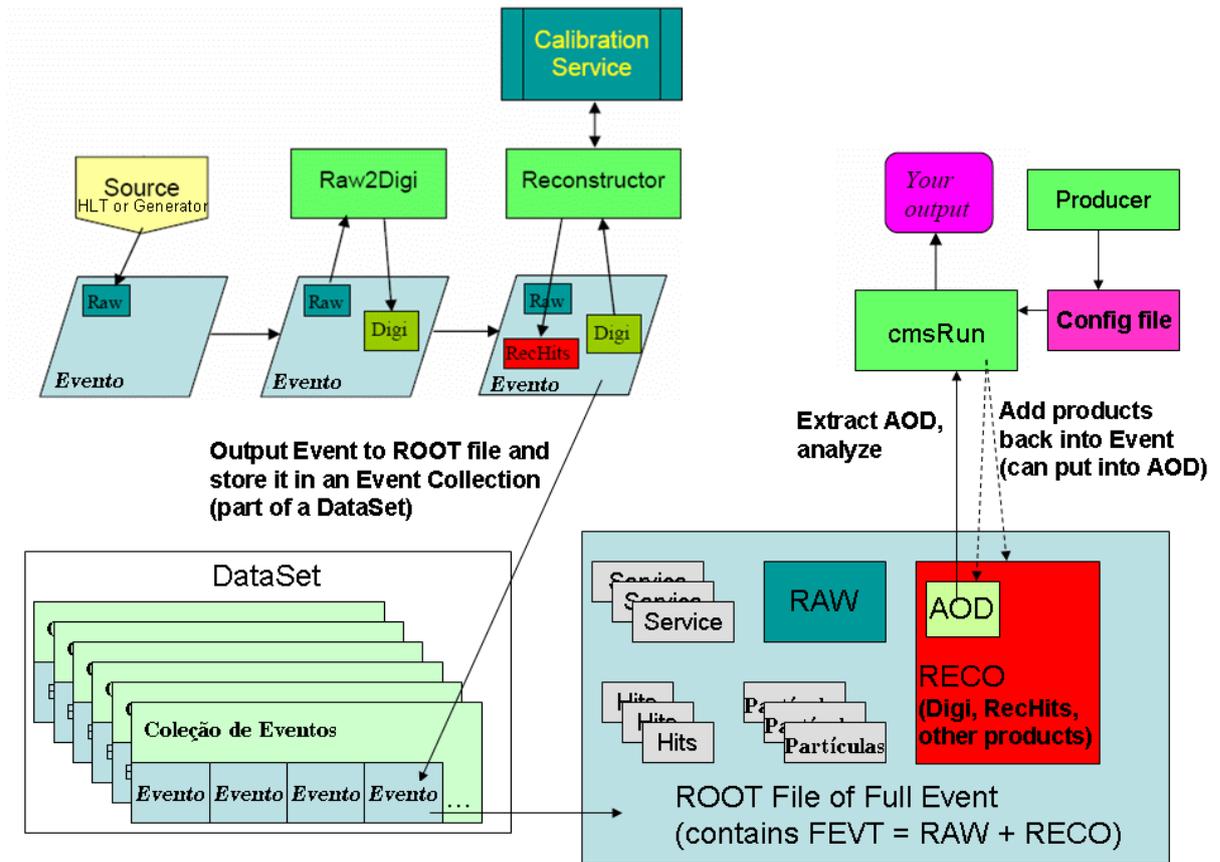


Figura 4.3: Organograma geral da produção de eventos no CMS, utilizando o CMSSW.

## 5 ANÁLISE DE DADOS

Neste capítulo são apresentados os parâmetros em que a análise foi baseada. Como mencionado anteriormente, o estudo iniciou-se a partir da separação de eventos de sinal e fundo do canal  $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$ . Em seguida, critérios adicionais de seleção foram utilizados para separar eventos difrativos e não difrativos, culminando com a razão desejada de eventos difrativos presentes na amostra.

### 5.1 Seleção do $B^+$

O  $B^+$  tem uma topologia de decaimento considerada simples, por isso poderá ser usado como uma das primeiras medidas da seção de choque de produção exclusiva do méson  $B^+$  a energias tão altas, seja  $\sqrt{s}$  igual a 10 TeV ou a 14 TeV.

O primeiro aspecto a mencionar sobre a análise feita é a utilização do *trigger* em todas as amostras de eventos simulados. No **CMS** existe um *trigger* dedicado à seleção do decaimento  $B \rightarrow J/\psi + X$  [51, 52, 53, 54], que requer a presença de dois múons cuja massa efetiva corresponde à do  $J/\psi$ .

#### 5.1.1 A identificação do $B^+$ com $\sqrt{s} = 14$ TeV

A seleção de eventos que contêm  $B^+$  é realizada buscando a presença de um par de múons de cargas opostas, resultado do decaimento do  $J/\psi$ , e um traço carregado positivamente, que é suposto como o candidato a  $K^+$ . A seguir, são apresentadas algumas distribuições cinemáticas para as partículas  $\mu$ ,  $J/\psi$  e  $B^+$ , que foram utilizadas para selecionar eventos que contenham a presença de  $B^+$ .

Nas figuras 5.1 e 5.2 são apresentadas as distribuições de  $p_T$  e de pseudo-rapidez dos múons. Nelas observa-se que não há uma diferença significativa para as amostras de sinal e fundo, onde pelo menos um candidato para  $B^+$  tenha sido identificado. O que já era esperado devido aos cortes aplicados a nível de geração, que levam em consideração a aceitação do detector.

Os eventos selecionados anteriormente, possuem dois ou mais múons, os quais são combinados em pares de carga nula exigindo-se que a massa reconstruída de cada par esteja entre  $2,8 \text{ GeV}/c^2$  e  $3,4 \text{ GeV}/c^2$ . No intuito de melhorar esta seleção, é aplicado um ajuste cinemático

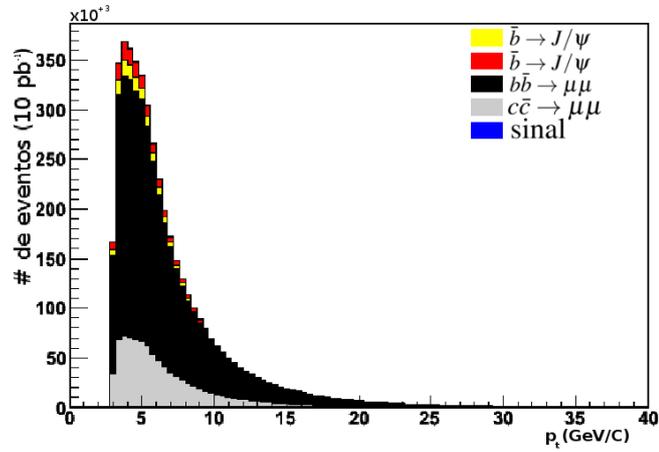


Figura 5.1: Distribuição de  $p_T$  para todos os múons vindos de um evento com a identificação de pelo menos um candidato a  $B^+$ .

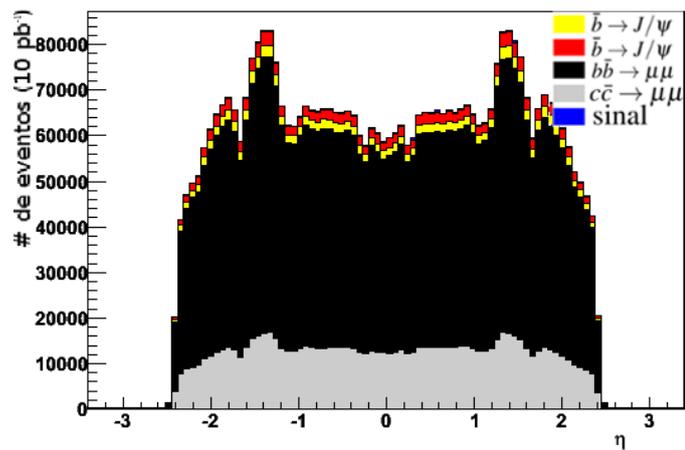


Figura 5.2: Distribuição de  $\eta$  para todos os múons vindos de um evento com a identificação de pelo menos um candidato a  $B^+$ .

de vértice, o qual tem como vínculo que os traços do estado final sejam provenientes do mesmo vértice. O par que fornecer a massa invariante mais próxima da do  $J/\psi$  é selecionado como candidato, para os quais são apresentados nas figuras 5.3 e 5.4 as distribuições de  $p_T$  e de massa invariante, respectivamente.

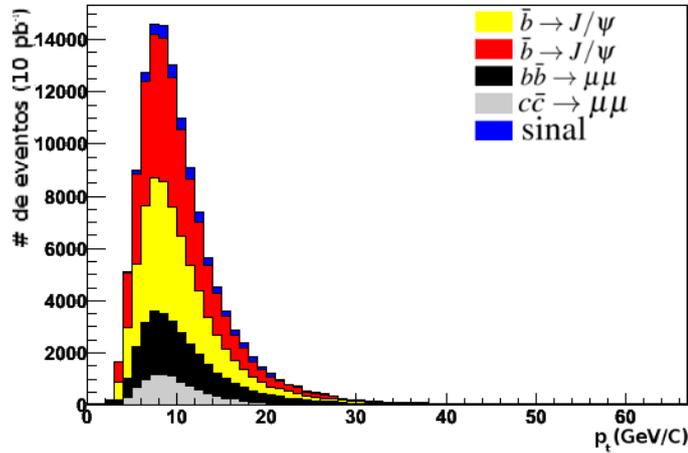


Figura 5.3: Distribuição de  $p_T$  para os candidatos a  $J/\psi$ .

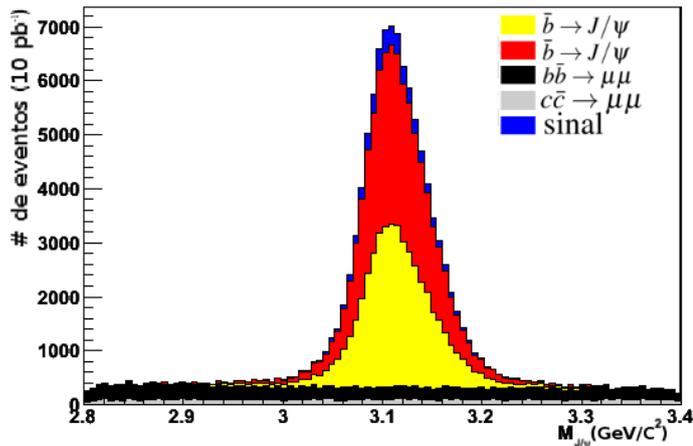


Figura 5.4: Distribuição de massa invariante dos  $J/\psi$ .

Uma vez selecionado o melhor candidato a  $J/\psi$ , os respectivos múons são combinados com os traços carregados com  $p_T$  maior do que  $3 \text{ GeV}/c$ , requerendo que o isolamento ( $\Delta R^1$ ) destes com qualquer um dos múons provenientes do  $J/\psi$  seja menor do que 1,5. Essas combinações são submetidas a um ajuste vinculado, considerando as variáveis cinemáticas e o possível vértice do decaimento, obtendo assim a melhor estimativa para a massa invariante dos candidatos a  $B^+$ , descartando aquelas cuja massa invariante encontra-se fora do intervalo entre  $4,0 \text{ GeV}/c^2$  e  $6,0 \text{ GeV}/c^2$ .

As figuras 5.5 e 5.6 mostram as distribuições de  $p_T$  e massa invariante de todos os possíveis candidatos a  $B^+$  obtidos a partir das combinações descritas acima. A figura 5.7 mostra

<sup>1</sup> $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ .

a multiplicidade de candidatos a  $B^+$  encontrados nas amostras de sinal e fundo, onde verifica-se que uma fração considerável dos eventos apresenta mais do que uma combinação possível. A escolha final do candidato a  $B^+$  é realizada utilizando a razão  $\chi^2/\text{NDF}^2$  (ver figura 5.8).

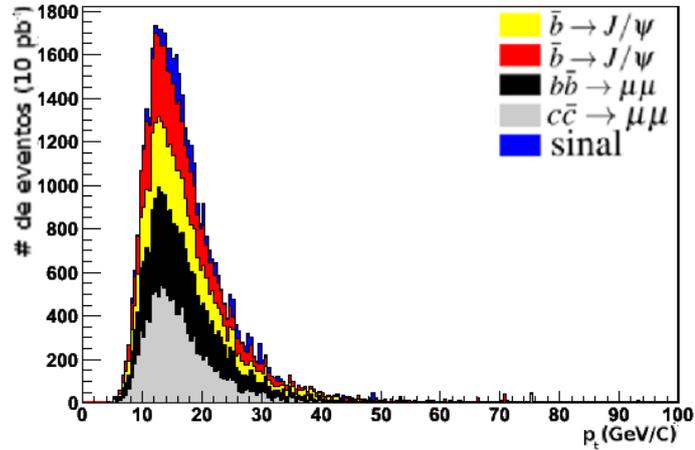


Figura 5.5: Distribuição de  $p_T$  para os candidatos a  $B^+$ .

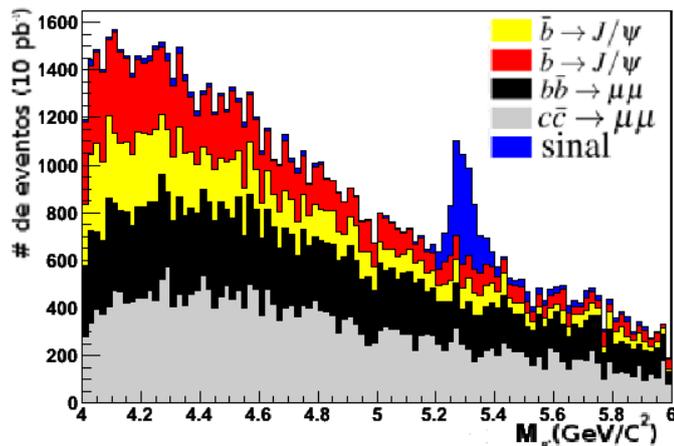


Figura 5.6: Distribuição da massa invariante dos candidatos a  $B^+$ , das amostras estudadas até o momento.

A distribuição de massa efetiva dos  $B^+$  para as amostras de sinal e fundo é apresentada na figura 5.9, explicitando as diferentes contribuições de cada canal que compõem a amostra final.

A massa invariante do méson  $B^+$  é obtida através do ajuste dos dados da figura 5.9, utilizando uma distribuição composta (vermelha) por uma exponencial (verde) e uma gaussiana (azul), uma vez que a primeira reproduz bem o fundo e a segunda a distribuição do sinal, encontrando o valor de  $(5,294 \pm 0,045) \text{ GeV}/c^2$ . O resultado é mostrado na figura 5.10, o qual é compatível com os valores encontrados no PDG.

<sup>2</sup>Onde NDF (número de graus de liberdade) é o número de termos independentes de uma amostra e  $\chi^2$  é um valor da dispersão para duas variáveis de escala nominais. Sendo assim, quanto maior o  $\chi^2$ , mais significativa é a relação entre a variável dependente e independente.

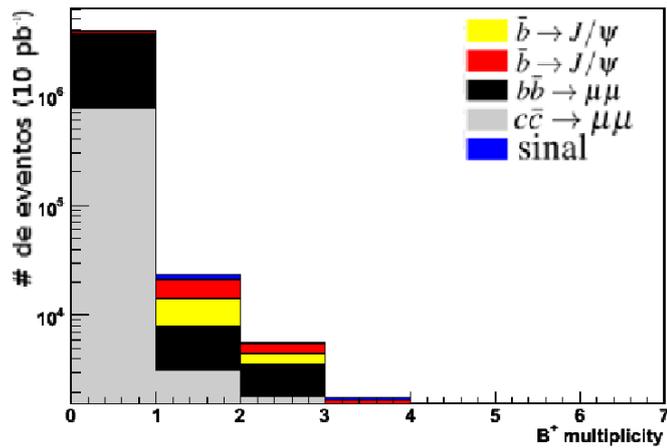


Figura 5.7: Distribuição do número de candidatos, multiplicidades, a  $B^+$  dentro das amostras estudadas.

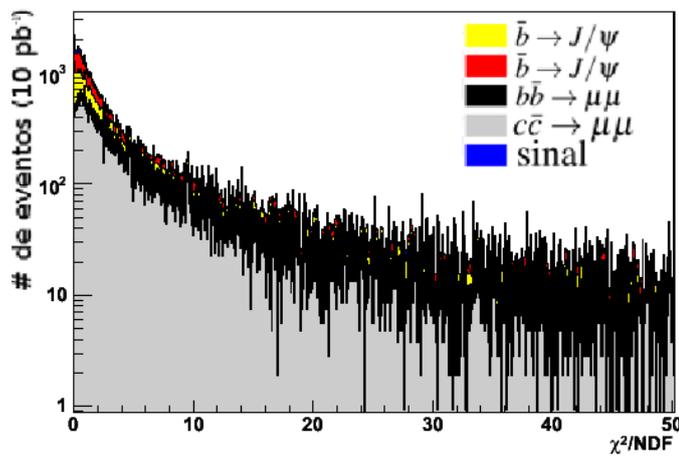


Figura 5.8: Distribuição do  $\chi^2/\text{NDF}$  dos vértices dos candidatos a  $B^+$ .

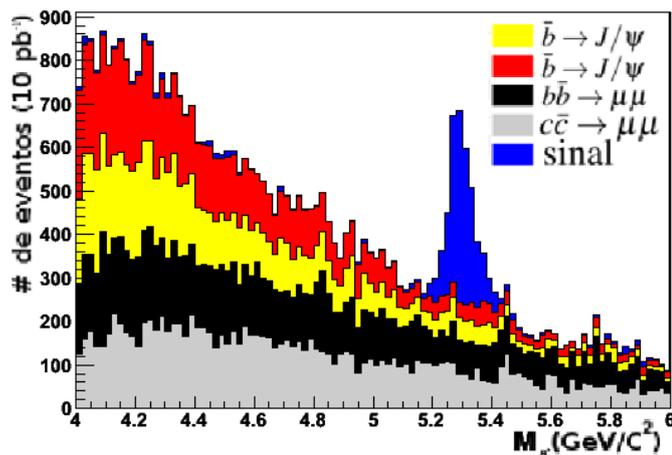


Figura 5.9: Distribuição da massa dos candidatos a  $B^+$  ( $\text{GeV}/c^2$ ).

Na tabela 5.1, encontra-se o número de eventos para cada amostra dentro do intervalo de  $3\sigma$  da massa invariante do  $B^+$ . Para a luminosidade integrada de  $10 \text{ pb}^{-1}$  a 14 TeV de energia de centro de massa, cenário inicial proposto, são esperados 2790 para o sinal e 2977 para o

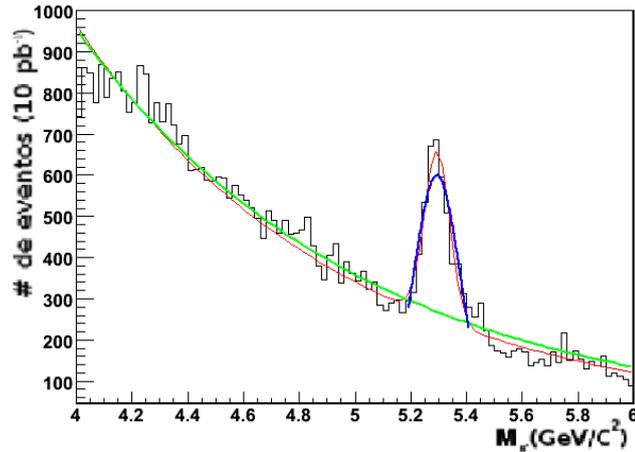


Figura 5.10: Resolução da massa do  $B^+$ , utilizando uma distribuição composta por uma exponencial e uma gaussiana. O valor encontrado é de  $(5,294 \pm 0,045)$   $\text{GeV}/c^2$ .

fundo, que corresponde a uma razão sinal/fundo próxima de 1.

Amostras	sinal	$b \rightarrow J/\psi$	$\bar{b} \rightarrow J/\psi$	$c\bar{c} \rightarrow \mu\mu$	$b\bar{b} \rightarrow \mu\mu$
$N_B$	3374	8397	8627	11595	11343
$N_B^{3\sigma}$	2790	634	223	1128	992

Tabela 5.1: Número de eventos depois da seleção para as diferentes amostras não difrativas, considerando  $10 \text{ pb}^{-1}$  e  $14 \text{ TeV}$ .  $N_B^{3\sigma}$  significa o número de eventos em até  $3\sigma$  do pico da massa invariante do  $B^+$ .

Ao concluir essa parte do trabalho, o cenário inicial de funcionamento do **LHC** foi alterado para colisões a  $10 \text{ TeV}$  no centro de massa, fazendo-se necessária a adaptação da análise às novas condições de funcionamento do acelerador.

### 5.1.2 A identificação do $B^+$ com $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$

As amostras de dados para  $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$  se resumem a três, as quais são especificadas na tabela 5.2. Elas são distinguidas em: sinal difrativo, sinal não difrativo e fundo. A

Amostras	sinal difrativo	sinal não difrativo	fundo
$N_{gen}$	53341	1083995	2438729
$\sigma_{vis}$ (fb)	5,99E+03	9,60E+05	2,28E+7

Tabela 5.2: Amostra gerada, número de eventos gerados ( $N_{gen}$ ) e seção de choque visível ( $\sigma_{vis}$ ).

primeira foi produzida privadamente, nas mesmas condições da produção oficial **SUMMER08**. A amostra de sinal não difrativa foi gerada conforme os parâmetros mencionados anteriormente para  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . A última amostra é parte da produção oficial chamada **SUMMER08**, um grande esforço da colaboração, dada a mudança de planos do **LHC** para começar a operar com

$\sqrt{s} = 10$  TeV. Definiu-se junto com o grupo de Física do B utilizá-la como única amostra de fundo para esse canal de estudo.

O *trigger* utilizado chama-se HLT\_DoubleMu4\_BJpsi [51, 52, 53, 54], dedicado à seleção  $B \rightarrow J/\psi(\mu\mu) + X$  e que tem como critérios:

- a exigência de pelo menos dois múons com  $p_T \geq 3$  GeV/c no nível de *trigger* L1 (L1\_DoubleMu3);
- a identificação simultânea de múons nos sistemas de múons e de traços no nível de *trigger* HLT, ou seja:
  - pelo menos dois múons com  $p_T \geq 4$  GeV/c;
  - dois ou mais múons com delta-XY  $\left(= \sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2}\right)$  entre eles e a região onde ocorrem os cruzamentos dos feixes<sup>3</sup> maior do que 2,4 cm.

Deste ponto em diante, todas as distribuições mostradas passaram pelo *trigger*. Como resultado do uso do *trigger* em cada amostra é apresentado na tabela 5.3<sup>4</sup>, na qual consta informações da eficiência do *trigger* e dos números de eventos antes e depois da aplicação do mesmo.

Amostras	Eficiência do <i>trigger</i>	Número de eventos	
		antes do <i>trigger</i>	depois do <i>trigger</i>
sinal difrativo	25,56 %	53341	13636
sinal não difrativo	16,0 %	1083995	176641
fundo	18,46 %	2438729	450075

Tabela 5.3: A eficiência do *trigger* aplicado às amostras correspondentes à luminosidade instantânea de  $10^{30} \text{ cms}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , o *trigger* usado é HLT\_DoubleMu4\_BJpsi.

Nas figuras 5.11(a) e 5.11(b) são apresentadas as distribuições de pseudo-rapidez ( $\eta$ ) e  $p_t$  para os múons com  $\sqrt{s} = 10$  TeV. Comparando estas distribuições com as figuras 5.1 e 5.2, verifica-se a não existência de discrepância consideráveis entres as amostras de 10 TeV e 14 TeV, fundamentando a utilização do modelo de reconstrução aplicado nas amostras de 14 TeV de energia de centro de massa para as de 10 TeV, sendo este baseado na estratégia de encontrar eventos que contenham um par de múons com cargas opostas, que reconstruam a massa invariante de um  $J/\psi$ , e outro traço carregado que, ao ser combinado com o par de múons, forme um candidato a  $B^+$ .

As distribuições de  $\eta$ ,  $p_t$  e massa invariante para os candidatos a  $J/\psi$  são mostradas na figura 5.12. Sendo que, dentre todas as possibilidades em cada evento, o melhor candidato foi

<sup>3</sup>Beam spot.

<sup>4</sup>A referência a luminosidade deve-se ao fato das diferentes tabelas de *trigger* que podem ser utilizadas.

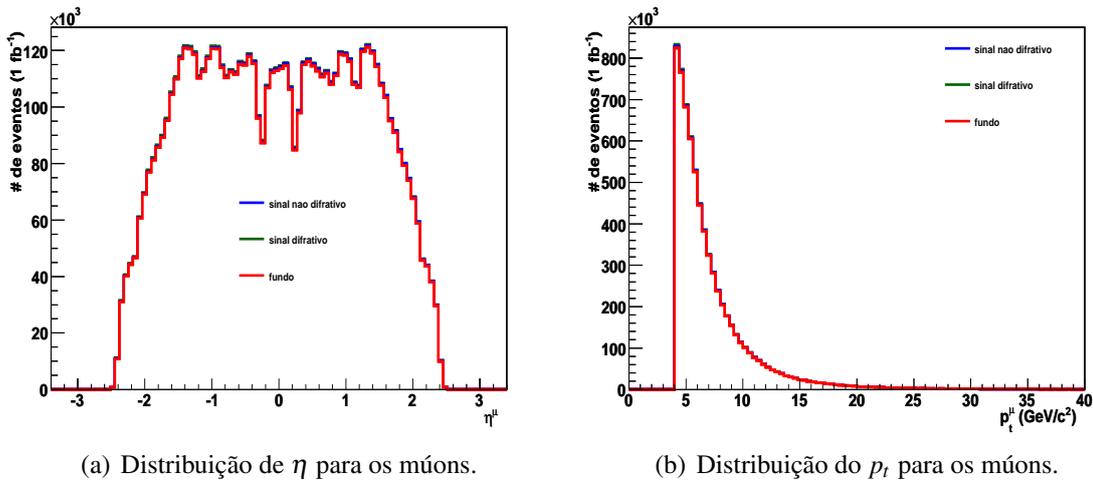


Figura 5.11: Distribuições de  $\eta$  e  $p_t$  dos múons das amostras de  $\sqrt{s} = 10$  TeV.

escolhido através de um ajuste cinemático de vértices cujo vínculo é a massa invariante do  $J/\psi$ . Observa-se a concordância entre as distribuições correspondentes às amostras de sinal difrativo e não difrativo.

Combinando todos os possíveis candidatos a  $K^{+5}$  com os múons originados dos candidatos a  $J/\psi$  e requerendo isolamento menor do que 1,5, encontra-se as distribuições de  $\eta$ ,  $p_t$ , multiplicade e massa invariante para os candidatos a  $B^+$  (ver figura 5.13).

Utilizando o mesmo procedimento adotado para  $\sqrt{s} = 14$  TeV<sup>6</sup>, escolhe-se o melhor entre todos os candidatos a  $B^+$  em cada evento. Feito isso, tem-se a distribuição para a massa do  $B^+$ , figura 5.14, de onde se obtém a massa<sup>7</sup> do méson  $B^+$  de  $5,290 \pm 0,051$  GeV<sup>2</sup>.

É encontrado um total de 231472 eventos reconstruídos, considerando uma janela de  $3\sigma$  em torno da massa invariante do  $B^+$ . Na tabela 5.4 é apresentada de forma mais detalhada o número de eventos reconstruídos, para cada amostra separadamente, no canal  $B^+ \Rightarrow K^+ + J/\psi$  para  $1 \text{ fb}^{-1}$ , quantidade de dados esperados a serem coletadas com  $\sqrt{s} = 10$  TeV.

amostra	sinal difrativo	sinal não difrativo	fundo
$N_B^{3\sigma}$	13636	99539	118297
$\varepsilon_B$	1	0,56	0,26

Tabela 5.4: Número de eventos selecionados após a identificação do  $B^+$  para as diferentes amostras, considerando  $1 \text{ fb}^{-1}$  e 10 TeV.  $N_B^{3\sigma}$  significa o número de eventos em até  $3\sigma$  do pico da massa invariante do  $B^+$  e  $\varepsilon_B$  é a eficiência da seleção do  $B^+$  em cada amostra.

<sup>5</sup>Ver resumo dos critérios de seleção no fim da seção.

<sup>6</sup>Ajuste de vértice cinemático, ou seja, que apresenta o menor valor da razão  $\chi^2/\text{NDF}$ .

<sup>7</sup>Utilizou-se para o ajuste a soma de uma função gaussiana e uma exponencial.

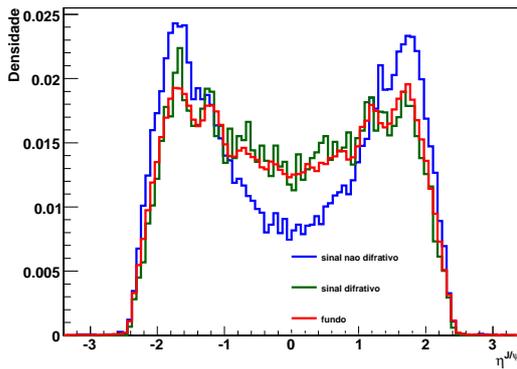
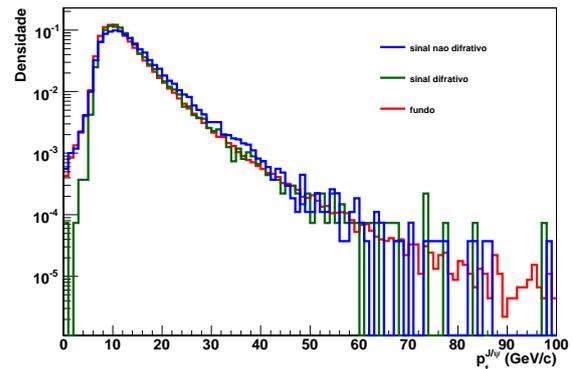
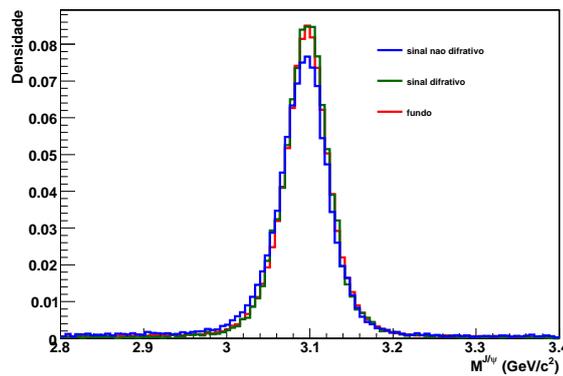
(a) Distribuição de  $\eta$  dos  $J/\psi$ .(b) Distribuição do  $p_t$  dos  $J/\psi$ .(c) Distribuição da massa dos  $J/\psi$ .

Figura 5.12: Distribuições de  $\eta$ ,  $p_t$  e massa invariante dos  $J/\psi$  presentes nas amostras de  $\sqrt{s} = 10$  TeV.

Os critérios de seleção aplicados para a obtenção de eventos que contenham o méson  $B^+$  podem ser resumidos em aceitar aqueles que possuem:

- pelo menos dois candidatos a múons com  $p_t > 4$  GeV/c;
- um par de múons com cargas opostas, cuja massa invariante esteja entre  $2,8$  GeV/c<sup>2</sup> a  $3,4$  GeV/c<sup>2</sup>;
- um traço carregado com  $p_t > 3$  GeV/c, o qual é considerado como um  $K^+$ ;
- isolamento entre os múons e o candidato a  $K^+$  ( $\Delta R < 1,5$ );
- candidatos a  $B^+$ , reconstruídos com o  $K^+$  e o  $J/\psi$  selecionados, com massa invariante dentro da janela de  $\pm 3\sigma$   $5,290$  GeV/c<sup>2</sup>.

Selecionados os eventos que contêm o méson  $B^+$ , faz-se necessário determinar quais foram produzidos difrativamente. Como o CMS não possui ainda um detector dedicado à identificação de eventos difrativos<sup>8</sup>, são utilizados critérios topológicos dos eventos.

<sup>8</sup>Este problema poderá ser resolvido, caso a proposta do **FP420** seja aprovada.

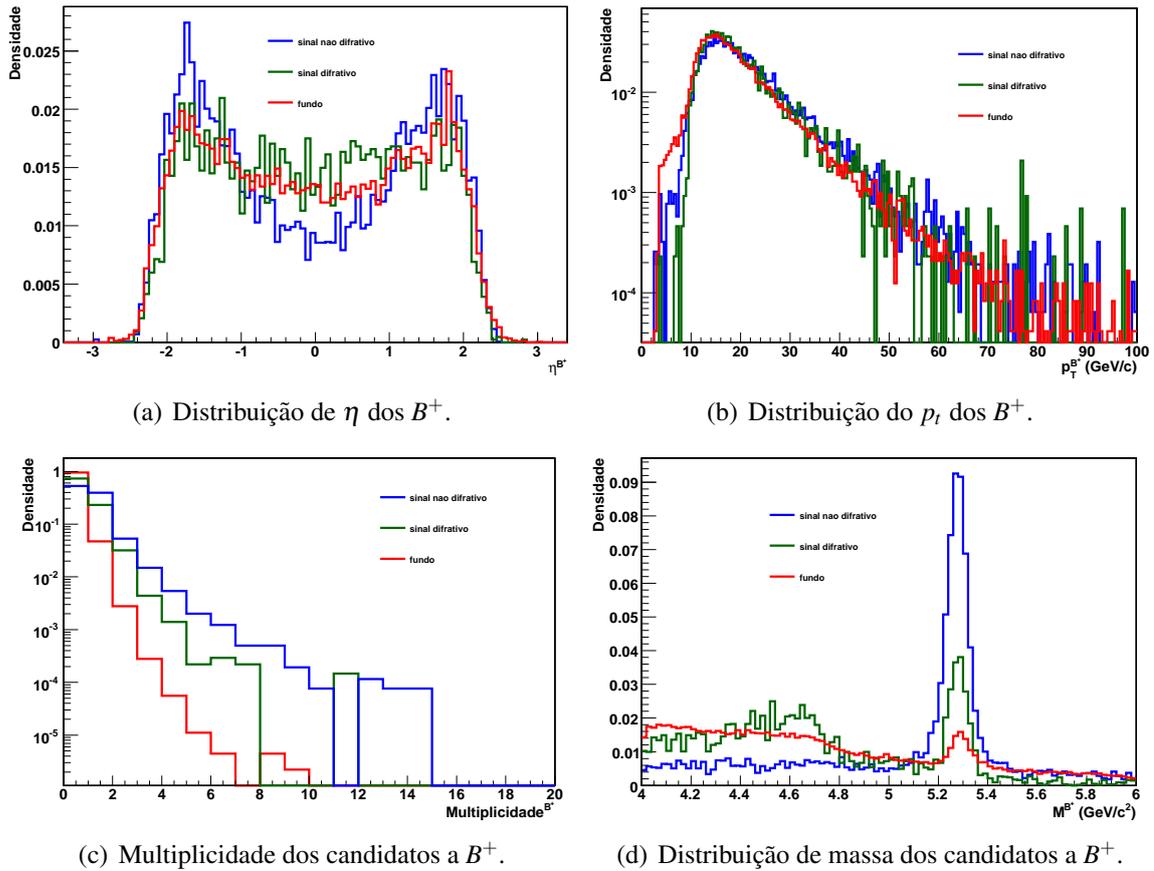


Figura 5.13: Distribuições de  $\eta$ ,  $p_t$ , multiplicidade e massa invariante dos candidatos a  $B^+$  presentes nas amostras de  $\sqrt{s} = 10$  TeV.

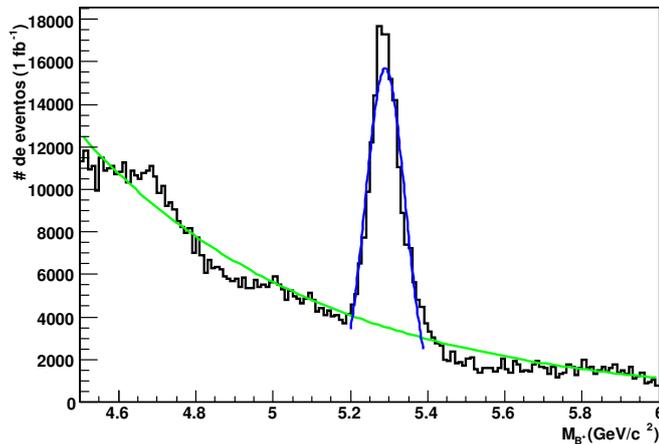


Figura 5.14: Massa invariante do  $B^+$ , a partir do ajuste de uma gaussiana para o sinal e uma exponencial para o fundo:  $(5,290 \pm 0,051)$  GeV<sup>2</sup>.

## 5.2 Separação de topologias - seleção de eventos difrativos e não difrativos

Experimentalmente os eventos difrativos são caracterizados por lacunas de rapidez que é uma consequência da troca de números quânticos do vácuo entre as partículas que colidem no evento. Este fato é confirmado observando a figura 5.16, a qual mostra a presença das lacunas

de rapidez para a amostra difrativa. Também, observa-se na figura 5.15 as diferenças entre as distribuições de  $\eta$  para as amostras difrativas e não-difrativas, onde os picos de eventos em regiões de baixo ângulo deve-se aos prótons espalhados. O experimento **CMS** conta com o **CASTOR** em apenas um dos lados e estende-se de  $-6,6 \leq \eta \leq -5,0$ , o que não é suficiente para cobrir a região esperada para a lacuna de rapidez à energia de 10 TeV. Na figura 5.16 são mostradas as distribuições de  $\eta$  para ambos os lados, de z-positivo e z-negativo do detector, uma vez que a geração foi feita de forma independente. No **CMS** não é possível observar lacunas de rapidez de acordo com a definição dada acima, sendo utilizada a identificação de regiões de baixa multiplicidade de partículas para a seleção de eventos difrativos.

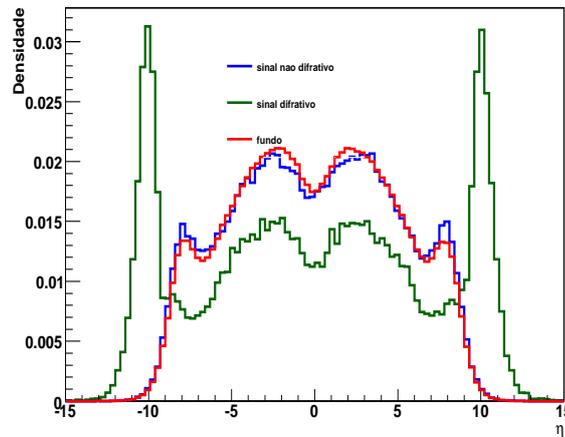


Figura 5.15: Distribuição de  $\eta$  de todas as trajetórias reconstruídas dos eventos de  $\sqrt{s} = 10$  TeV.

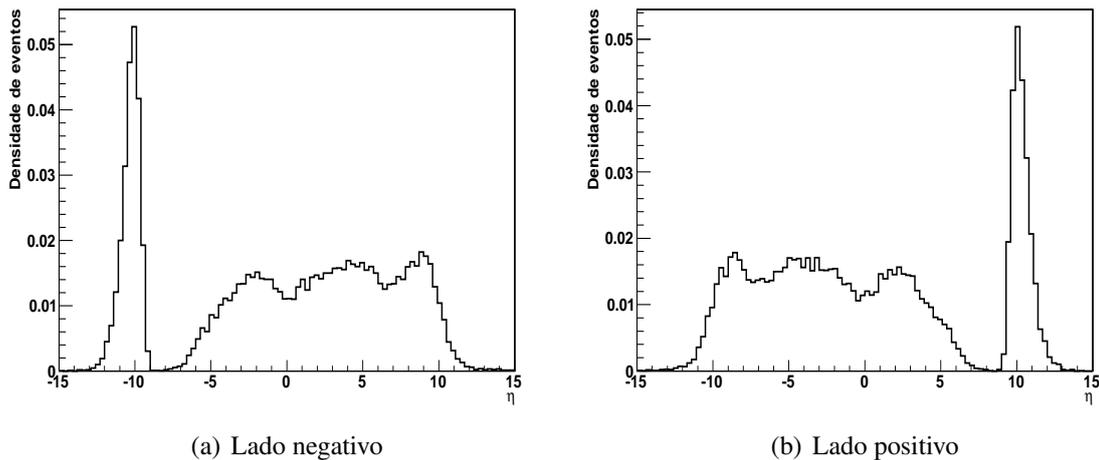


Figura 5.16: Distribuição de multiplicidade de partículas produzidas em função da pseudo-rapidez para as amostras de difração simples, geradas para ambos os lados do detector, independentemente.

Ao observar a figura 5.17, nota-se claramente que há uma distribuição preferencial da energia depositada na região que compreende os calorímetros frontais e a pseudo-rapidez com relação ao lado da lacuna para as amostras de eventos difrativos considerando apenas o

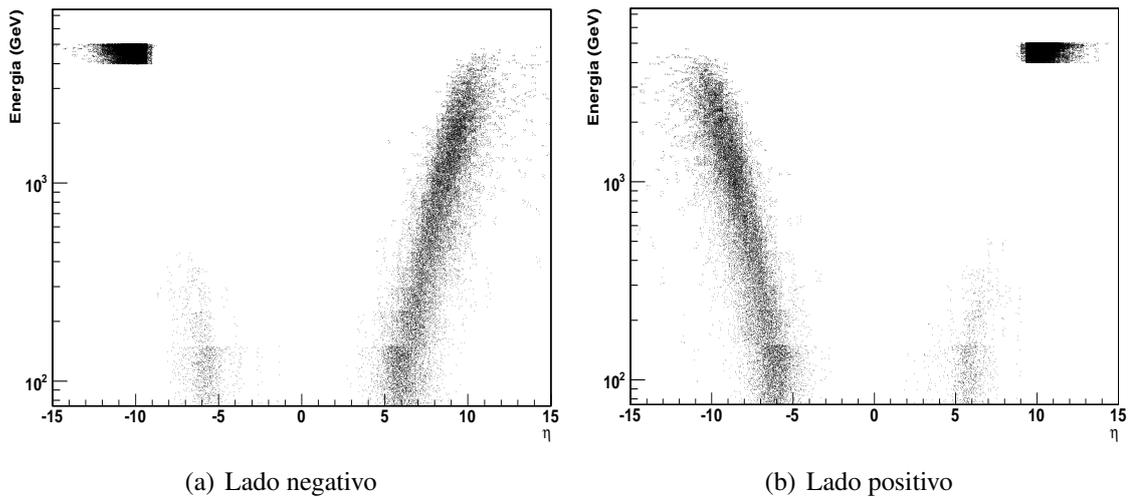


Figura 5.17: Distribuição dos depósito de energia com relação à pseudo-rapidez, para eventos simulados, separadamente, para os dois lados do **CMS** .

lado negativo ou positivo do detector. Assim, escolhe-se o hemisfério em que a lacuna de rapidez é produzida nos eventos através da soma do depósito de energia nos calorímetros frontais. A eficiência de identificação de eventos produzidos com lacunas nos hemisférios negativo ou positivo do detector é calculada em aproximadamente 74% (5.18), para ambos os lados.

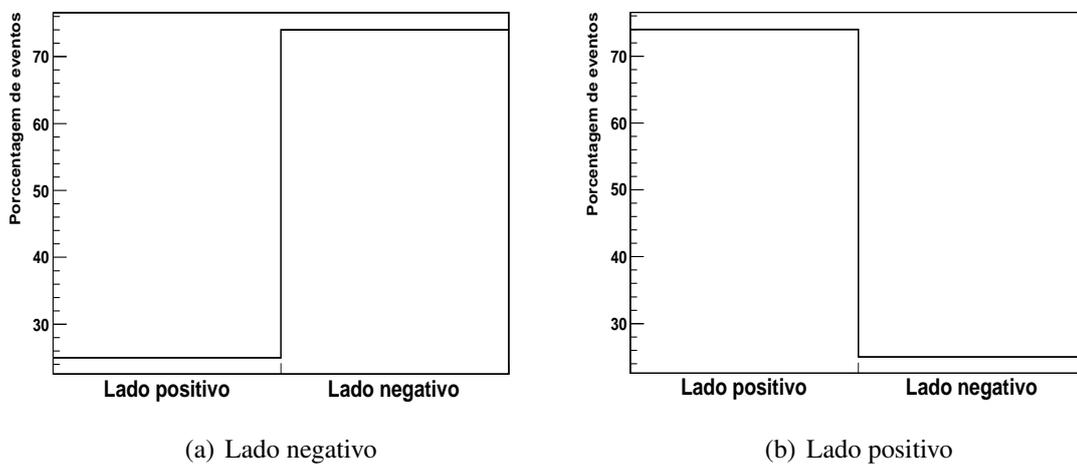
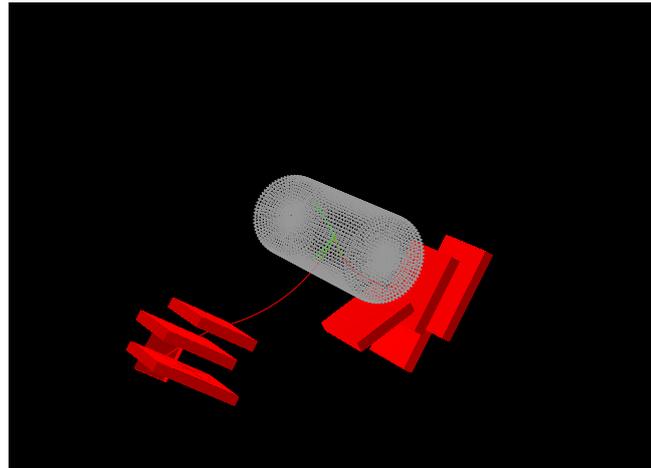


Figura 5.18: Eficiência na indentificação do lado da lacuna de rapidez. O gráfico da esquerda é para eventos difrativos com a lacuna no lado negativo do detector e o da direita no lado positivo. O lado correto da lacuna foi encontrado em 74% dos eventos.

É mostrada na figura 5.19 a visualização de um evento onde um  $B^+$  foi identificado, utilizando o *fireworks*<sup>9</sup>. Nele, pode-se observar a presença dos múons oriundos do  $J/\psi$  (em vermelho) e traços carregados, tomados como candidatos a  $K^+$  (em verde).

<sup>9</sup>Visualizador de imagens dos eventos gerados com o **CMSSW**.



(a) Vista em 3D

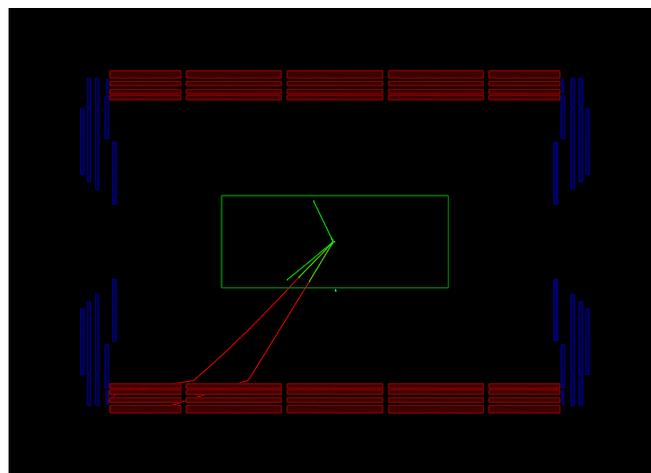
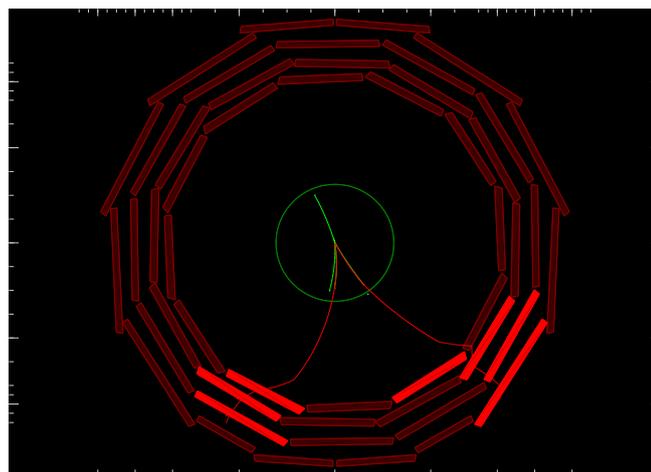
(b) Vista do plano  $\rho z$ (c) Vista do plano  $\rho\phi$ 

Figura 5.19: Visualização de um evento utilizando o *fireworks*. Nesse evento tem-se a presença de dois múons e alguns traços.

### 5.3 Distribuições de multiplicidade

Na figura 5.20 é apresentada a distribuição de multiplicidade de traços na região central do detector após da seleção de eventos contendo o méson  $B^+$ . Observa-se um excesso de eventos

difrativos com relação aos eventos não difrativos na região de baixa multiplicidade de traços. Nesta análise, deve-se subtrair os traços provenientes do  $B^+$  (3 traços) da multiplicidade central.

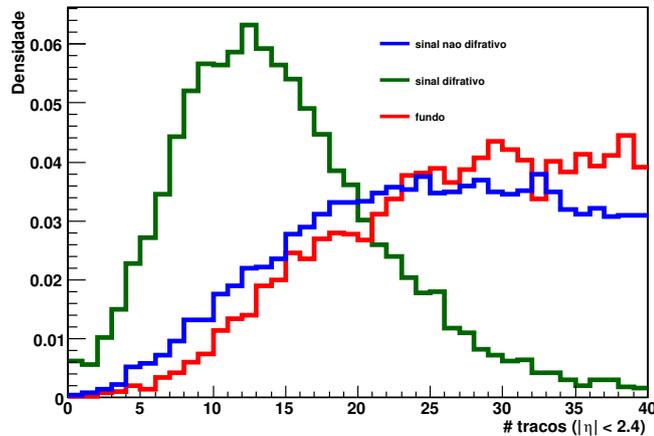


Figura 5.20: Multiplicidade de traços ( $p_T > 900$  MeV) na região central do **CMS** depois da seleção de  $B^+$  para eventos difrativos (**POMWIG**) e não difrativos (**PYTHIA**). Observa-se uma menor multiplicidade para eventos difrativos nessa região.

Os eventos de difração simples têm como característica uma baixa multiplicidade de partículas no hemisfério do detector no qual o próton foi espalhado com relação aos eventos não difrativos, como visto na figura 5.15 e 5.16. Identificado o lado da lacuna que ocorreu a difração simples, procede-se ao estudo da multiplicidade nos calorímetros frontais (**CASTOR** e **HF**) em função da multiplicidade de traços ( $N_{track}$ ) na região central do detector (de  $|\eta| < 2,4$ ), usando como único corte  $N_{track} \leq 3$ ,  $\leq 5$  e  $\leq 8$ . O procedimento é similar ao realizado nas análises no **CMS** [55, 56], as quais foram baseadas em análises feitas no Tevatron [57, 58, 59] e no **HERA** [60, 61].

### 5.3.1 Distribuições de multiplicidade utilizando o **HF**

O padrão do depósito de energia no calorímetro **HF** (multiplicidade de torres) apresenta comportamento distinto para eventos difrativos e não difrativos, uma vez que o mesmo se estende por uma região de pseudo-rapidez grande o suficiente para que regiões de baixa atividade, características de eventos difrativos, sejam identificadas dentro dele. Dividindo-o em duas regiões de  $\eta$ : **HF-interno** ( $3,0 < \eta < 4,0$ ) e **HF-externo** ( $4,0 < \eta < 5,0$ ) é possível verificar este comportamento em função da multiplicidade de traços na região central.

Na figura 5.21 são apresentadas as distribuições de multiplicidades das torres do **HF** para todos os eventos que passam pela seleção do  $B^+$ , enquanto na figura 5.22 é mostrada somente para os eventos difrativos.

Observa-se que à medida que os cortes de multiplicidade de traços são aplicados, há uma diminuição entre os eventos de fundo na região de baixa multiplicidade das torres do **HF**, o que evidencia o comportamento esperado.

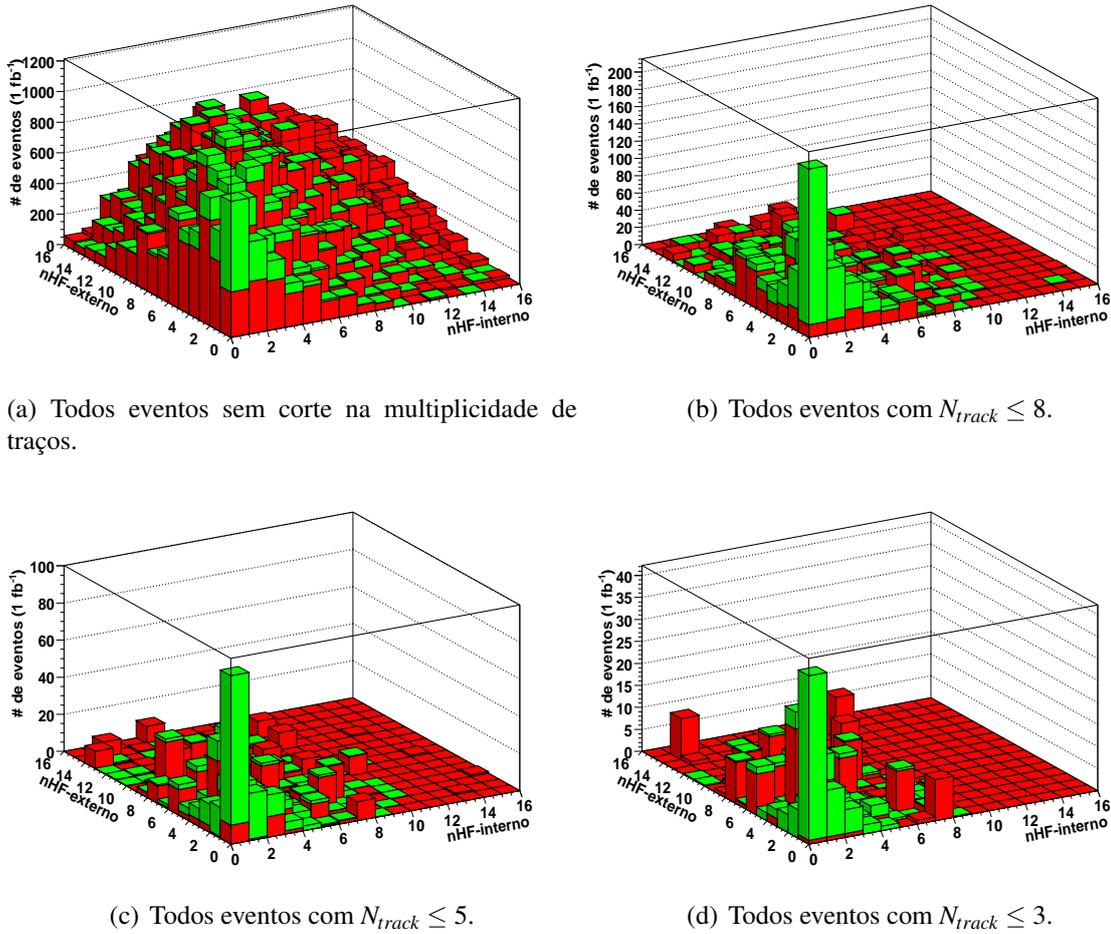


Figura 5.21: **HF**-interno vs **HF**-externo. Distribuição da multiplicidade de torres do **HF**, em verde tem-se os eventos difrativos e em vermelho os não difrativos.

Encontra-se na tabela 5.5 os números de eventos absoluto e normalizado, com relação a secção de choque e a luminosidade, para as distribuições de multiplicidade das torres do **HF**, para os diferentes cortes de multiplicidade de traços na região central utilizados.

$N_{track} \leq$	Número de eventos difrativos		Número de eventos não difrativos	
	Absoluto	Normalizado	Absoluto	Normalizado
–	13636	3543	48632	235215
8	2941	764	846	2256
5	1174	305	278	672
3	499	130	99	240

Tabela 5.5: Número de eventos selecionados pelo corte na multiplicidade de traços na região central usando o **HF**.

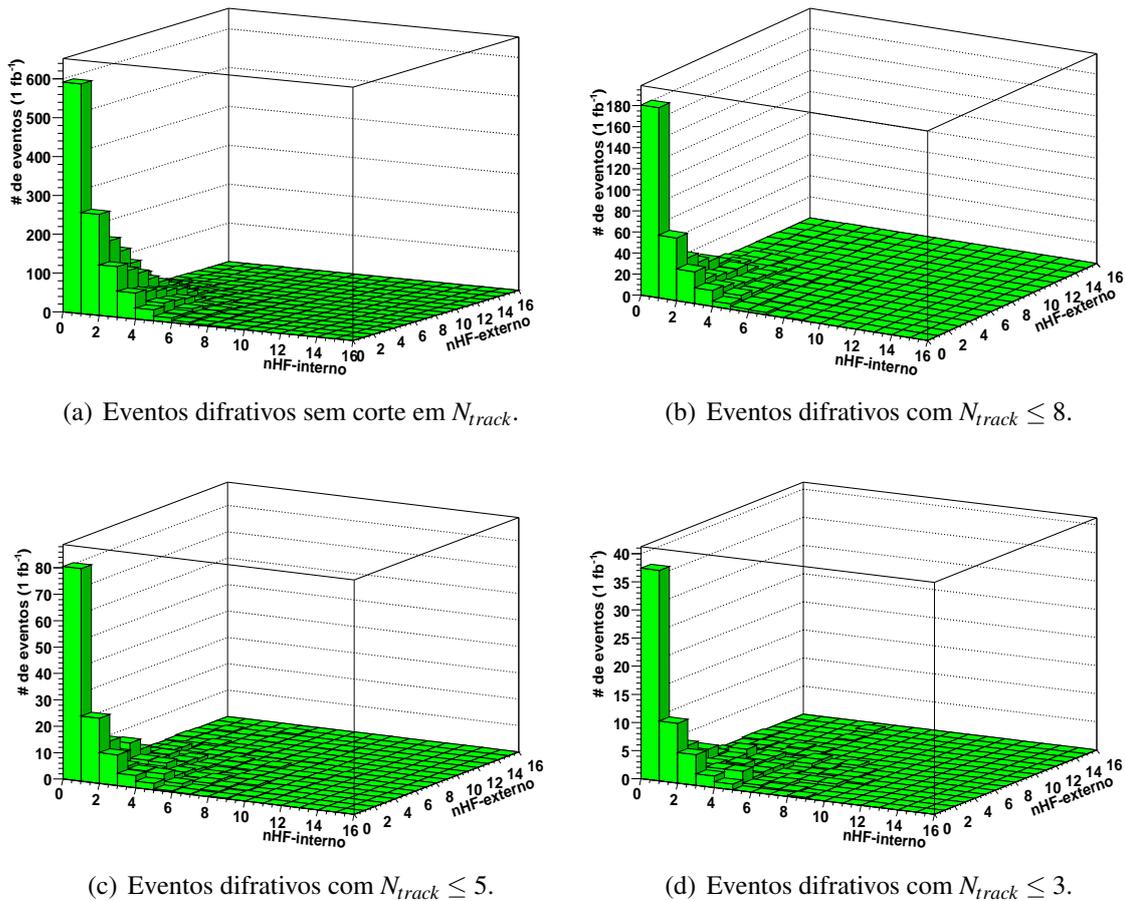


Figura 5.22: **HF**-interno vs **HF**-externo. Distribuição da multiplicidade de torres do **HF** para os eventos difrativos.

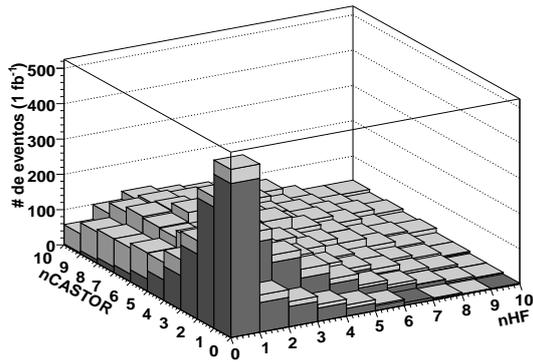
### 5.3.2 Distribuições de multiplicidade utilizando o **HF** e o **CASTOR**

O **CMSSW\_2.1\_X** não contém a simulação do **CASTOR**, tornando-se imperativo utilizar informações a nível de geração para averiguar o potencial deste detector para o estudo da difração.

As partículas que estão na região do **CASTOR** são submetidas a um limiar mínimo de energia de 10 GeV, além disso é observada a geometria e a segmentação do **CASTOR** descritas na seção 3.2.5. Não foi possível fazer o *smearing* dos *momenta* e da energia das partículas.

Na figura 5.23 é possível observar que eventos difrativos gerados para o hemisfério negativo (cinza escuro) tem uma menor multiplicidade do que aqueles gerados para o outro lado (cinza claro), considerando a região negativa de  $\eta$ . A multiplicidade para os eventos gerados no lado positivo do **CMS** são decorrentes da má identificação do lado da lacuna de rapidez (26%) e o preenchimento do lado contrário da lacuna desses eventos.

Nas figuras 5.24 e 5.25 são apresentadas as distribuições de multiplicidade de torres do **HF** por setor do **CASTOR** para todos os eventos e os eventos difrativos, respectivamente, que apresentam multiplicidade de traços  $N_{track} \leq 3, 5$  e 8.



(a) Eventos sem o corte na multiplicidade de traços.

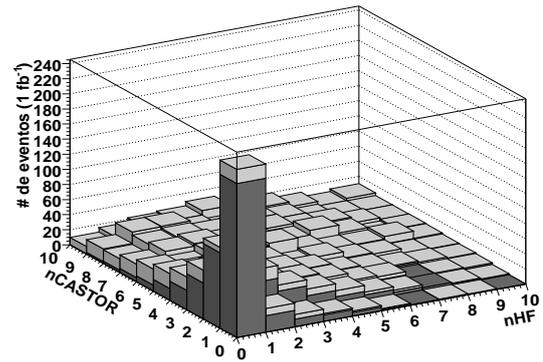
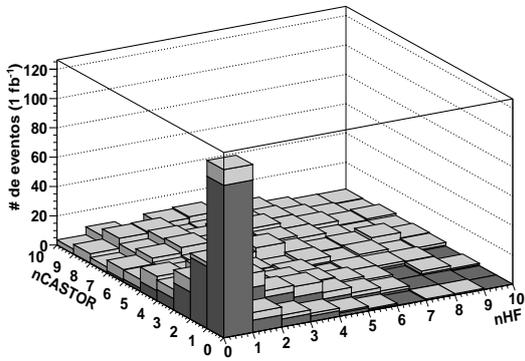
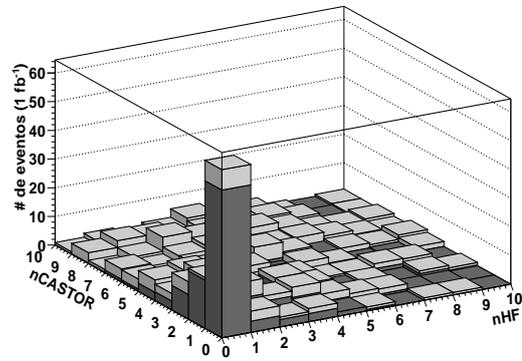
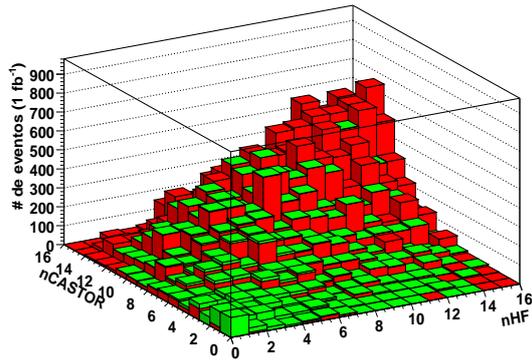
(b) Eventos com  $N_{track} \leq 8$ .(c) Eventos com  $N_{track} \leq 5$ .(d) Eventos com  $N_{track} \leq 3$ .

Figura 5.23: Distribuição da multiplicidade do **HF**  $\times$  **CASTOR** para verificar a influência da contribuição de eventos na região de baixa multiplicidade para os eventos de difração simples no hemisfério positivo (cinza claro) e negativo (cinza escuro).

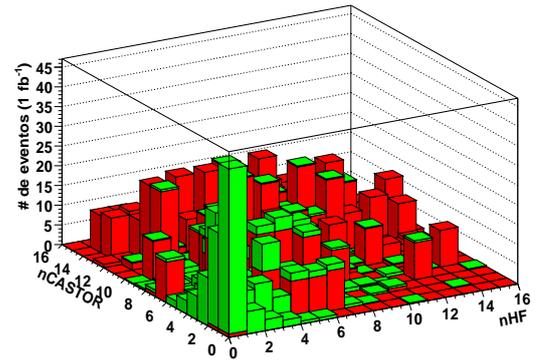
Apresenta-se valores análogos aos da tabela 5.5 na tabela 5.6, considerando agora a contribuição do **CASTOR** para o estudo dos diferentes cortes da multiplicidade na região central.

$N_{track} \leq$	Número de eventos difrativos		Número de eventos não difrativos	
	Absoluto	Normalizado	Absoluto	Normalizado
–	6897	1792	22754	110053
8	1105	287	407	1072
5	451	117	130	321
3	191	50	52	131

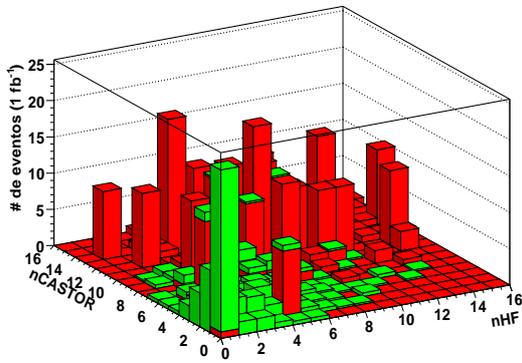
Tabela 5.6: Número de eventos selecionados pelo corte na multiplicidade de traços na região central usando os calorímetros **HF** e **CASTOR**.



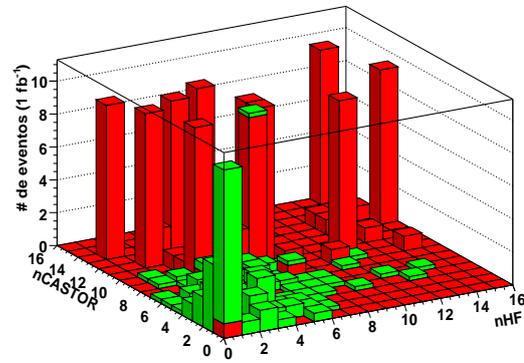
(a) Todos eventos sem corte na multiplicidade de traços.



(b) Todos eventos com  $N_{track} \leq 8$ .



(c) Todos eventos com  $N_{track} \leq 5$ .



(d) Todos eventos com  $N_{track} \leq 3$ .

Figura 5.24: **HF vs CASTOR**. Distribuição da multiplicidade de torres do **HF** e da segmentação em  $\phi$  do **CASTOR**, em verde tem-se os eventos difrativos e em vermelho os não difrativos.

## 5.4 Incertezas

A maioria das incertezas que devem ser consideradas nesta análise são obtidas a partir de estudos feitos por outros grupos do **CMS** (como as associadas ao alinhamento e luminosidade, por exemplo). Outras incertezas aparecerão quando os dados reais forem levados em consideração, por exemplo, a correção do *trigger*.

As seguintes incertezas sistemáticas são consideradas nesta análise:

- incerteza na medida da luminosidade [62]: 10%.

Espera-se chegar ao valor de 5% quando a luminosidade integrada de dados coletados for maior do que  $1 \text{ fb}^{-1}$ . Pretende-se medir a luminosidade do experimento **LHC** com o **Totem**. Além dele, estuda-se a possibilidade de usar um outro detector chamado *Pixel Luminosity Telescope (PLT)* [63], que ainda não foi aprovado pela colaboração;

- ruído dos calorímetros: 15%.

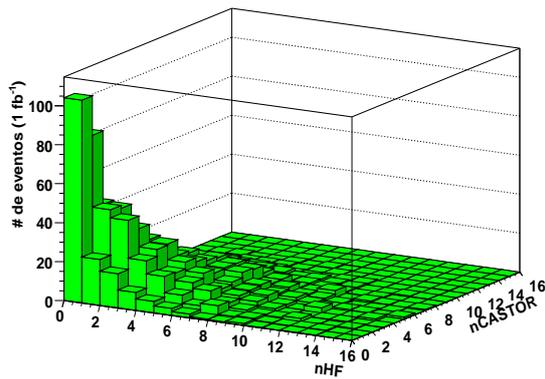
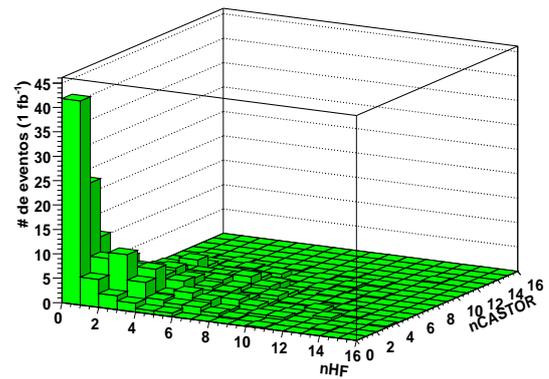
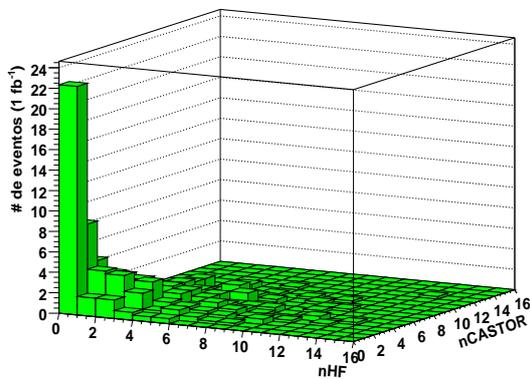
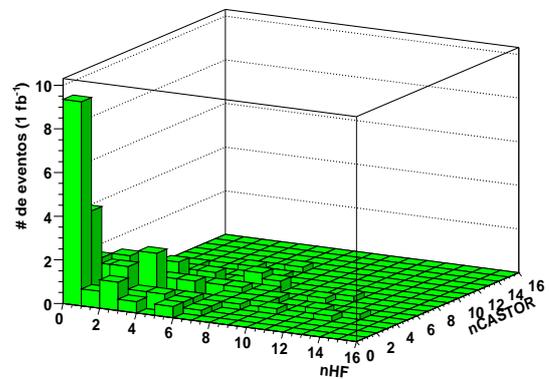
(a) Eventos difrativos sem corte em  $N_{track}$ .(b) Eventos difrativos com  $N_{track} \leq 8$ .(c) Eventos difrativos com  $N_{track} \leq 5$ .(d) Eventos difrativos com  $N_{track} \leq 3$ .

Figura 5.25: **HF** vs **CASTOR**. Distribuição da multiplicidade de torres do **HF** e da segmentação em  $\phi$  do **CASTOR** para eventos difrativos.

O nível de ruído tem impacto direto na sensibilidade dos cortes de multiplicidades, quando aplicados para os calorímetros **HF** e **CASTOR**. A estimativa acima é obtida variando o limiar de energia do ruído do **HF**;

- identificação de múons: 5%.
- identificação dos traços: 5%.
- razões de ramificações: 3,6%.

As razões de ramificações envolvidas nesse estudo são  $\mathcal{B}(\mathcal{B}^+ \rightarrow J/\psi K^+) = (1,007 \pm 0,035) \times 10^{-3}$  e  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (5,93 \pm 0,06) \times 10^{-2}$ . Adicionando essas incertezas quadraticamente, encontra-se uma incerteza total com relação à razão de ramificação igual a 3,6%.

- tempo de decaimento: 0,05%

O tempo de decaimento de um hádron  $B^+$  é descrito por uma convolução de uma exponencial e uma gaussiana. Utilizando apenas a exponencial, é obtida uma estimativa sobre

a vida média do  $B^+$ .

- Monte Carlo: 0,4%

Ao computar-se todas essas contribuições, encontra-se uma estimativa para as incertezas sistemáticas envolvidas nessa análise em torno de 19,7%.

As incertezas estatísticas são 6,78% e 10,54%, considerando o **HF** × **HF** e o **HF** × **CASTOR**, respectivamente.

## 5.5 Resultados

A fim de obter a razão da produção difrativa de  $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$  com relação à total é necessário definir os valores para os cortes de multiplicidade de traços na região central e nos calorímetros que maximizem a relação pureza × eficiência (figura 5.26). Verifica-se que  $N_{tracks} = 5$  é o valor de multiplicidade de traços na região central que fornece a melhor relação pureza/eficiência.

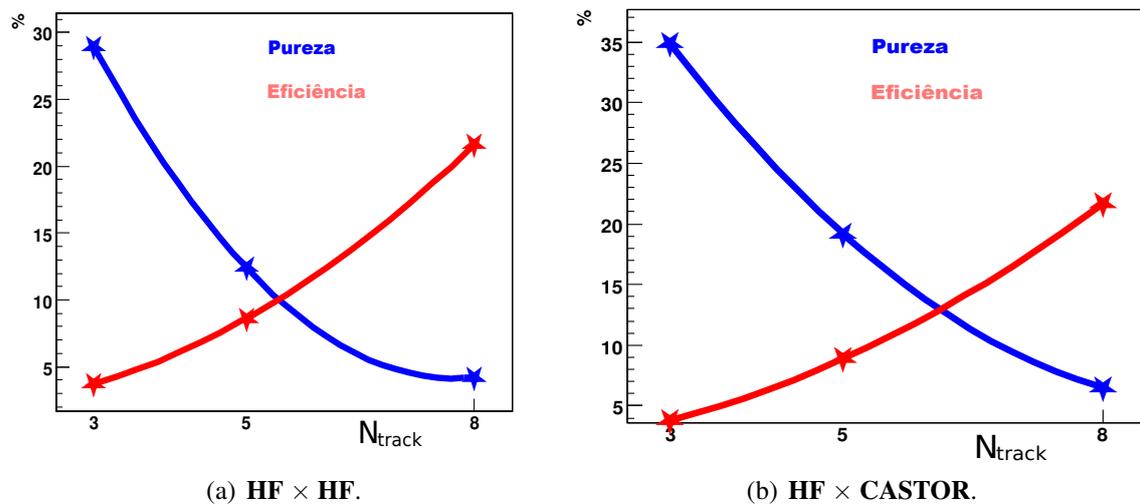


Figura 5.26: Gráfico pureza × eficiência de eventos difrativos com relação à multiplicidade de traços na região central do detector, variando de 3, 5 e 8 traços.

Nas figuras 5.21(c) e 5.24(c), ainda observa-se uma grande contaminação no sinal. É possível melhorar a relação sinal/fundo explorando a característica dos eventos difrativos com relação à multiplicidade nos calorímetros frontais. A figura 5.27<sup>10</sup> mostra o comportamento da pureza e da eficiência para diferentes valores da multiplicidade utilizando apenas o **HF** e a combinação das informações do **HF**+**CASTOR**. Nota-se que os melhores valores são 4 e 6 para a combinação **HF** × **HF** e **HF** × **CASTOR**, respectivamente.

<sup>10</sup>Os valores de eficiência e pureza são calculados com relação à amostra previamente obtida pelo corte da multiplicidade de traços na região central do detector.

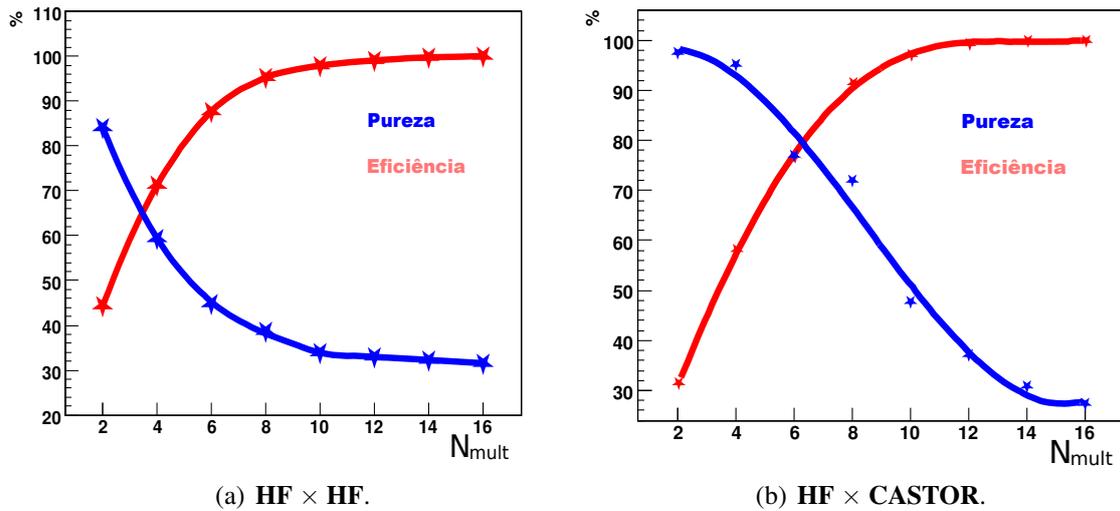


Figura 5.27: Gráfico pureza × eficiência de eventos difrativos com relação à multiplicidade dos calorímetros, variando entre 2 e 16.

O detector **CASTOR** foi instalado apenas no hemisfério negativo do detector **CMS**, por isso, o estudo de multiplicidade no sistema de calorimetria foi feito considerando apenas este lado do **HF** e do **CASTOR**.

Por não ser possível gerar a amostra de fundo apenas para um hemisfério do detector, faz-se necessário multiplicar o número de eventos difrativos utilizando a combinação **HF** × **CASTOR** por um fator 2.

Os números de eventos encontrados em cada passo da análise estão resumidos na tabela 5.7, onde  $B_{diff}^+$  refere-se à amostra de sinal difrativo,  $B_{Ndiff}^+$  à amostra de sinal não difrativo, **Gerados** ao número de eventos gerados, *trigger* ao número de eventos que passam pelo *trigger*,  $B_{Sel}^+$  ao número de eventos nos quais identificou-se o  $B^+$ ,  $M_{traços}$  ao número de eventos após a seleção de multiplicidade de traços na região central do **CMS** e  $M_{cal}$  ao número de eventos após a seleção de multiplicidade nos calorímetros **HF** e **CASTOR**.

Amostras	<b>Gerados</b>	<i>trigger</i>	$B_{Sel}^+$	$M_{traços}$		$M_{cal}$	
				<b>HF</b>	<b>CASTOR</b>	<b>HF</b>	<b>CASTOR</b>
$B_{diff}^+$	53341	13636	13636	1174	451	217,5	89,9
$B_{Ndiff}^+$	1083995	176641	99539	278	117	148,5	26,8
Fundo	2438729	450075	118297				

Tabela 5.7: Resumo do número de eventos encontrados em cada passo da análise. Onde  $B_{diff}^+$  refere-se à amostra de sinal difrativo,  $B_{Ndiff}^+$  à amostra de sinal não difrativo, **Gerados** ao número de eventos gerados, *trigger* ao número de eventos que passam pelo *trigger*,  $B_{Sel}^+$  ao número de eventos nos quais identificou-se o  $B^+$ ,  $M_{traços}$  ao número de eventos após a seleção de multiplicidade de traços na região central do **CMS** e  $M_{cal}$  ao número de eventos após a seleção de multiplicidade nos calorímetros **HF** e **CASTOR**.

Para obter os números finais de eventos deve-se considerar as eficiências da seleção do méson  $B^+$  (difrativos e não difrativos) e dos eventos difrativos, encontrando os resultados presentes na tabela 5.8.

Número de eventos	<b>HF × HF</b>	<b>HF × CASTOR</b>	Eventos não difrativos
	3543	2646	626716

Tabela 5.8: Número de eventos após a normalização quanto à luminosidade, à seção de choque e às eficiências dos cortes aplicados.

Finalmente é possível estimar os valores correspondentes à razão de eventos difrativos de  $B^+$  presentes em colisões a 10 TeV ( $R_{B^+}$ ):

<b>HF × HF</b>	$R_{B^+} = [0,56 \pm 0,04 \text{ (est)} \pm 0,11 \text{ (sis)}] \%$
<b>HF × CASTOR</b>	$R_{B^+} = [0,42 \pm 0,04 \text{ (est)} \pm 0,08 \text{ (sis)}] \%$

## CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS FUTURAS

Esta tese apresenta uma proposta para a medida experimental da razão de produção de eventos difrativos do canal  $B^+ \rightarrow J/\psi + K^+$ , baseada em informações da multiplicidade no sistema de calorimetria presente nas regiões frontais do **CMS**, obtida utilizando informações da energia depositada no **HF** e no **CASTOR**, bem como a multiplicidade de traços na região central do detector.

Inicialmente faz-se a identificação do méson  $B^+$  combinando dois múons, oriundos do  $J/\psi$ , e um traço carregado ( $K^+$ ), encontrando o valor de  $(5,290 \pm 0,051) \text{ GeV}^2$  para a massa invariante, valor este condizente com o **PDG**.

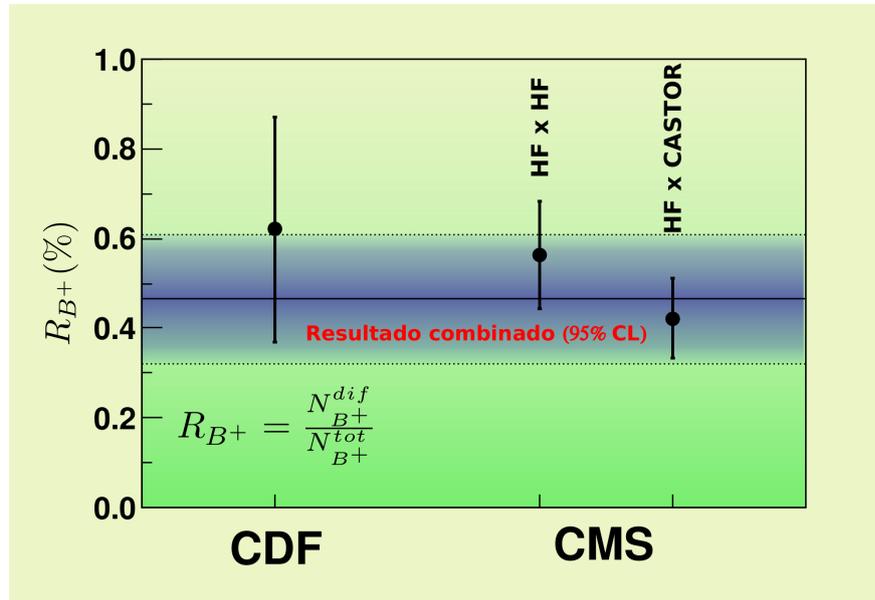
Faz-se um estudo para verificar a eficiência da escolha correta do hemisfério do detector em que a difração ocorre, uma vez que em eventos de difração simples observa-se para o lado do próton espalhado uma baixa multiplicidade de partículas, obtendo valores de aproximadamente 74% de acerto na escolha do lado da lacuna, para ambos os lados.

Em seguida, estuda-se o impacto da presença de múltiplos traços carregados na região central do detector, mais precisamente 3, 5 e 8 traços, para a seleção de eventos difrativos. Assim, obtém-se como resultado as distribuições presentes na figura 5.21, dividindo o **HF** em partes interna e externa, e 5.24, utilizando o **CASTOR** e o **HF** somente no hemisfério negativo do detector. Através dessas distribuições, fica evidenciado que a separação de eventos difrativos e não difrativos, para o canal mencionado, no ambiente do CMS/LHC é factível.

Concluindo, utilizando os valores presentes nas tabelas 5.5 e 5.6 é possível verificar que o corte que exige 5 traços carregados na região central, maximiza a relação pureza e eficiência. Adotando o número de eventos encontrados para esse corte, é estimado para a razão de eventos difrativos presentes em colisões do **LHC/CMS**, assumindo  $1 \text{ fb}^{-1}$  à 10 TeV e considerando *gap survival probability* igual a 0,05, como sendo

<b>HF × HF</b>	$R_{B^+} = [0,56 \pm 0,04 \text{ (est)} \pm 0,11 \text{ (sis)}] \%$
<b>HF × CASTOR</b>	$R_{B^+} = [0,42 \pm 0,04 \text{ (est)} \pm 0,08 \text{ (sis)}] \%$

Comparando os valores obtidos para  $R_{B^+}$  com o resultado obtido pela colaboração **CDF** [57] de  $[0,62 \pm 0,19 \text{ (est)} \pm 0,16 \text{ (sis)}] \%$ , conclui-se que os resultados estão compatíveis dentro do limite de 95% de nível de confiança.



Tem-se como perspectivas futuras desse trabalho, utilizar os métodos de seleção aqui propostos para os dados reais, incluindo a simulação do detector **CASTOR** que possibilitará um melhor estudo do ruído do mesmo, diminuindo assim a principal contribuição dos erros sistemáticos.

## REFERÊNCIAS

- [1] FEYNMAN, Richard. Richard Feynman's popular lectures on quantum electrodynamics: The 1979 Robb lectures at Auckland University. *American Journal of Physics*, Califórnia, v. 64, p. 694-698, 1996. doi:10.1119/1.18234.
- [2] MAXWELL, James Clerk. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, v. 155, p. 459-512, 1865.
- [3] COLLINS, P. D. B. An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics. 1. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1977. 300 p.
- [4] BARONE, V.; PREDAZZI, E. *High-energy particle diffraction*. 1. ed. Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002. 350 p.
- [5] GROSS, D.J.; WILCZEK, F. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, Califórnia, v. 30, p. 1343, 1973.
- [6] POLITZER, H.D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.* v. 30, p. 1346. 1973.
- [7] TWENTY YEARS OF QCD, 1993, Cingapura, Anais da conferência Twenty years of QCD. Cingapura. ZERWAS, P.; KASTRUP, H. World Scientific, 1993. 2 v.
- [8] REGGE, T. Introduction to complex orbital momenta. *Il Nuovo Cimento*, Itália, v. 14, n. 5, p. 951, dec. 1959.
- [9] REGGE, T. Bound states, shadow states and mandelstam representation. *Il Nuovo Cimento*, Itália, v. 18, n.5, p. 947, dec 1960.
- [10] CHEW, G. F. P.; FRAUTSCHI, S. C. Principle of Equivalence for all Strongly Interacting Particles within the S-Matrix Framework. *Phys. Rev. Lett.*, Califórnia, v.7, p. 394, oct. 1961.
- [11] GRIBOV, V. N., *Sov. Phys. JETP*. Rússia, v. 14, p. 478, 1962.
- [12] ABATZIS, S. et al. Observation of a narrow scalar meson at 1450 MeV in the reaction  $pp \rightarrow p(\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-)p_s$  at 450 GeV/c using the CERN Omega spectrometer. *Phys. Lett. B*, v. 324, p. 509, abr. 1994.
- [13] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Total cross sections. *Phys. Lett. B*, v. 296, p. 227, dec. 1992.
- [14] GOOD, M. L.; WALKER, W.D. Diffraction Dissociation of Beam Particles. *Phys. Rev.* v. 120, p. 1857, dec. 1960.

- [15] GOULIANOS, K. Diffractive interactions of hadrons at high energies. *Phys. Rept.*, v. 101, p. 169, dec. 1983.
- [16] ZEUS Collaboration; DERRICK, M. et al. Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett. B*, v. 315, p. 481, oct. 1993.
- [17] H1 Collaboration; AHMED, T. et al. Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA. *Nucl. Phys. B* v. 429, p. 477, nov. 1994.
- [18] UA8 Collaboration; BRANT, A. et al. Evidence for a super-hard pomeron structure. *Phys. Lett. B*, v. 297, p. 417-424, dec 1992.
- [19] BJORKEN, J.D. Rapidity gaps and jets as a new-physics signature in very-high-energy hadron-hadron collisions. *Phys. Rev. D*, v. 47, p. 101-113, jan. 1993.
- [20] KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Progress of Theoretical Physics*, v. 49, n. 2, p. 652-657, 1973. doi:10.1143/PTP.49.652.
- [21] HERB, W. S. et al. Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 Gev in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions. *Physical Review Letters*, v. 39, p. 252-255, aug. 1977. doi:10.1103/PhysRevLett.39.252.
- [22] DØ Collaboration; ABACHI, S. et al. Search for High Mass Top Quark Production in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. *Physical Review Letters*, v. 74, p. 2422-2426, mar. 1995. doi:10.1103/PhysRevLett.74.2422.
- [23] CDF Collaboration; ABE, F. et al. Observation of Top Quark Production in pp Collisions with the Collider Detector at Fermilab. *Physical Review Letters*, v. 74, p. 2626-2631, abr. 1995. doi:10.1103/PhysRevLett.74.2626.
- [24] HIGGS, Peter W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Physical Review Letters*, v. 13, p. 508-509, out. 1964. doi:10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [25] NASON, P.; RIDOLFI, G.; SCHNEIDER, O.; Tartarelli, G.F.; VIKAS, P. et. al. *BOTTOM PRODUCTION*. Disponível em: <<http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0003142v2>>. Acesso em: 25 mai. 2010.
- [26] EIDELMAN, S. et al. *Review of Particle Physics*. *Phys. Lett. B*, v. 592, jul. 2004. Disponível em: <<http://pdg.lbl.gov>>. Acesso em: 25 mai. 2010.
- [27] AUGUSTIN, J. E. et al., Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation. *Physical Review Letters*, v. 33, p. 1406-1408, dec. 1974.
- [28] GLASHOW, S. L.; ILIOPOULUS, J.; MAIANI, L. Weak interaction with lepton-hadron symmetry. *Phys. Rev D*, v. 2, p. 1285, out. 1970.
- [29] AUBERT, J. J. et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J. *Phys. Rev. Lett.* 33, 1404-1406, dez. 1974.
- [30] EVANS, L.; BRYANT, P. (editores) LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, v. 3, aug. 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001.

- [31] CMS Collaboration; Chatrchyan, S. et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, v. 3, aug. 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [32] *European Organization for Nuclear Research - CERN*. Disponível em: <<http://user.web.cern.ch/user/cern.html>>. Acesso em: mai. 2010.
- [33] CMS Tracker Collaboration; SCHAEEL, S. et al. The CMS silicon strip detector-mechanical structure and alignment system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 511, p. 52-57, set. 2003.
- [34] *The ECAL Project WEB Server*. Disponível em: <http://cmsdoc.cern.ch/cms/ECAL/html/wp/ecal/Welcome.html>. Acesso em: 25 mai. 2010.
- [35] DE BARBARO, P., HAGOPIAN, V. The CMS Hadron Calorimeter: Progress Report and Test Beam Results. 8th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics 8, 2004. In: ICATPP-8, 2004. Disponível em: <[http://villaolmo.mib.infn.it/ICATPP8th\\_2003/Calorimetry/Debarbaro.pdf](http://villaolmo.mib.infn.it/ICATPP8th_2003/Calorimetry/Debarbaro.pdf)>. Acesso em: 25 mai. 2010.
- [36] CMS Collaboration; DELLA NEGRA, M. et al. The Compact Muon Solenoid - Muon Thecnical Design Report. CMS Technical Design Report, CMS TDR 3, dez. 1997.
- [37] TOTEM Collaboration; Anelli, G. et al. The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, v. 3, aug. 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08007.
- [38] CMS Collaboration; DE JESUS DAMIÃO, D. et al. Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 2.36 TeV. *Journal of High Energy Physics*, v. 2010, n. 2, p. 1-35, fev. 2010.
- [39] DE JESUS DAMIÃO, D.; SANTORO, A. F. S.; GROTHE, M. Cosmic ray test-stand for the CASTOR calorimeter of CMS. In: DEUTSCHE PHYSIKALISCHE GESELLSCHAFT FRÜHJAHRSTAGUNG, 2008, Freiburg - Alemanha, 2008.
- [40] SOGUT, K.; DE JESUS DAMIÃO, D. et. al. *Production of quartz plates for CMS-CASTOR Experiment*, Genebra-Suíça, n. 035, nov. 2008. Nota Interna do Experimento CMS - CMS-NOTE-2008-035.
- [41] GROTHE, M.; DE JESUS DAMIÃO, D. J.; SANTORO, A. et. al. *Prospects for diffractive and forward physics at the LHC*, Genebra-Suíça, n. 002, dez. 2006. Nota Interna do Experimento CMS - CMS Note 2007/002 2006.
- [42] SJOSTRAND, T.; Mrenna, S.; SKANDS, P. PYTHIA 6.4 physics and manual. *Journal of High Energy Physics*, v. 2006, n. 026, mai. 2006.
- [43] COX, B. E.; FORSHAW, J. R. Image: Herwig for diffractive interactions. *Computer Physics Communications*, v. 144, p. 104-110, mar. 2002.
- [44] CORCELLA, G. et al. HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *Journal of High Energy Physics*, v. 2001, n. 010, fev. 2001.
- [45] CMS Collaboration. CSA07 Page. Disponível em: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/CSA07>. Acesso em: 25 mai. 2010.

- [46] ZEUS Collaboration; DERRICK, M. et al. Measurement of Elastic  $\rho_0$  Photoproduction at HERA. *Alemanha*, n. 143, jul. 1995.
- [47] H1 Collaboration; AKTAS, A. et al. Measurement and QCD analysis of the diffractive deep-inelastic scattering cross section at HERA. *Eur. Phys. J. C*, v. 48, n. 3, p. 715-748, dez. 2006.
- [48] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. The extraction of the bare triple-pomeron vertex; a crucial ingredient for diffraction. *Phys. Lett. B*, v. 643, p. 93-97, dez. 2006.
- [49] CMS Collaboration. Summer Production 2008. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/ProductionSummer2008>>. Acesso em: 25 de mai. 2010.
- [50] GEANT4 Collaboration; Agostinelli, S. et al. GEANT4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. and Methods A*, v. 506, p. 250-303, jul. 2003.
- [51] CMS Collaboration. Trigger Names. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TriggerNames>>. Acesso em: 25 de mai. 2010.
- [52] CMS Collaboration. Trigger Tables. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/TriggerTables>>. Acesso em: 25 de mai. 2010.
- [53] CMS Collaboration. SWGuide Global HLT. Disponível em: <[https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideGlobalHLT#CMSSW\\_2.1\\_X](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideGlobalHLT#CMSSW_2.1_X)>. Acesso em: 25 de mai. 2010.
- [54] CMS Collaboration. Disponível em: <<http://cms-project-confdb-hltdev.web.cern.ch/cms-project-confdb-hltdev/browser/>>. Acesso em: 25 de mai. 2010.
- [55] CMS Collaboration, VILELA PEREIRA, A. et al. *A study of single-diffractive production of W bosons at the LHC*. Genebra-Suiça, n. 002, 2007. Nota interna do Experimento CMS - CMS-PAS-DIF-07-002.
- [56] CMS Collaboration, *Observation of single-diffractive production of di-jets at LHC*. Genebra-Suiça, n. 002, 2008. Nota interna do Experimento CMS - CMS PAS FWD-08-002.
- [57] CDF Collaboration; AFFOLDER, T. et al., Observation of Diffractive b-Quark Production at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, v. 84, p. 232-237, jan 2000.
- [58] CDF Collaboration; ABE, F. et al. Measurement of Diffractive Dijet Production at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, v. 79, p. 2636-2641, out. 1997.
- [59] D0 Collaboration; ABAZOV, V.M. et al. Observation of diffractively produced W and Z bosons in  $\bar{p}p$  collisions at  $\sqrt{s} = 1800$  GeV. *Phys. Lett. B*, v. 574, p. 169-179, nov. 2003.
- [60] ZEUS Collaboration; CHEKANOV, S. et al. Study of deep inelastic inclusive and diffractive scattering with the ZEUS forward plug calorimeter. *Nucl. Phys. B*, v. 713, p. 3-80, mai. 2005.

- [61] H1 Collaboration, A. Aktas et al. Measurement and QCD analysis of diffractive deep-inelastic scattering cross section at HERA. *Eur. Phys. J. C*, v. 48, p. 715-748, dez. 2006.
- [62] CMS Collaboration. *The CMS Physics Technical Design Report*. Genebra-Suiça, CERN/LHCC 2006-001.
- [63] ADAM, N.; HALYO, V.; JONES, J.; MARLOW, D.; SCHNETZER, S.; GUO, Y.; LUEKING, L.; MAESHIMA, K.; BADGETT, W.; SEXTON-KENNEDY, L.; DE ABRIL, I. M.; DE ABRIL, M.M.; *The CMS Luminosity System*, Genebra-Suiça, CMS IN-2007/030.
- [64] BJORKEN, J. D.; GLASHOW, S. L. Elementary particle and SU(4). *Phys. Lett.*, v. 11, p. 255-257, aug. 1964.

# 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](#)