



Universidade do Estado do Rio de Janeiro

Centro de Tecnologia e Ciências

Instituto de Física Armando Dias Tavares

Diego Matos Figueiredo

Análise da produção de díjetos de difração simples no
experimento CMS/LHC

Rio de Janeiro

2011

Diego Matos Figueiredo

**Análise da produção de díjetos de difração simples no experimento
CMS/LHC**

Dissertação apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Orientador: Prof. Dr. Alberto Franco de Sá Santoro

Coorientador: Prof. Dr. Carley Martins

Rio de Janeiro

2011

CATALOGAÇÃO NA FONTE
UERJ/REDE SIRIUS/BIBLIOTECA CTC-D

F475 Figueiredo, Diego Matos

Análise da produção de dijetos de difração simples no
experimento CMS/LHC / Diego Matos Figueiredo. - 2011.
165 f.: il. color.

Orientador: Alberto Franco de Sá Santoro.

Coorientador: Carley Pedro de Oliveira Martins.

Dissertação - Universidade do Estado do Rio de Janeiro,
Instituto de Física Armando Dias Tavares.

1. Partículas(Física Nuclear) - Teses. 2. Pomeron - Teses. 3.
Aceleradores de Partículas - Teses. I. Santoro, Alberto, 1941 - II.
Martins, Carley Pedro de Oliveira. III. Universidade do Estado do
Rio de Janeiro, Instituto de Física Armando Dias Tavares. IV. Título.

CDU 539.12

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial desta
dissertação, desde que citada a fonte.

Assinatura

Data

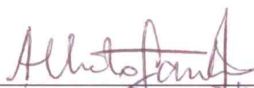
Diego Matos Figueiredo

Análise da produção de díjetos de difração simples no experimento
CMS/LHC

Dissertação apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Aprovado em 25 de abril de 2011.

Banca Examinadora:



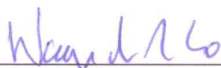
Prof. Dr. Alberto Franco de Sá Santoro (orientador)
Instituto de Física Armando Dias Tavares da UERJ



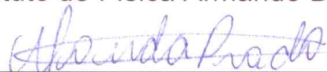
Prof. Dr. Carley Pedro de Oliveira Martins (co-orientador)
Instituto de Física Armando Dias Tavares da UERJ



Prof. Dr. Ronald Cintra Shellard
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas



Prof. Dr. Wagner de Paula Carvalho
Instituto de Física Armando Dias Tavares da UERJ



Profa. Dr. Wanda Lúcia Prado da Silva
Instituto de Física Armando Dias Tavares da UERJ



Prof. Dr. Hélio da Motta Filho
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro
2011

AGRADECIMENTOS

À essência de todo o amor. O pensador dos mecanismos do mundo e fora dele.

Grande parte desse trabalho é fruto do espírito coletivo, através dos comentários construtivos dos colegas profissionais, das palavras de conforto dos amigos, pelos pequenos atos dos desconhecidos ou pelo amor dos meus parentes e do próprio "amor" personificado da minha vida. Renata Dias, a Rezinha e pretinha.

Aos meus pais Ronaldo e Ana Figueiredo por me tornarem o que sou hoje. Meus irmãos Júlia, Patrícia e Rômulo Figueiredo. Meus avós que tanto amo: o Murrinha Aquilino, o vô Agostinho, Felismina, Dalva e Wilma, que me ensinou a ver alegria em tudo. Aos meus sobrinhos e sobrinhas que tanto animam a minha vida: Giggio, Mamá, Biel e Macaca Clarinha. Em ordem cronológica. O amor é igual para todos!

Agradeço ao meu Orientador Alberto Franco de Sá Santoro por todo zelo na minha educação científica, pelas inúmeras lições sobre difração, interação forte e por tantos debates construtivos. Compartilharei o que pude aprender, dentro dos meus limites, aos outros e mais outros que virão. Agradeço também ao meu coorientador Carley Martins, pelos ensinamentos, pelo espírito experimental e pelo apoio incondicional desde os tempos de iniciação científica.

Ao professor Wagner Carvalho pelas inúmeras lições e comentários. Paciência extrema ao me ajudar! Ao professor Luiz Mundim pela solução de algumas (diria muitas) dificuldades técnicas. À professora Wanda Prado e ao professor Vítor Oguri pelas soluções das dúvidas em estatística e pelo empréstimo sem prazo de devolução dos livros. Ao professor Hélio Nogima pelas conversas sobre instrumentação. Aos professores Francisco Caruso e José Mahon por compartilharem curiosidades históricas da Física em conversas informais e pela visão matemática! Muito obrigado!

Aos pesquisadores Michele Arneodo e Alexander Proskuryakov pelos inúmeros comentários e sugestões da análise dessa dissertação.

Nesse parágrafo, não menos importante (não mesmo!), agradeço a amizade. São a esses amigos que eu divido, com todo o carinho, qualquer mérito que eu tenha um dia. Sem a ajuda deles não teria completado esse ciclo.

Agradeço pela sinceridade na crítica e por toda forma de ajuda. Em qualquer momento, deixavam de fazer tarefas para me ajudar. Antônio Vilela Pereira, Eliza Melo, Dilson de Jesus Damião, Sandro Fonseca e Sheila Amaral.

Também quero agradecer alguns amigos que sempre foram muito prestativos: Luana Soares, Walter Aldá, Jordan Martins, Ana Thereza, Marília Carneiro e Felipe Silva.

Especial agradecimento ao Laboratório de Computação *T2 HEPGrid-Brazil* onde as amostras de dados foram analisadas. Agradeço ao empenho e ao trabalho de Eduardo Revoredo, José Afonso Sanches e aos técnicos do suporte.

Aos membros da banca de dissertação professores Alberto Santoro, Carley Martins, Ronald Cintra Shellard, Hélio da Motta Filho, Wagner Carvalho, Wanda Prado pelos comentários e sugestões de correção. Aprendi com os comentários tanto quanto escrevi a dissertação.

Ao Instituto de Física Armando Dias Tavares, ao Programa de Pós-Graduação em Física (PPGF) e ao Departamento de Física Nuclear e Altas Energias (DFNAE) pela infraestrutura e suporte oferecidos. Aos secretários Márcio Farias (DFNAE), Felipe (DFNAE), Mônica Noronha (DFNAE) e Rogério (PPGF). Aos idealizadores do projeto *HELEN* pela oportunidade em exercer atividades no experimento CMS/LHC. À *CAPES* pelo apoio financeiro.

Por fim, agradeço a todos que de alguma forma tiveram participação nesse trabalho e também gostaria de lembrar que qualquer equívoco ou incoerência é de responsabilidade do autor.

Há pessoas que desejam saber só por saber, e isso é curiosidade; outras, para alcançarem fama, e isso é vaidade; outras, para enriquecerem com a sua ciência, e isso é um negócio torpe; outras, para serem edificadas, e isso é prudência; outras, para edificarem os outros, e isso é caridade.
Santo Agostinho

A batalha mais difícil a ser travada ocorre no teu mundo íntimo.
Joanna de Ângelis

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

FIGUEIREDO, Diego Matos. *Análise da produção de dijetos de difração simples no experimento CMS/LHC*. 2011. 165 f. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2011.

O escopo desse trabalho é a observação de dijetos de difração simples em colisões pp com $\sqrt{s} = 7$ TeV, durante os primeiros períodos de aquisição de dados do experimento CMS/LHC. A técnica utilizada foi a medida da multiplicidade no calorímetro HF. Os dados foram analisados para diferentes períodos de aquisição de dados do ano de 2010, com $\int \mathcal{L} dt \simeq 3,2 \text{ pb}^{-1}$. Comparamos os dados observados com o Monte Carlo simulado com efeito de empilhamento e sem esse efeito.

Palavras-chave: Difração simples dura. Física de partículas. Física nuclear. Pomeron. Dijetos.

ABSTRACT

This work concerns the observation of diffractive dijets in pp collisions with $\sqrt{s} = 7$ TeV, during the first period of data taking at the CMS/LHC experiment. The technique used was to measure the multiplicity of forward calorimeters at HF. The data was analyzed for different periods of data acquisition in the year 2010, with $\int \mathcal{L} dt \simeq 3,2 \text{ pb}^{-1}$. We compared the observed data with Monte Carlo simulations with and without pile-up.

Keywords: Single hard diffraction. Particle physics. Nuclear physics. Pomeron. Dijets.

LISTA DE ARTIGOS RELACIONADOS

- FIGUEIREDO D.; et. al. **Production of quartz plates for CMS-CASTOR Experiment.** Relatório CMS-NOTE-2008-035, 2008.
- CMS COLLABORATION. **Observation of a diffractive contribution to dijet production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.** Relatório CMS-FWD-10-004, 2012. Disponível em: <http://arxiv.org/abs/arXiv:1209.1805>.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Modelo padrão das partículas elementares organizadas em três gerações de partículas.	27
Figura 2 - Trajetória de Regge Mesônica.....	32
Figura 3 - Seção de Choque diferencial em função de $-t$ para o espalhamento elástico pp e para várias energias [26].	34
Figura 4 - Seção de Choque total para o espalhamento elástico pp . Nota-se que há medidas no Tevatron e nas experiências E710/E711 em $\simeq 1,8$ TeV que podem determinar a extensão da curva [29].	35
Figura 5 - Comparação entre os dados do Experimento UA8 e o modelo de <i>Ingelman</i> e <i>Schlein</i> para a Difração Dura. O modelo não se ajusta perfeitamente aos dados o que nos indica a falta de alguma outra função de estrutura. ...	38
Figura 6 - Esquema do espalhamento elástico.	40
Figura 7 - Esquema da Difração Simples.....	40
Figura 8 - Esquema da Difração Dupla.	41
Figura 9 - Esquema da Dupla Troca de <i>pomeron</i>	41
Figura 10 - Comparação entre as funções de estrutura no DDIS e no DIS. Na esquerda, as funções de estrutura difrativa do próton estão em função de β . Na figura da direita, a função de estrutura do próton está em função de x_B	43
Figura 11 - Distribuições partônicas do singlete (esquerda) e gluônica (direita) para eventos difrativos determinadas no experimento H1.	44
Figura 12 - Funções de estrutura para dijetos em difração simples no experimento CDF, comparadas com as funções encontradas no HERA.....	45
Figura 13 - Esquema com as seções de choque esperadas para o LHC.	47
Figura 14 - Foto dentro do túnel do LHC.	48
Figura 15 - Esquema de um dos setores do LHC.....	49
Figura 16 - Fonte de prótons do LHC.....	50
Figura 17 - Esquema do complexo de aceleradores do CERN.....	51
Figura 18 - Esquema e localização do PLT.	54

Figura 19 - Experimentos do LHC.	55
Figura 20 - Instrumentação Frontal instalada no CMS.	55
Figura 21 - Resolução do <i>momentum</i> do múon em função do <i>momentum</i> , utilizando-se somente o sistema de múons, apenas o sistema de trajetografia e ambos sistemas.	56
Figura 22 - O detector CMS.	59
Figura 23 - Sistema de Referência do detector CMS.	60
Figura 24 - Esquema do sistema de trajetografia do CMS.	62
Figura 25 - Eficiência e resolução de traços do sistema de trajetografia.	63
Figura 26 - Esquema do Calorímetro Eletromagnético do CMS.	64
Figura 27 - Aceptância do Calorímetro Eletromagnético.	65
Figura 28 - Resolução em energia do ECAL em função da energia medida do elétron durante o teste com feixe.	66
Figura 29 - O detector CMS em comprimentos de interação para diferentes camadas (ECAL, HCAL e sistema de múons).	67
Figura 30 - Esquema em corte longitudinal do calorímetro hadrônico do CMS.	68
Figura 31 - Resolução da energia transversa dos jatos reconstruídos nas diferentes regiões dos calorímetros EB, EE e HF. Os jatos foram reconstruídos com o algoritmo de cone interativo e raio do cone de 0,5.	69
Figura 32 - Esquema do calorímetro CASTOR.	70
Figura 33 - Esquema das câmaras de múons no barril do CMS.	72
Figura 34 - Tampas das câmaras de múons no CMS.	73
Figura 35 - Estimativa da quantidade de dados armazenados em fita para o LHC.	74
Figura 36 - Topologia da difração simples dura com produção de dijetos.	78
Figura 37 - Luminosidade Instantânea no PI do CMS em diferentes épocas durante as colisões <i>pp</i> em 7 TeV.	79
Figura 38 - Distribuição normalizada do p_T gerado para amostras de Monte Carlo.	84
Figura 39 - Distribuição do efeito de empilhamento no CMS estimado para o ano de 2010, forma de uma distribuição de probabilidades de <i>poisson</i>	84
Figura 40 - Esquema da reconstrução de jatos no CMS.	86

Figura 41 - Distribuição normalizada de η do primeiro jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento para diferentes períodos de aquisição aos dados.....	87
Figura 42 - Distribuição normalizada de ϕ do primeiro jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento para diferentes períodos de aquisição aos dados.....	88
Figura 43 - Distribuição normalizada de p_T do primeiro jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento para diferentes períodos de aquisição aos dados.....	88
Figura 44 - Distribuição normalizada de η do segundo jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento para diferentes períodos de aquisição aos dados.	89
Figura 45 - Distribuição normalizada de ϕ do segundo jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento para diferentes períodos de aquisição aos dados.	90
Figura 46 - Distribuição normalizada de p_T do segundo jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento para diferentes períodos de aquisição aos dados.....	90
Figura 47 - Lado Negativo: soma da energia por evento do calorímetro HF.	91
Figura 48 - Lado Positivo: soma da energia por evento do calorímetro HF.	91
Figura 49 - Lado Negativo: soma da multiplicidade por evento do calorímetro HF. .	92
Figura 50 - Lado Positivo: soma da multiplicidade por evento do calorímetro HF. .	92
Figura 51 - Lado Positivo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do primeiro período de aquisição.	94
Figura 52 - Lado Negativo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do primeiro período de aquisição.	94
Figura 53 - Lado Positivo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do segundo período de aquisição.	95

Figura 54 - Lado Negativo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do segundo período de aquisição.....	95
Figura 55 - Lado Positivo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do terceiro período de aquisição.....	96
Figura 56 - Lado Negativo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do terceiro período de aquisição.....	96
Figura 57 - Distribuição de Assimetria na Energia dos Calorímetros.....	97
Figura 58 - ξ medido e reconstruído utilizando-se o Monte Carlo.	99
Figura 59 - Multiplicidade de N_{tracks}	100
Figura 60 - Lado Positivo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do primeiro período de aquisição com seleção difrativa.....	102
Figura 61 - Lado Negativo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do primeiro período de aquisição com seleção difrativa.....	102
Figura 62 - Lado Positivo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do segundo período de aquisição com seleção difrativa.....	103
Figura 63 - Lado Negativo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do segundo período de aquisição com seleção difrativa.....	103
Figura 64 - Lado Positivo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do terceiro período de aquisição com seleção difrativa.....	104
Figura 65 - Lado Negativo: distribuição de multiplicidade do calorímetro HF dividido em duas partes. Comparando-se Monte Carlo aos dados do terceiro período de aquisição com seleção difrativa.....	104
Figura 66 - Distribuição de Assimetria na Energia dos Calorímetros com seleção difrativa.	105

Figura 67 - Lado Negativo: ξ dos eventos selecionados.	106
Figura 68 - Lado Positivo: ξ dos eventos selecionados.	106
Figura 69 - <i>Run</i> 135528, no bloco de luminosidade 180865832.	107
Figura 70 - Eficiência para Seleção de Dois Jatos.	108
Figura 71 - Seleção de Dois Jatos em um dos lados do CMS.	109
Figura 72 - Seleção de Dois Jatos em um dos lados do CMS quando o lado oposto é o menos energético.	109
Figura 73 - Eficiência do Número de Traços em Relação à Variação do p_T dos Jatos.	110
Figura 74 - Eficiência para p_T dos Jatos fixo e Variação do Número de Traços.	111
Figura 75 - Comportamento do sinal para corte em N_{Tracks}	112
Figura 76 - Comportamento do sinal para corte em p_T	112
Figura 77 - Foto dos módulos FED.	125
Figura 78 - Conexões MPO e cabos do sistema de trajetografia.	126
Figura 79 - Conexões MU e MFS do sistema de trajetografia.	127
Figura 80 - Foto de um dos setores contendo 4 cassetes.	127
Figura 81 - Dispositivos para limpeza das fibras ópticas.	128
Figura 82 - Instrumento de medida <i>OTDR</i>	128
Figura 83 - Esquema com as divisões nos cabos de testes do <i>OTDR</i>	129
Figura 84 - Pastas contendo as resultados manuscritos dos testes.	130
Figura 85 - Cabos conectados nos <i>bastidores</i>	130
Figura 86 - Tela do programa que gera o arquivo com os comprimentos dos cabos <i>MR</i>	131
Figura 87 - Tela do programa que gera o arquivo de dados.	131
Figura 88 - Tela do programa que gera os arquivos para análise.	132
Figura 89 - Histograma com os valores dos comprimentos dos <i>fanouts</i> medidos pelo <i>OTDR</i>	133
Figura 90 - Histograma com os valores dos comprimentos dos <i>Pigtails</i> medidos pelo <i>OTDR</i>	134
Figura 91 - Histograma com regiões de comprimentos não esperadas quando com- paradas com os valores nominais.	135
Figura 92 - Histograma com os valores dos comprimentos dos cabos <i>MR</i> medidos pelo <i>OTDR</i>	136

Figura 93 - Histograma com os valores dos comprimentos dos <i>Fanouts</i> , <i>Pigtails</i> e <i>Fantasmas</i> somados.....	137
Figura 94 - Esquema do teste com feixe. A WCA, a primeira a ser sensibilizada pelo feixe e a mais afastada, não estava funcionando.	139
Figura 95 - Nas figuras a,b,c e d os gráficos da esquerda são as reconstruções do feixe e os da direita os perfis frontais.	140
Figura 96 - Superposição de perfis nas câmaras WCB, WCC e WCD e regiões sem atividade na câmara WCD.....	141
Figura 97 - Em ambos gráficos as câmaras B e C apresentam valores correlacionados. A câmara D ao longo do tempo aumentou a porcentagem de repetição e a câmara E um comportamento aleatório.....	141
Figura 98 - Distribuição normalizada de η do jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento aos dados para diferentes períodos de aquisição.....	154
Figura 99 - Distribuição normalizada de ϕ do jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento aos dados para diferentes períodos de aquisição.....	154
Figura 100 - Distribuição normalizada de p_T do jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento aos dados para diferentes períodos de aquisição.....	155
Figura 101 - Distribuição normalizada de η do segundo jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento aos dados para diferentes períodos de aquisição.....	155
Figura 102 - Distribuição normalizada de ϕ do segundo jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento aos dados para diferentes períodos de aquisição.....	156
Figura 103 - Distribuição normalizada de p_T do segundo jato mais energético. Comparamos o Monte Carlo com e sem o efeito de empilhamento aos dados para diferentes períodos de aquisição.....	156
Figura 104 - Soma da Energia por evento do calorímetro HF para cada um dos lados em separado.....	157

Figura 105 - Soma da Multiplicidade por evento do calorímetro HF para cada um dos lados em separado.....	158
Figura 106 - Nos diagramas, P e G representam respectivamente a troca de um singleto de cor e a troca de um octeto de cor.....	161
Figura 107 - Funções exponenciais ajustadas para a estimativa de f_{gap}	164

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Propriedades dos estágios de aceleração do CERN.	51
Tabela 2 - Parâmetros do LHC.	52
Tabela 3 - Limiares das diferentes partes dos calorímetros.	69
Tabela 4 - Diferentes períodos de aquisição de dados no ano de 2010, as ineficiências do <i>gatilho</i> e a luminosidade integrada L após o uso do <i>gatilho</i>	80
Tabela 5 - Ineficiências do gatilho para as amostras do Monte Carlo.	81
Tabela 6 - Seção de choque fornecida pelo Monte Carlo.	81
Tabela 7 - Amostras de Monte Carlo, sem empilhamento, normalizadas para cada um dos períodos de aquisição de dados.	83
Tabela 8 - Amostras de Monte Carlo, com efeito de empilhamento, normalizadas para cada um dos períodos de aquisição de dados.	83
Tabela 9 - Divisão do HF em duas partes: <i>Low η</i> e <i>High η</i>	93
Tabela 10 - Estimativas dos comprimentos dos cabos do tipo <i>Fanout</i>	133
Tabela 11 - Estimativas dos comprimentos dos cabos do tipo <i>Pigtail</i>	134
Tabela 12 - Estimativas dos comprimentos dos cabos do tipo <i>Multirribon</i>	136
Tabela 13 - Amostras de dados.	143
Tabela 14 - Amostras de monte carlo sem efeito de empilhamento.	143
Tabela 15 - Amostras de monte carlo com efeito de empilhamento.	144
Tabela 16 - Organização dos novos <i>tunes</i> para o Monte Carlo PYTHIA 6 baseado no ordenamento do chuveiro partônico e no <i>novo</i> modelo de MPI.	151
Tabela 17 - Número de Eventos do pico no $bin(0,0)$ nas distribuições de multipli- cidade das torres do HF para dois jatos principais com $p_T > 30$ GeV em qualquer região do CMS.	159
Tabela 18 - Número de Eventos do pico no $bin(0,0)$ nas distribuições de multipli- cidade das torres do HF para dois jatos principais com $p_T > 30$ GeV em qualquer região do CMS, normalizado para Monte Carlo.	159
Tabela 19 - Número de Eventos do pico no $bin(0,0)$ nas distribuições de multipli- cidade das torres do HF após seleção difrativa.	160

Tabela 20	- Número de Eventos do pico no $bin(0,0)$ nas distribuições de multiplicidade das torres do HF após seleção difrativa, normalizado para Monte Carlo.....	160
Tabela 21	- Valores de f_{gap} medidos nos experimentos do Tevatron.....	161
Tabela 22	- Pureza encontrada para cada uma das amostras de dados.....	162
Tabela 23	- Seções de Choque de dijetos inclusivos ($\sigma_{inclusivos}$) e de dijetos de difração simples dura (σ_{SD}) para 7 TeV. O valor de $\mathcal{P}$ foi aplicado somente à seção de choque difrativa.	163
Tabela 24	- Resultados de f_{gap} e $\langle S^2 \rangle$ estimados para 7 TeV.....	163
Tabela 25	- Resultados de f_{gap} estimados para 14 TeV.....	165

LISTA DE SIGLAS

(Si)APD	<i>Silicon Avalanche Photodiodes.</i>
ALEPH	<i>Apparatus for LEP PHysics at CERN.</i>
ALICE	<i>A Large Ion Collider Experiment at CERN.</i>
ATLAS	<i>A Toroidal LHC Apparatus.</i>
CASTOR	<i>Centauro And Strange Object Research.</i>
CBPF	<i>Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas.</i>
CMS	<i>Compact Muon Solenoid.</i>
CSC	<i>Cathod Strip Chambers.</i>
IF-UERJ	<i>Instituto de Física, Universidade do Estado do Rio de Janeiro.</i>
CERN	<i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.</i>
DAQ	<i>Data Acquisition.</i>
DELPHI	<i>DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification.</i>
DT	<i>Drift Tubes.</i>
EB	<i>Eletromagnetic Barrel.</i>
ECAL	<i>Eletromagnetic Calorimeter.</i>
ECR	<i>Electron Cyclotron Resonance.</i>
EE	<i>Eletromagnetic End Cap.</i>
FEC	<i>Front-End Controller.</i>
FED	<i>Front-End Driver.</i>
HB	<i>Hadron Barrel.</i>
HCAL	<i>Hadronic Calorimeter.</i>
HE	<i>Hadron End Cap.</i>
HERA	<i>Hadron Elektron Ring Anlage.</i>
HF	<i>Hadronic Forward.</i>
HLT	<i>High Level Trigger.</i>
HLX	<i>HF Luminosity Transmitter.</i>
HO	<i>Hadron Outer.</i>

L1	<i>Level 1 Trigger.</i>
LEIR	<i>Low Energy Ion Ring.</i>
LEP	<i>Large Electron-Positron.</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider.</i>
LHCb	<i>The Large Hadron Collider beauty experiment.</i>
LHCf	<i>Large Hadron Collider forward.</i>
LINAC	<i>LINear ACcelerator.</i>
LO	<i>Low Order.</i>
ME	<i>Muon End Cap.</i>
MPI	<i>Multiple Parton Interactions.</i>
MPO	<i>Multi-Fiber Push-On.</i>
MR	<i>Multiribbons.</i>
NLO	<i>Next-to-leading-order.</i>
OTDR	<i>Optical to Time Domain Reflectometer.</i>
P5	<i>Large Hadron Collider forward.</i>
PI	<i>Ponto de interação.</i>
PLT	<i>Pixel Luminosity Telescope.</i>
<i>pp</i>	<i>próton-próton.</i>
PS	<i>Proton Synchrotron.</i>
PSB	<i>Proton Synchrotron Booster.</i>
PU	<i>Pile-up.</i>
RFQ	<i>Radio Frequency Quadrupole.</i>
RPC	<i>Resistive Plate Chambers.</i>
SPS	<i>Super Proton Synchrotron.</i>
TEC	<i>Tracker End Cap.</i>
TIB	<i>Tracker Inner Barrel.</i>
TID	<i>Tracker Inner Disk.</i>
TOB	<i>Tracker Outer Barrel.</i>
VPT	<i>Vacuum Phototriodes.</i>
ZDC	<i>Zero Degree Calorimeter.</i>

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	23
1	REVISÃO TEÓRICA	26
1.1	O Modelo Padrão das Partículas	26
1.2	Introdução à Difração	30
1.2.1	<u>Processos Macios</u>	31
1.2.2	<u>Variáveis para a Descrição dos Processos Difrativos</u>	36
1.2.3	<u>Processos Duros</u>	37
1.2.4	<u>Topologias Difrativas</u>	40
1.2.5	<u>Funções de Estrutura</u>	41
1.2.6	<u>A Fatorização e a Quebra de Fatorização</u>	42
1.2.7	<u>Conclusões</u>	46
2	O EXPERIMENTO	48
2.1	O Acelerador LHC	48
2.1.1	<u>Complexo de Aceleradores</u>	50
2.1.2	<u>Medidas e Monitores de Luminosidade</u>	52
2.1.3	<u>Experimentos do LHC</u>	54
2.2	O Detector CMS	56
2.2.1	<u>Descrição Geral</u>	56
2.2.2	<u>Referencial do Experimento</u>	60
2.2.3	<u>Sistema de Seleção Eletrônica de Eventos e de Aquisição de Dados</u>	60
2.2.4	<u>Sistema de Trajetografia</u>	62
2.2.5	<u>Sistema de Calorimetria</u>	64
2.2.6	<u>Magneto Solenoidal</u>	70
2.2.7	<u>Sistema de Identificação de Múons</u>	71
2.2.8	<u>Sistema Computacional de Análise</u>	73
2.2.9	<u>Atividades no Detector</u>	76
3	ANÁLISE DE DIJETOS	78
3.1	Introdução	78

3.2	Gatilho	79
3.3	Amostras de dados	79
3.4	Amostras de Monte Carlo	80
3.4.1	<u>Normalização</u>	82
3.5	Correções Básicas nos Eventos	85
3.6	Um pouco sobre Jatos	85
3.7	Dijatos Difrativos	86
3.7.1	<u>Estudos das Distribuições de Controle</u>	86
3.7.2	<u>Seleção Básica de Eventos</u>	100
3.7.3	<u>Eventos Difrativos Seleccionados no $Bin(0,0)$</u>	105
3.7.4	<u>Observação do Evento Real Difrativo</u>	107
3.8	Estudo Sistemático	108
3.8.1	<u>Eficiências dos Cortes</u>	108
3.8.2	<u>Relação Sinal e Ruído</u>	111
	CONCLUSÃO	112
	REFERÊNCIAS	114
	APÊNDICE A - Trabalho no Sistema de Trajetografia	124
	APÊNDICE B - Trabalho no CASTOR	138
	APÊNDICE C - Amostras Utilizadas	142
	APÊNDICE D - Monte Carlo	145
	APÊNDICE E - Algoritmo de Jatos	151
	APÊNDICE F - Gráficos Suplementares	153
	APÊNDICE G - Algumas Estimativas	158

INTRODUÇÃO

Medir. Deduzir. Prever. Certamente a busca humana acerca da compreensão do Universo bem como daquilo que nos compõem, em essência, tem sido um empreendimento de mentes curiosas. A maior diferença entre os filósofos gregos e os cientistas dos últimos três séculos da nossa era, apesar da semelhante visão de algo elementar capaz de diferir a matéria, é sem dúvida, o poder de previsão do comportamento no mundo elementar. De certo, o conhecimento da mecânica quântica é diretamente correlacionado à tecnologia da qual as sociedades dispõem para o bem-estar. O que outrora era apenas uma curiosidade, teve consequências imprevisíveis na evolução do mundo em que hoje vivemos.

Ainda nesse sentido, o *modelo padrão* das partículas elementares é uma ferramenta bastante testada experimentalmente e que reúne o conhecimento de muitas idéias acerca das interações fundamentais e das estruturas mais elementares da matéria: os *quarks* e *léptons*. Neste modelo conta-se com quatro interações fundamentais da natureza, a gravitacional, a eletromagnética, a fraca e a forte. A gravitacional é a mais paradoxal, já que é aquela sentida na rotina pelo homem em sua simples manifestação, no entanto, é a que pouco conhecemos em nível quântico. A eletromagnética é a que dominamos no sentido matemático e experimental. É aquela que norteia os sistemas elétricos. A fraca, responsável pelos mecanismos de decaimentos nucleares e a forte, aquela responsável por manter coesos os constituintes dos núcleos atômicos.

Por assim dizer, a compreensão mais aprofundada da interação forte pode ser fundamental para o homem dominar as diversas manifestações da matéria conhecida. A *cromodinâmica quântica* (QCD) descreve as interações fortes em regimes perturbativos, no entanto nas descrições das escalas de mais baixa energia ou regime não-perturbativo, não tem solução analítica. Esse trabalho é motivado pela pesquisa acerca das interações fortes. Em particular, pelo estudo da produção de jatos que possibilitam explorar outros tópicos da QCD.

Os experimentos do acelerador de partículas *Grande Colisor de Hádrons* (LHC) no *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) foram idealizados para medirem as propriedades das partículas, das interações fundamentais e para checarem a física além do Modelo Padrão em uma escala de energia até então não explorada, de modo controlado.

Espera-se que este experimento ajude-nos a compreender melhor o Universo.

A difração em partículas agrega fenomenologia¹ que com grande sucesso descrevem as interações hadrônicas. Tais modelos foram adaptados com sucesso para a física de altas energias (processos partônicos), que são precisamente explicados pelas técnicas perturbativas da QCD. Ressalta-se que os modelos da difração propõem explicar os dois regimes: baixas e altas energias.

Os processos experimentais difrativos são caracterizados pela presença do que se chama de lacuna de (pseudo)rapidez. Ou seja, são eventos em que se observa ausência de atividade hadrônica, ou de cor, em parte do detector. Esses processos, que correspondem à aproximadamente 15% da colisão próton-próton (pp) no ambiente do LHC, são explicados pela presença do objeto virtual *pomeron*, que em uma analogia com a QCD, tem sido considerado por uma série de autores como uma amálgama de glúons. Uma descrição do *pomeron* será apresentada ao longo do texto.

Com base nessas idéias, a proposta desse trabalho é estudar processos difrativos duros que são processos em que há presença das lacunas de pseudorapidez e produção de jatos, definidos como regiões em forma de cone que contém alta multiplicidade de partículas no detector. Os jatos são bem descritos pela QCD. Deduz-se do estudo desses eventos que há uma conexão entre a QCD e a Difração Dura. O que em outras palavras, ao medirmos as funções de distribuição dos glúons talvez possamos entender qual é a relação destes com o *pomeron*.

Como propósito deste trabalho, apresentaremos um estudo detalhado sobre a produção de dijatos de difração simples no ambiente do experimento *Compact Muon Solenoid* (CMS). Mesmo com a ausência de detectores de prótons que são espalhados na linha do feixe ou região frontal foi possível observar dijatos difrativos já no primeiro período de tomada de dados do ano de 2010. Além disso mostramos variáveis que podem ser sensíveis para a determinação do efeito de empilhamento² nos dados.

No primeiro capítulo desse trabalho, faremos um breve resumo da teoria da física difrativa incluindo a QCD. No segundo capítulo será descrito o experimento CMS do qual analisamos dados contendo eventos difrativos duros. No terceiro capítulo, será apresen-

¹Modelos físicos baseados na observação e em princípios gerais da física como a unitariedade e a analiticidade. Usando como exemplo a interação eletromagnética, *Maxwell* sintetizou as observações experimentais e as relações de proporcionalidade em uma linguagem matemática avançada. Seguindo o caminho experimental-teórico.

²O empilhamento, de modo simples, pode ser caracterizado por colisões entre prótons secundários. Ao decorrer desse trabalho faremos uma melhor descrição desse efeito.

tada a técnica utilizada para a medida de dijetos de difração simples, os resultados obtidos para diferentes condições experimentais e a visualização de um dos eventos encontrados. Finalmente, no quarto capítulo, as conclusões desse trabalho. Nos anexos serão mostradas as informações acerca dos trabalhos realizados na colaboração do experimento CMS, sobre a análise em questão e algumas estimativas preliminares encontradas sobre a fração de eventos contendo a lacuna de pseudorapidez.

1 REVISÃO TEÓRICA

1.1 O Modelo Padrão das Partículas

Mensurar os constituintes elementares da matéria bem como os mecanismos das interações fundamentais da natureza é, em grande parte, dependente da instrumentação capaz de mapear escalas as "femtoscópicas". Outrora, prótons, nêutrons e elétrons eram considerados a essência da matéria. Entretanto, a Natureza revelou-se surpreendente: experimentos em aceleradores de partículas, cada vez mais energéticos, e com raios cósmicos descobriram um número crescente de partículas. No século XX grande número de estados excitados e de estados ligados foi descoberto. Modelos teóricos e de fenomenologia, concomitantemente às descobertas, foram propostos. Ainda assim, questionamos o que é elementar. Diante da capacidade tecnológica da nossa era os resultados científicos concluem que os *quarks*, aqueles que possuem carga de cor, e os *léptons*, são as partículas elementares. Essas partículas, possuem $spin\ \frac{1}{2}$ e são chamadas de *férmions*.

O *Modelo Padrão das Partículas Elementares* foi elaborado na década de 70 do século passado por muitos físicos e, o modelo a *quarks*, independentemente por *George Zweig* [1] [2] e *Murray Gell-Man* [3]. Todo o conhecimento científico das partículas constitui-se no que chamamos de *Modelo Padrão*. Nesse modelo os *quarks* são partículas elementares, assim como os *léptons*, no entanto contém carga elétrica fracionária. Os *hádrons* constituídos por um par *quark-antiquark* são chamados de *mésons* enquanto os que são constituídos por três *quarks* ou três *antiquarks* são chamados de *bárions* ou *antibárions* respectivamente.

As interações ocorrem devido a trocas de números quânticos entre as partículas, através de objetos virtuais chamados de mediadores ou partículas virtuais. Os mediadores da interação eletromagnética, fraca e forte são chamados de *bósons de gauge* e possuem $spin=1$. No caso gravitacional, os *grávitons* seriam os mediadores, com $spin=2$, mas atualmente não foram observadas evidências de sua existência.

O modelo padrão incorpora as seguintes partículas: *quarks* cujos sabores são chamados *up* (*u*), *down* (*d*), *charm* (*c*), *strange* (*s*), *top* (*t*) e *bottom* (*b*), os *léptons* (*e*, μ , τ , ν_e , ν_μ e ν_τ) e os *bósons de gauge* (partículas mediadoras). O modelo padrão também descreve três interações: a eletromagnética cujo mediador é o fóton (γ), a fraca cujos mediadores são os bósons W^+ , W^- e Z^0 e a forte, cujos mediadores são os 8 *glúons* (*g*) com pares de

As partículas que interagem fortemente são descritas pela Cromodinâmica Quântica (QCD), uma teoria de gauge do grupo não-abeliano (o que denota auto-interação entre os *glúons*) $SU(3)$. A QCD é uma teoria de campos e síntese das teorias das interações fortes³.

A QCD descreve as interações entre *quarks* (q) e *glúons* (g), dos prótons, nêutrons, píons, káons e outras partículas subatômicas conhecidas como hádrons.

Os hádrons são estados ligados de q , $\bar{q}$ e g . Sobretudo, são *neutros de cor* e muito mais pesados do que os *quarks* que os compõem. Os *quarks* são portadores de carga de cor que produz um campo, do mesmo modo que as cargas elétricas produzem um campo elétrico na QED. Os *quarks* interagem através do campo de cor [6]. Os *quanta* do campo de cor são chamados de *glúons*. Em termos matemáticos, a QED é uma teoria de Gauge invariante local (depende da posição e do tempo) para o grupo $U(1)$ e a QCD é um grupo local de Gauge $SU(3)$. Como o grupo de Gauge $SU(3)$ da QCD não é abeliano, os *glúons* podem auto-interagir, ao contrário dos fótons.

Enquanto fótons (ou campo eletromagnético) não conduzem carga elétrica, os *glúons* têm uma cor intrínseca (ou seja, uma carga de cor de transição). Por exemplo, um *quark* vermelho pode transformar-se em um verde emitindo um glúon com certa carga de cor, enquanto a carga elétrica de uma partícula não é alterada pela emissão de um fóton. Além disso, os processos duros da QCD têm sido bem calculados através de simulações computacionais (*Teorias de Gauge na Rede*) [7], assim como parâmetros de transição da fase macia para a dura, com o uso de modelos de sacolas para os hádrons no contexto do possível *plasma de quarks e glúons*, em ambiente de altas energias e altas densidades bariônicas. A idéia de confinamento de *quarks*, ainda é um postulado na QCD⁴, embora o campo de cor tenha sido introduzido para explicar a falha do modelo de *quarks* na descrição da ressonância Δ^{++} . A aceitação dos *glúons* para o modelo de *quarks* tornou compatíveis as medidas do momento angular para a ressonância Δ^{++} , com as obtidas pelos cálculos teóricos [8].

A auto-interação entre os glúons resulta em uma constante de acoplamento (α_s) para a QCD que mostra um comportamento dual da interação em baixas energias (onde os *quarks* estão confinados nos hádrons, regime não-perturbativo) e altas energias (em

³Fenomenologia conhecida como a *Era da Pré-QCD*.

⁴Até a data presente, não foram observados *quarks* livres, nem a confirmação do *plasma de quarks e glúons*.

que os *quarks* estão livres, regime perturbativo) [9]. Em energias extremamente altas é possível sondar os *pártons* constituintes (*quarks* e *glúons*) dentro dos hádrons, com o uso de funções de estrutura. As funções de estrutura parametrizam o conteúdo partônico de uma partícula por meio das PDF's⁵ [10] [11] [12] e da fatorização (modelar a fração do *momentum* que vários *pártons* transportam no interior do hádron).

Por outro lado, em baixos valores do *quadri-momentum* transferido, quanto mais os *quarks* tentam se afastar, maior será o valor de α_s . Além disso, quanto maior a energia cinética de afastamento do *quark*, maior capacidade o campo de cor dos *glúons* conectados entre os vizinhos terá para produzir novos pares de *quark-antiquark*. Esse mecanismo é chamado de *hadronização*, a partir do qual observa-se a formação de jatos (regiões cônicas no detector contendo alta multiplicidade de partículas).

Uma consequência importante do campo de cor é que existem objetos livres somente quando a composição da carga de cor é neutra. Já objetos com apenas um tipo de carga de cor, sejam *quarks* ou *glúons*, não são observados livres. No entanto, para energias muito altas (ou em curtas distâncias) a QCD perturbativa apresenta resultados que podem ser verificados experimentalmente, pois nesse regime, a constante de acoplamento é baixa e consequentemente os *quarks* são considerados livres, os chamados *pártons*.

⁵*Parton Distributions Functions.*

1.2 Introdução à Difração

Classicamente, a teoria que descreve o fenômeno do espalhamento de um feixe de luz que passa por uma fenda de pequenas dimensões é conhecida como difração. A primeira observação sobre a difração foi feita por *Leonardo da Vinci* segundo as referências [13] [14], mas a interpretação desse fenômeno não foi correta. O mesmo equívoco ocorreu com as interpretações de *Francesco Maria Grimaldi*.

A partir da metade do século XX, foi incorporada à Física de Partículas a idéia da difração por *Landau, Pomeranchuk, Feinberg et al.* [52] para traduzir, de modo análogo à Óptica, o espalhamento de um hádron por outro hádron ou por um alvo.

Na década de 60 do século XX, usando a mecânica quântica não-relativística, *Good* e *Walker* [15] definiram pela primeira vez o que é a difração em partículas. *Good* e *Walker* demonstraram que a conservação de números quânticos, entre as partículas incidentes e espalhadas na interação, é a característica mais evidente desse processo.

Para as interações fortes um dos modelos que precede a QCD e de muito sucesso experimental é conhecido como *Teoria de Regge* [16] [17]. Esse modelo descreve as interações em nível hadrônico, os processos chamados de macios. Em nível hadrônico, os *quarks* estão confinados nos hádrons e a QCD perturbativa não pode ser utilizada. Entretanto, em escalas de energia mais elevadas, as interações entre cada um dos constituintes dos hádrons são consideradas. Nessa escala de energia, os processos estão em nível partônico e portanto, são denominados duros. Também não exclui-se a possibilidade de ocorrência de processos macios nessas escalas.

Nos processos duros, o *quadri-momentum* transferido (*canal-t*) é da ordem de ≥ 1 GeV. Os processos em que há produção de jatos em regiões bem definidas, associados com regiões no detector sem praticamente atividade (chamadas de lacunas de pseudorapidez ou *gaps*) são denominados difrativos duros [19]. Os *gaps* são uma importante característica dos modelos de fenomenologia que consideram a presença de um objeto virtual chamado *pomeron* ($\mathbb{P}$).

A definição da difração em termos teóricos é amplamente discutida e aparentemente incompleta em relação ao *pomeron*. Mas vamos citar *A. Martin* [20] [21], que em uma Escola sobre Difração em 2010, a definiu como:

"A diffractive process is characterized by a large rapidity gap, which is caused by t -channel pomeron exchange (or, to be more precise, by the exchange corresponding to the rightmost singularity in the complex angular momentum plane with vacuum quantum numbers)".

Os processos difrativos, como parte dos processos das interações fortes também contém duas categorias: processos macios e duros. Alguns trabalhos resumidos acerca da difração podem ser vistos em [22] [23] [24] [25].

1.2.1 Processos Macios

Os processos macios ocorrem, basicamente, em regimes onde o *momentum* transferido é da ordem de $\simeq 0,5 \text{ GeV}^2$ e, em dimensões hadrônicas, $\simeq 1 \text{ fm}$. São caracterizados por baixos valores de *quadri-momentum* transferidos ($|t|$). Sendo assim, na maioria são processos elásticos, dissociação difrativa ou multiprodução de partículas. A descrição da fenomenologia dos processos macios é abordada pela *Teoria de Regge* com bastante sucesso.

1.2.1.1 Teoria de Regge

A Teoria de Regge descreve as reações hadrônicas como a troca de objetos, ou *trajetórias de Regge*, chamados de *Reggeons*. Essa teoria baseia-se na mecânica quântica não-relativística. Originalmente ela foi formulada a partir da idéia dos pólos de Regge, desenvolvida por *Túlio Regge* [16] [17]. Ao estudar estados ligados para potenciais esféricos atrativos, ele percebeu que para um dado momento angular l , esses estados apareciam como pólos na amplitude de ondas parciais, $\alpha_l(t)$ quando o momento angular era parametrizado no plano complexo.

Para potenciais bem conhecidos, os pólos de Regge têm localização determinada e são parametrizadas como:

$$l = \alpha(t) \quad (1)$$

Onde $\alpha(t)$ é função do *quadri-momentum* transferido ao quadrado 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:

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t \quad (2)$$

Onde $\alpha(0)$ é o coeficiente linear e α' é o coeficiente angular. Um exemplo da trajetória de *Regge* é mostrado na Figura 2 onde é descrita a trajetória mesônica com os parâmetros $\alpha(0) = 0,55$ e $\alpha' = 0,86 \text{ GeV}^{-2}$.

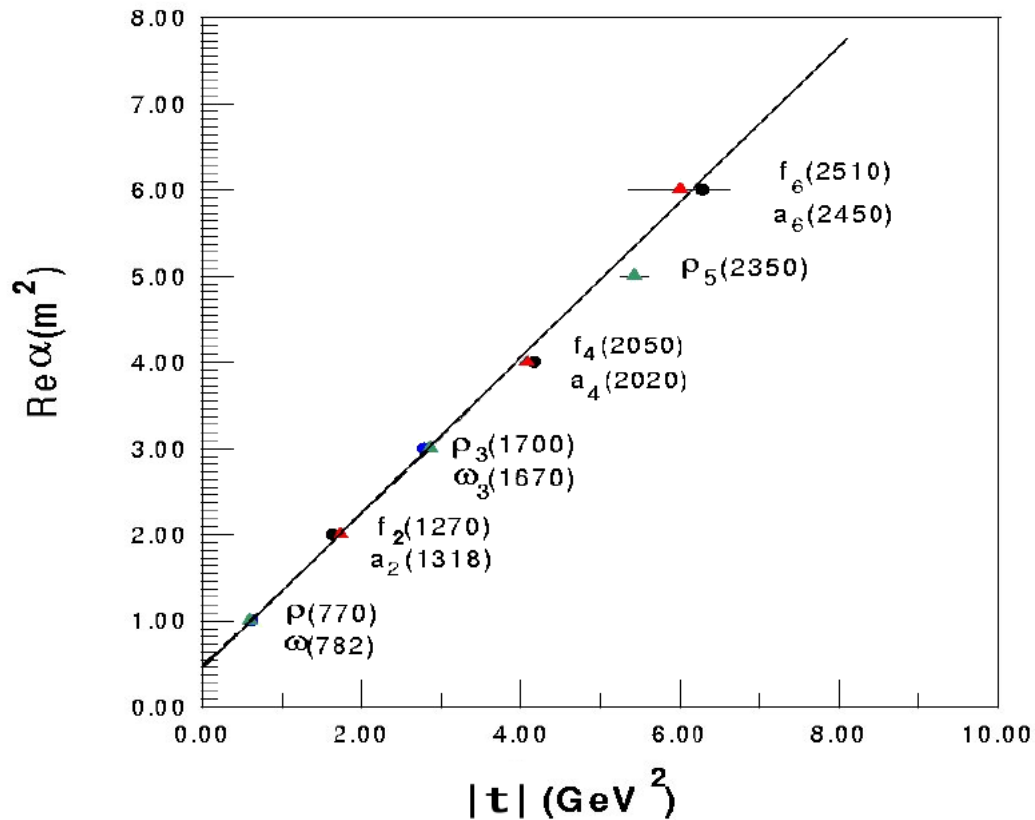


Figura 2 - Trajetória de Regge Mesônica.

Os processos difrativos e hadrônicos observados em baixas energias (pequenos valores de t) têm uma seção de choque diferencial cujo comportamento é similar à expressão da intensidade da luz difratada em baixos ângulos [18]. No caso da Óptica, a intensidade da luz difratada tem um pico e decresce rapidamente (eventualmente seguida por um pico secundário). Logo, a forma da seção de choque é:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{(t=0)} e^{-b \cdot |t|} \simeq \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{(t=0)} (1 - b \cdot |t|) \quad (3)$$

Onde $b \simeq 10 \text{ GeV}^{-2}$ ou mais no caso do espalhamento hadrônico. Nota-se, que em uma analogia com a difração de um feixe de luz em um anteparo de dimensões pequenas, a constante b está relacionada com as dimensões do alvo.

No caso da difração em partículas, b é o parâmetro de impacto. Além disso, para valores maiores de $|t|$, encontra-se um mínimo seguido de um máximo secundário, como já havia sido medido pela Óptica Difrativa. No entanto, no caso do espalhamento pp , esse pico secundário não aparece muito pronunciado nos dados. A expressão da seção de choque diferencial decresce assintoticamente com a energia. Ou seja, explica muito bem os dados no regime macio (baixas energias). Entretanto, os resultados experimentais em processos duros (altas energias) demonstraram que a seção de choque total aumenta. Sendo assim, foi necessário introduzir uma nova trajetória para salvar o modelo de *Regge*. Essa nova trajetória parametrizada chamada de *pomeron* ($\mathbb{P}$), contendo os números quânticos do vácuo, torna o comportamento da forma da *função* da seção de choque compatível ao que se observa nos dados para os dois regimes: macio e duro. Existem indicações teóricas de picos mais bem pronunciados para as energias do LHC segundo alguns modelos [26].

Na Figura 3 podemos observar os dados experimentais em diferentes faixas de energia, onde existe uma concentração de eventos para baixos valores de t . A este pico denominamos pico difrativo. A dependência em s na expressão da seção de choque é denotada em uma parametrização da constante b .

Deste modo, observamos que através dos dados experimentais é o parâmetro b que representa a inclinação da curva de $\frac{d\sigma}{dt}$.

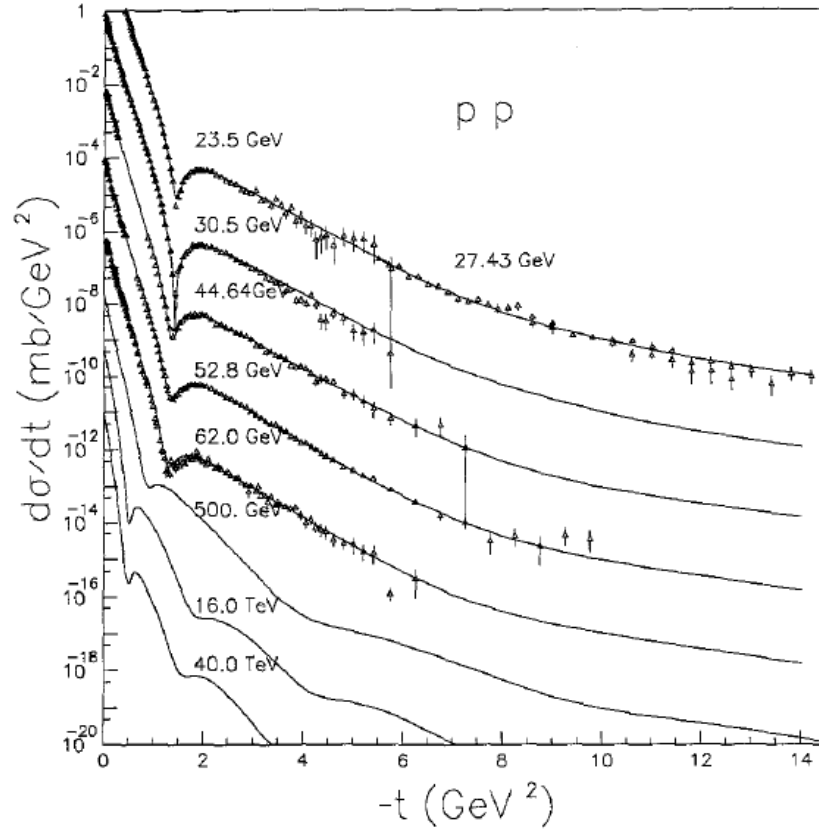


Figura 3 - Seção de Choque diferencial em função de $-t$ para o espalhamento elástico pp e para várias energias [26].

Assim, uma parametrização usada para b na literatura [27] é a seguinte:

$$b(s) = b_0 + 2 \cdot \alpha'_p \ln s \quad (4)$$

Podemos concluir, observando-se a Figura 4, que a seção de choque total cresce com a energia de forma compatível com a potência de $\ln s$, que é um termo da parametrização em b , reescrito em função da *trajetória de Regge*. A partir das medidas da seção de choque total em função de $\sqrt{s}$ podemos obter o valor de $0,25 \text{ GeV}^{-2}$ para o parâmetro $\alpha'_{\mathbb{P}}$.

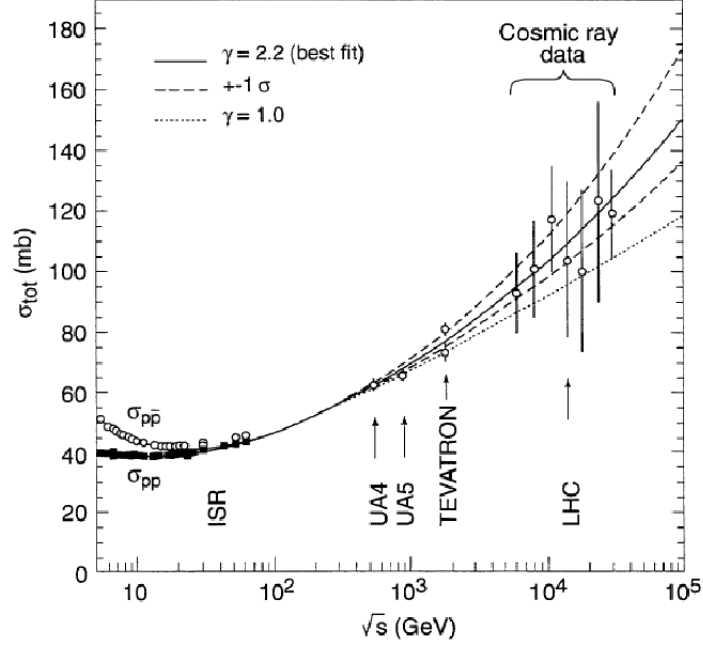


Figura 4 - Seção de Choque total para o espalhamento elástico pp . Nota-se que há medidas no Tevatron e nas experiências E710/E711 em $\simeq 1,8 \text{ TeV}$ que podem determinar a extensão da curva [29].

Experimentalmente observa-se, que a seção de choque total cresce assintoticamente com a energia. Os dados atuais ainda não são conclusivos para se determinar a forma exata do crescimento da seção de choque para pp em altas energias. No entanto, os modelos teóricos tentam ajustar o parâmetro b com uma potência de $\ln^\gamma s$. As medidas das seções de choque para valores de $\sqrt{s}$ maiores que 10^4 GeV foram medidas por experimentos de raios cósmicos e possuem imprecisão de pelo menos 10%, maiores que em experimentos em colisores de partículas. Uma das razões é por possuírem baixa estatística.

Salienta-se que assintoticamente, a unitariedade, na forma do limite de *Froissart-Martin*, define que a seção de choque total não pode crescer mais rápido do que $\ln^2 s$ [28]. Caso os dados sejam ajustados para parâmetros (γ) acima de 2, a reinterpretação do problema ou alguma correção deve ser feita. Um forte indício experimental em ajuste com as *Trajetoórias de Regge* é que em altas energias, a seção de choque total cresce assintoticamente com $\ln s$. A essa *trajetória de Regge ajustada*, d -se o nome de *pomeron*.

Somente com o formalismo dos *Reggeons* não se daria conta das seções de choque. Sendo assim, foi necessário criar uma nova trajetória ajustada com os dados experimentais ($\alpha'_{\mathbb{P}} = 1$) saturando o limite de *Froissart-Martin* [30] [31] para que o *Modelo de Regge* pudesse descrever as seções de choque. Surgiram então novos problemas como a dupla contagem de uma mesma amplitude de espalhamento.

Foi o modelo de G. Cohen-Tannoudji, A. Santoro e M. Souza [32] que calculou seções de choque evitando a dupla contagem e respeitando a regra de soma finita da energia que faz uma conexão entre as amplitudes de espalhamento dos processos em baixas e altas energias, ou seja, entre ressonâncias e *trajetórias de Regge*. Esse modelo, chamado de *Three Components Deck Model* (TCDM), descreve com grande sucesso processos de dissociação difrativa e aspectos da difração macia. Ressalta-se ainda que não houve qualquer estudo para a extensão desse modelo em processos duros.

1.2.2 Variáveis para a Descrição dos Processos Difrativos

Iremos definir algumas variáveis úteis na medida de processos difrativos como, por exemplo, a fração de *momentum* carregado pelo *pomeron* ($\mathbb{P}$) chamada de ξ e a massa do sistema difrativo M_X .

O ξ é a fração do *momentum* da partícula incidente que o $\mathbb{P}$ carrega, no caso em particular do próton:

$$\xi = 1 - x_p \quad (5)$$

Onde x_p é a fração do *momentum* longitudinal do próton espalhado. Diz-se que a massa invariante do vértice difrativo é a massa difrativa M_X no evento. A massa difrativa é definida de acordo com a topologia do processo difrativo. No limite de altas energias para a troca de apenas um $\mathbb{P}$:

$$M_X = \sqrt{\xi s} \quad (6)$$

No caso de dois $\mathbb{P}$'s:

$$M_X = \sqrt{\xi_1 \xi_2 s} \quad (7)$$

Onde ξ_1 e ξ_2 são as frações do *momentum* dos dois $\mathbb{P}$'s.

1.2.3 Processos Duros

A primeira evidência da observação de jatos em topologias difrativas, isto é, que possuem *lacunas de pseudorapidez*, foi feita pela colaboração UA8 [33], com feixes de energia $\sqrt{s} = 630$ GeV no centro de massa, no colisor SPS no *CERN*. A distribuição de um excesso de depósito de energia nas células dos calorímetros foi caracterizada como produção de jatos, assim como as que se obtinham para eventos de QCD em geral, de acordo com a previsão do modelo descrito por *Ingelman* e *Schlein* [34].

O modelo de *Ingelman* e *Schlein* foi o primeiro a propor a idéia da difração dura e a produção de eventos de dijets. O modelo proposto considera a fatorização do processo duro na emissão do *pomeron* do vértice quase-elástico, que ocorre essencialmente em uma escala macia e é universal para processos difrativos, e a interação dura entre pártons do (anti) próton e do *pomeron*, que deve ser descrito com a adição de uma função de estrutura.

Assim, a expressão proposta para eventos de dijets (produção dominante) difrativos (caracterizados pela *lacuna de pseudorapidez*) é dada por:

$$\frac{d^2\sigma_{jj}}{dtd\xi} = \frac{d^2\sigma_{SD}}{dtd\xi} \frac{\sigma_{p\mathbb{P} \rightarrow jj}}{\sigma_{p\mathbb{P} \rightarrow X}} \quad (8)$$

Onde ξ é definido como a fração de *momentum* carregado pelo *pomeron*, com $\xi \cong 1 - x_p \cong \frac{M_X^2}{s}$ e x_p é a fração do *momentum* carregada pelo próton difratado e M_X é a massa invariante do sistema X. $\frac{d^2\sigma_{SD}}{dtd\xi}$ é a seção de choque diferencial para a difração simples. O termo $\frac{1}{\sigma_{p\mathbb{P} \rightarrow X}} \cdot \frac{d^2\sigma_{SD}}{dtd\xi}$, denominado fator de fluxo do pomeron, independe do subprocesso duro.

A seção de choque $\sigma_{p\mathbb{P} \rightarrow jj}$ é calculada diretamente a partir do modelo a *pártons* na QCD. Considerando para o *pomeron*, uma estrutura exclusivamente gluônica:

$$\sigma_{p\mathbb{P} \rightarrow jj} = \int dx_1 dx_2 d\hat{t} \sum_i f_i(x_1, Q^2) G(x_2) \frac{d\hat{\sigma}_i}{d\hat{t}} \quad (9)$$

Onde $G(x_2)$ é a função de estrutura do *pomeron* e $f_i(x_1, Q^2)$ as densidades partônicas do (anti)próton em uma escala de energia de Q^2 . Em comparação ao experimento, foram consideradas duas funções de estrutura para o *pomeron*, do tipo $xG(x) = 6(1-x)^5$ e $xG(x) = 6x(1-x)$. Tomando-se como hipótese o modelo de *Ingelman* e *Schlein*, pôde-se calcular, via Monte Carlo (considerando as simulações do algoritmo de identificação dos jatos na aceitação do detector) a razão entre eventos difrativos (difração simples) gerando jatos e o número total de eventos difrativos, Figura 5 [35] .

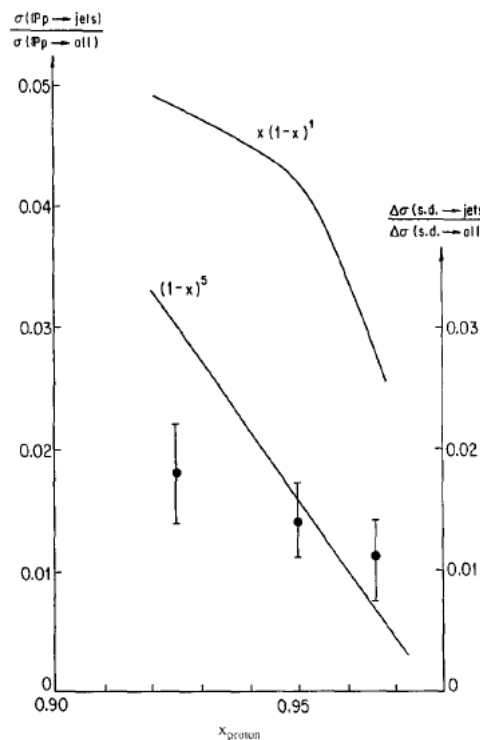


Figura 5 - Comparação entre os dados do Experimento UA8 e o modelo de *Ingelman* e *Schlein* para a Difração Dura. O modelo não se ajusta perfeitamente aos dados o que nos indica a falta de alguma outra função de estrutura.

Assim a difração dura caracteriza-se pela produção de jatos em eventos com a presença de *lacunas de pseudorapidez*. Ou seja, ocorre em colisões de altas energias. O interessante é que no caso de processos duros, além de jatos, podemos produzir componentes da difração macia, inclusivas. A descrição dos processos duros pode ser abordada, em parte, pelos cálculos da QCD perturbativa (teoria BFKL⁶) [12], sobre a qual não entraremos em detalhe. Sugere-se a leitura da referência [36].

⁶Quando mantemos Q^2 fixo e aumentamos a energia (evolução do pequeno x de *Bjorken*), observamos um crescimento rápido da distribuição de pártons. Essa evolução é descrita pelas equações lineares de *Balitsky-Kuraev-Fadin-Lipatov*.

1.2.3.1 O Pomeron ($\mathbb{P}$)

Considerando a seção de choque total no limite assintótico, *Chew & Frautschi* [37] e *Gribov* 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. O nome *pomeron* foi dado em homenagem ao físico *Isaak Pomeranchuk* que demonstrou que a seção de choque total entre pp e $p\bar{p}$ é a mesma em altas energias com a introdução de uma trajetória de *Regge* parametrizada.

Desde a formulação da QCD, vários estudos foram realizados tentando compatibilizá-la com a Teoria de Regge. Atualmente, interpreta-se o $\mathbb{P}$ como um objeto que tem um alto conteúdo gluônico, formando uma bola de *glúons*, ou seja, a troca de um $\mathbb{P}$ pode ser explicada como resultado de uma troca complexa de glúons. Alguns autores acreditam que o $\mathbb{P}$, caso tenha alguma estrutura, seja composto por *glúons* e *quarks*, já que experimentalmente detecta-se W 's e Z^0 's difrativos. No entanto, estes bósons não interagem diretamente com os *glúons*, mas com os *quarks* [38].

Segundo *Abatzis et al.* [39] existe um candidato para o *pomeron* que seria uma bola de glúons, e segundo *Donnachie e Landshoff* [40] a trajetória de *Regge* correspondente seria:

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1,08 + 0,25 \cdot t \quad (10)$$

Onde t tem unidade $[\text{GeV}^{-2}]$. Esse resultado foi obtido ao fazer um ajuste nos dados da seção de choque diferencial de espalhamentos elásticos. 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 *pomeron* são: a paridade $P = +1$, a carga $C = +1$, a G-paridade $G = +1$ e isospin $I = 0$. Os números quânticos do vácuo explicam a presença de lacunas de pseudorapidez nos eventos difrativos.

Uma vantagem ao introduzir este objeto é o fato de que nas interações macias, ele é uma trajetória de Regge com números quânticos bem determinados, enquanto na QCD pode ser uma amálgama de *quarks* e *glúons*.

1.2.4 Topologias Difrativas

Experimentalmente eventos difrativos podem ser caracterizados por lacunas de rapidez, ou seja, ausência de produção de partículas [19] em uma região do espaço de fase (do detector). Assim, podemos definir quatro tipos distintos de processos difrativos [41]:

- **Espalhamento elástico:** o módulo do *momentum* das partículas incidentes e espalhadas é o mesmo;

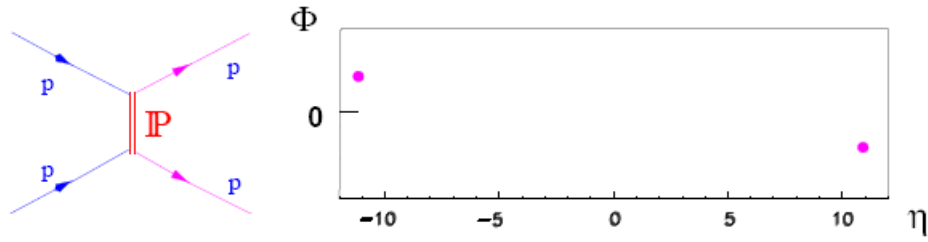


Figura 6 - Esquema do espalhamento elástico.

- **Difração Simples(SD):** ocorre quando uma das partículas incidentes está presente no estado final, enquanto a outra interage com o *pomeron* dissociando-se, dando origem a novas partículas. Nesse trabalho, detectamos dois jatos (dijatos) no estado final em difração simples, mas também chamada de difração simples dura pela presença dos jatos;

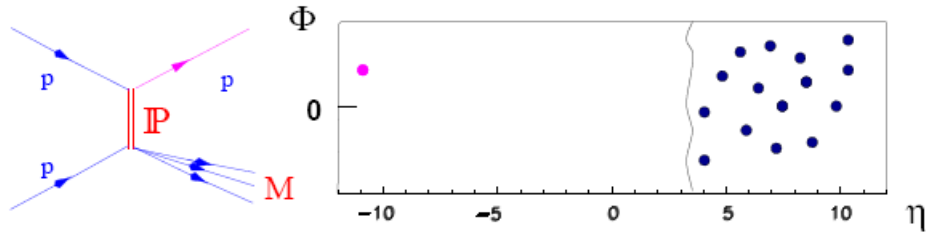


Figura 7 - Esquema da Difração Simples.

- **Difração dupla(DD)**: ocorre quando duas partículas incidentes interagem através do *pomeron* e se dissociam, dando origem a novas partículas;

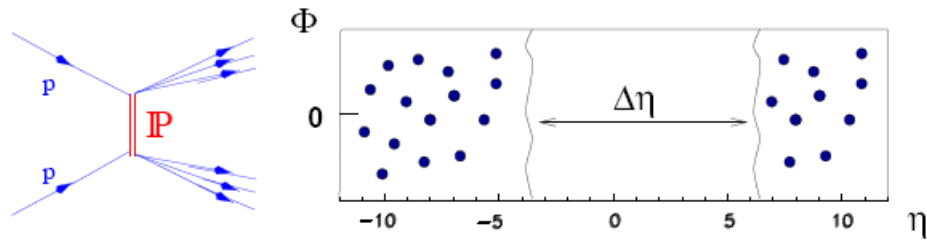


Figura 8 - Esquema da Difração Dupla.

- **Dupla troca de pomeron(DPE)**: as duas partículas incidentes interagem através de dois *pomerons*, originando a criação de partículas na região central. No entanto, as partículas incidentes sobrevivem e estão no estado final. Nesse canal, em uma topologia de produção de dijetos, espera-se detectar Higgs. A razão sinal-ruído é a mais alta dentre todos os possíveis canais de busca do *Higgs*, tornando-o competitivo [42].

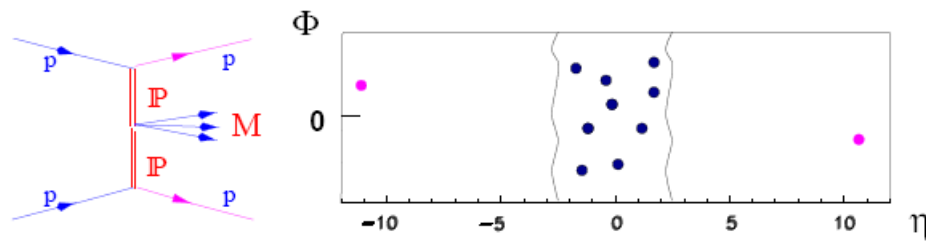


Figura 9 - Esquema da Dupla Troca de *pomeron*.

1.2.5 Funções de Estrutura

Os experimentos ZEUS e H1 no HERA e DØ e CDF no Tevatron consolidaram do ponto de vista experimental, a difração dura.

Nos experimentos do HERA, elétrons com aproximadamente 27 GeV colidiam com prótons de aproximadamente 900 GeV. Os fenômenos difrativos são essencialmente de natureza hadrônica. No entanto, com as energias do HERA, os elétrons irradiavam fótons virtuais que interagiam com os prótons. Nesses processos de interação, os fótons virtuais produziam pares de *quark-antiquark* que interagiam com os pártons dos prótons. Uma outra interpretação, é que para casos em que o próton incidente é muito rápido, temos o

chamado espalhamento profundamente inelástico (DIS) do fóton virtual no próton. Entretanto, no caso específico onde o estado final é caracterizado por um próton com o módulo do *momentum* muito próximo do módulo do *momentum* do próton incidente e cujo sistema hadrônico produzido possui os mesmos números quânticos do fóton, teremos o *Diffractive Deep Inelastic Scattering* (DDIS). O estudo da estrutura do próton nessa classe de eventos nos informa sobre eventos difrativos em geral [43], assumindo, a hipótese de fatorização na QCD.

1.2.6 A Fatorização e a Quebra de Fatorização

A seção de choque do espalhamento $ep \rightarrow eX$ (DIS) pode ser parametrizada em uma combinação de funções de estrutura F_2 e F_L . De modo análogo, a seção de choque para o caso do (DDIS), pode ser fatorizada em função das variáveis difrativas [44]. No entanto, com a adição de um termo concernente à fração de *momentum* do *párton emitido* pelo *pomeron* $\beta = \frac{Q^2}{2(P-P')q}$ onde Q^2 é o momento transferido para o elétron, P e P' o momento do próton incidente e espalhado respectivamente e q do fóton virtual.

No caso de DDIS são introduzidas *funções de estrutura difrativas* $F_2^{D(4)}$ e $F_L^{D(4)}$, onde se deixa explícita a dependência nas variáveis cinemáticas relevantes β , Q^2 , ξ e t [45]:

$$\frac{d\sigma^{ep \rightarrow eXp}}{d\beta dQ^2 d\xi dt} = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2}{\beta Q^4} \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, \xi, t) - \frac{y^2}{2} F_L^{D(4)}(\beta, Q^2, \xi, t) \right] \quad (11)$$

onde $y \equiv P.q/P.k$ é a fração de energia perdida pelo elétron no referencial de repouso do próton.

As funções de estrutura difrativas descrevem a estrutura do próton nessa classe de eventos caracterizados pela presença do próton intacto no estado final. De outro modo, podem descrever a estrutura do sistema efetivo trocado pelo próton, carregando os números quânticos do vácuo e emitindo um *párton* com fração de *momentum* β . A função $F_L^{D(4)}$ é em geral muito pequena já que é relativa à polarização longitudinal do fóton virtual. Sendo assim, é desconsiderada.

A Figura 10 [46] é obtida mostrando-se a função $F_2^{D(3)}$ integrada em t , reescrita como sendo $(F_2^{D(4)})$ e em função de Q^2 para diferentes intervalos de β , com ξ fixo. Concomitante, mostramos para o caso do ajuste das funções para o DIS. Definimos a variável de Bjorken $x_B = \frac{Q^2}{P \cdot q}$ onde P é o quadrimomento do próton incidente e q o quadrimomento do fóton virtual. A relação entre x_B e β é dada por $\beta\xi = x_B$ [46].

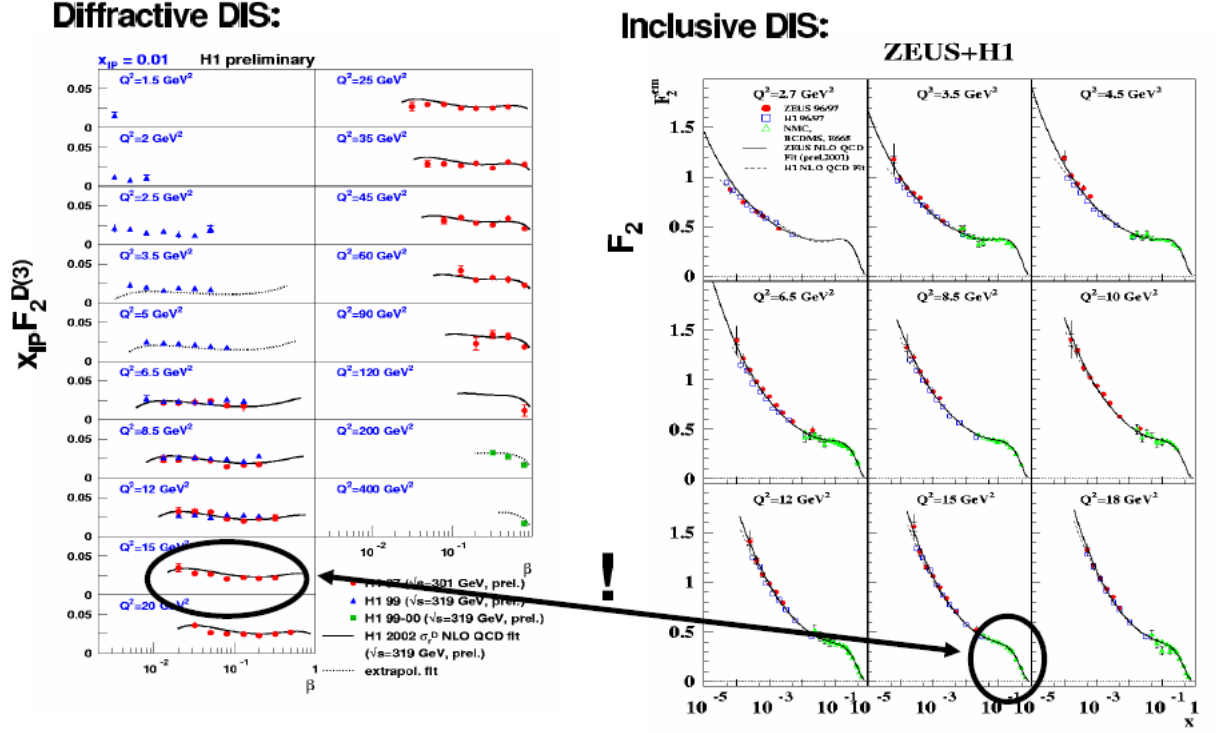


Figura 10 - Comparação entre as funções de estrutura no DDIS e no DIS. Na esquerda, as funções de estrutura difrativa do próton estão em função de β . Na figura da direita, a função de estrutura do próton está em função de x_B .

Podemos notar na Figura 10 que $F_2^{D(3)}$ é aproximadamente constante para uma grande faixa de valores de β e valores fixos de Q^2 . No entanto, no caso das funções de estrutura não difrativas em função de x_B isso não acontece, já que diminuem fortemente para valores $x_B \geq 0,2$. A função de estrutura $F_2^{D(3)}$ mantém a forma logarítmica quando fixamos valores de x_B em função de Q^2 , o que permite a aplicação do modelo a pártons para a difração. Isso pode ser verificado em [46]. Além disso, ainda nesse caso $F_2^{D(3)}$ é crescente o que significa, em geral, uma maior evidência que os pártons dos processos difrativos são predominantemente glúons.

Estendendo-se a fatorização em QCD para o caso difrativo, a função de estrutura $F_2^{D(4)}$ em termos de distribuições partônicas será [47]:

$$F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, \xi, t) = \sum_i \int_{\beta}^1 \frac{dz}{z} C_i\left(\frac{\beta}{z}\right) f_i^D(z, \xi, t; Q^2)$$

Onde $f_i^D(z, \xi, t; Q^2)$ são as chamadas funções de distribuição partônicas difrativas. As funções C_i descrevem o espalhamento no nível partônico. A dependência de $f_i^D(z, \xi, t; Q^2)$ em Q^2 obedece às equações de evolução na QCD e podem ser interpretadas como a probabilidade condicional de se achar um *párton* i com fração de *momentum* $z\xi$ no próton, dado que o estado final é caracterizado como um processo difrativo, ou seja, com um próton com *momentum* muito próximo ao incidente. A Figura 11 [45] mostra cada um dos ajustes para as distribuições partônicas do singlete e gluônicas em eventos difrativos. Comparando-se cada uma das distribuições do singlete com as gluônicas para cada virtualidade Q^2 , podemos concluir que a contribuição gluônica é mais importante por um fator entre 5 e 10.

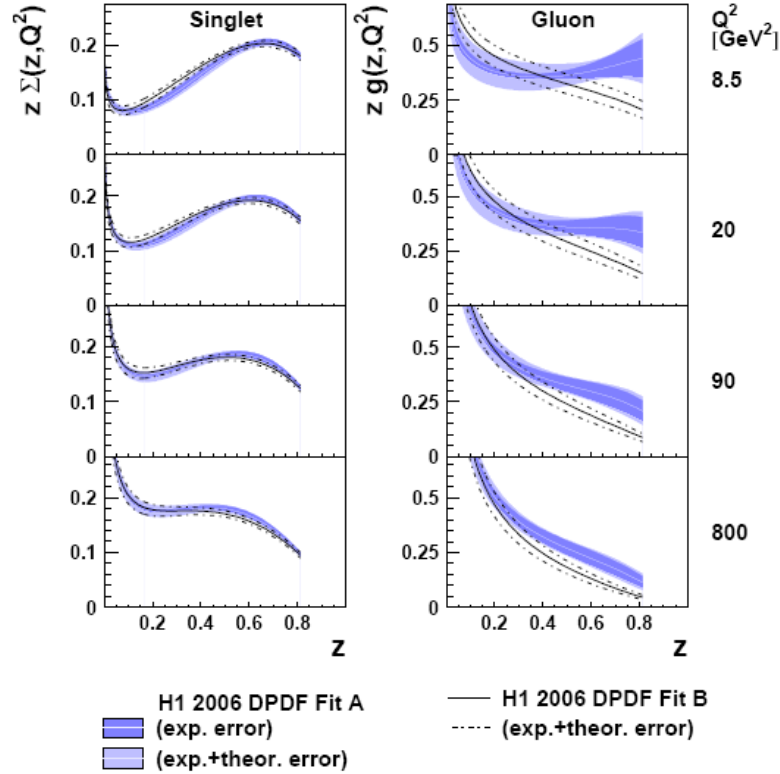


Figura 11 - Distribuições partônicas do singlete (esquerda) e gluônica (direita) para eventos difrativos determinadas no experimento H1.

Assim, ressalta-se que feita a hipótese de fatorização, as funções de distribuição partônicas (difrativas) são independentes do processo e isso foi comprovado no HERA. Em princípio a medida dessas funções de estrutura difrativas no LHC é muito desejada, mas surgem complicações adicionais não presentes no espalhamento ep . No caso do Tevatron, os experimentos DØ e CDF testaram a validade da hipótese de fatorização para a difração dura. Nesses estudos, os processos difrativos em interações $\bar{p}p$ poderiam ser descritos pela convolução das densidades partônicas de medidas de DDIS no HERA.

No entanto, foi observado que as taxas de produção de eventos difrativos (produção difrativa de W, Z, díjetos dentre outros) no Tevatron eram suprimidas por um fator 10 em relação às medidas do HERA, utilizando-se o teorema de fatorização da QCD. Portanto, isso implica essencialmente em uma quebra de universalização das funções de estrutura, chamada também de quebra da fatorização em eventos difrativos, Figura 12 [46].

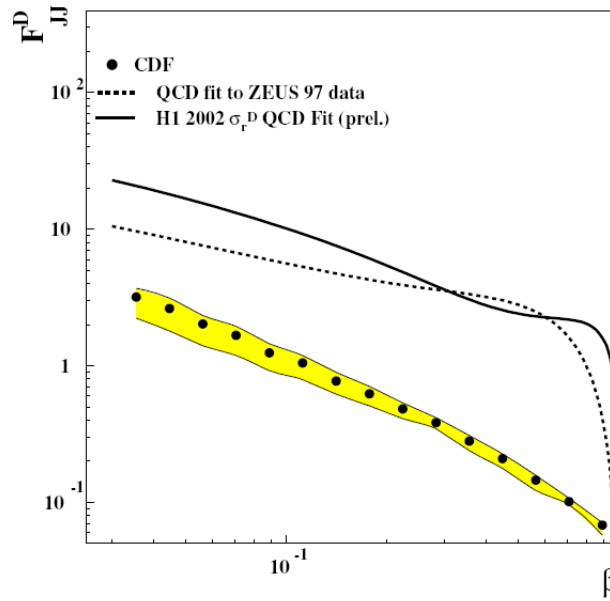


Figura 12 - Funções de estrutura para díjetos em difração simples no experimento CDF, comparadas com as funções encontradas no HERA.

A taxa de difração dura corresponde à 1% da seção de choque total no Tevatron. Valor suprimido 10 vezes, já que no HERA essa taxa medida corresponde à 10%. A explicação para esse fenômeno é que em se tratando do espalhamento *hádron-hádron*, podem acontecer em paralelo ao subprocesso duro, interações entre *pártons* espectadores de ambos hádrons, destruindo não somente o hádron, mas ocupando a *lacuna de pseudorapidez*. Esse efeito é chamado de empilhamento. Em geral, tenta-se quantificar o efeito desse tipo de interação multiplicando-se a seção de choque obtida com as funções de distribuição

difrativas por um fator $\langle S^2 \rangle$, que pode-se considerar independente do tipo de subprocesso e da escala dura do evento. A esse fator dá-se o nome de probabilidade de sobrevivência da lacuna de pseudorapidez. No Tevatron, este fator é da ordem de $\simeq 0,1$. No LHC, espera-se algo em torno de $\simeq 0,03$ até $0,1$.

1.2.7 Conclusões

A maior componente na Difração é a macia, da qual o espalhamento elástico é o processo dominante. Tais processos têm sido muito bem explicados pela *Teoria de Regge*. Concomitantemente, o espalhamento profundamente inelástico (DIS) e a produção de jatos são exemplos de processos duros. As técnicas perturbativas da QCD podem ser aplicadas para a descrição de processos duros, porém parte desses processos ainda possui uma origem *não-perturbativa*, portanto macia.

As propriedades não-perturbativas do próton podem ser determinadas por análises globais dos dados do DIS e através do espalhamento duro. Nesse contexto as PDF's *universais* do próton são obtidas por teoremas de fatorização. No entanto para DIS com lacunas de pseudorapidez não podemos obter PDF's difrativas. A *universalidade* é quebrada experimentalmente pela supressão dos valores de função de estrutura. Sendo assim é necessário medir um parâmetro de ajuste, chamado probabilidade de sobrevivência da lacuna de pseudorapidez (*Gap Survival Probability*) em colisões de pp .

Resultados experimentais do Tevatron [48] mostraram que os processos difrativos correspondem à aproximadamente 40% da seção de choque total em colisões próton-antipróton ($p\bar{p}$). Nos experimentos H1 [49], UA8 [35] e ZEUS [50] foram detectados eventos que poderiam ser enquadrados como processos duros e macios.

Decerto, podemos compreender a importância do estudo da difração em partículas para a completude de uma teoria que descreva as interações fortes. No ambiente dos experimentos do *Grande Colisor de Hádrons* (LHC) é esperada uma seção de choque total pp para $\sqrt{s} = 14$ TeV em torno de 100 mb, onde aproximadamente 15% é concernente a processos difrativos [51].

Deste modo, a compreensão experimental da difração poderá esclarecer a física de transição dos processos macios para os processos duros. Decerto, podemos compreender a importância do estudo da difração em partículas para a completude de uma teoria que descreva as interações fortes. Sugere-se o uso das referências [52] e [53] para estudo aprofundado acerca da difração.

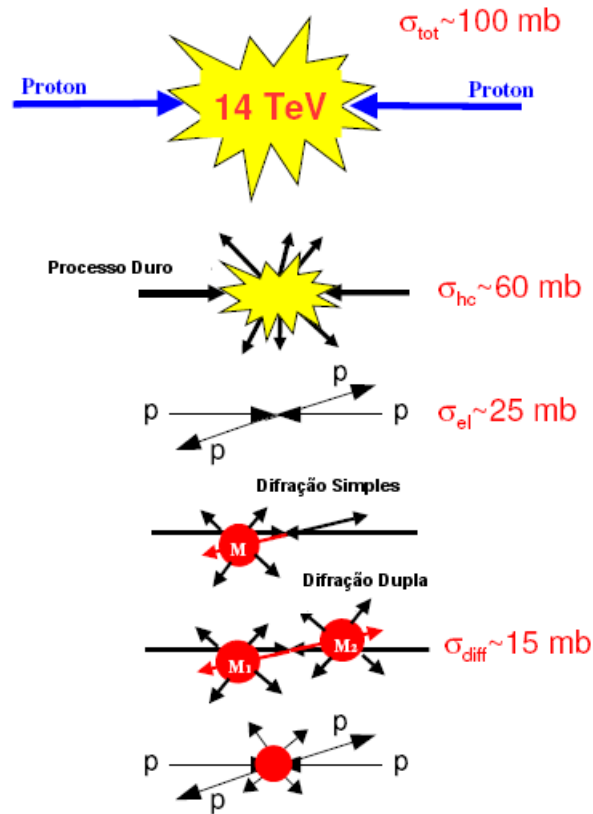


Figura 13 - Esquema com as seções de choque esperadas para o LHC.

2 O EXPERIMENTO

2.1 O Acelerador LHC

Nos experimentos de colisores de física de partículas coexistem o uso da máquina aceleradora de partículas, responsável pela produção e aceleração dos pacotes do feixe de partículas, e o uso de detectores, máquinas compostas por diversos materiais sensíveis à interação das partículas. O acelerador de partículas *Large Hadron Collider* (LHC) é circular, ou seja, significa que é um acelerador do tipo colisor.

O LHC é um acelerador projetado para colidir próton-próton (pp) com uma energia no centro de massa de espalhamento $\sqrt{s} = 14$ TeV. Localizado na fronteira entre a França e a Suíça, com um perímetro circular de 26.659 m e aproximadamente 100 m abaixo da superfície terrestre, ocupa o mesmo túnel do antigo acelerador *Large Electron Positron* (LEP). Na Figura 14 mostramos o interior do túnel do LHC.

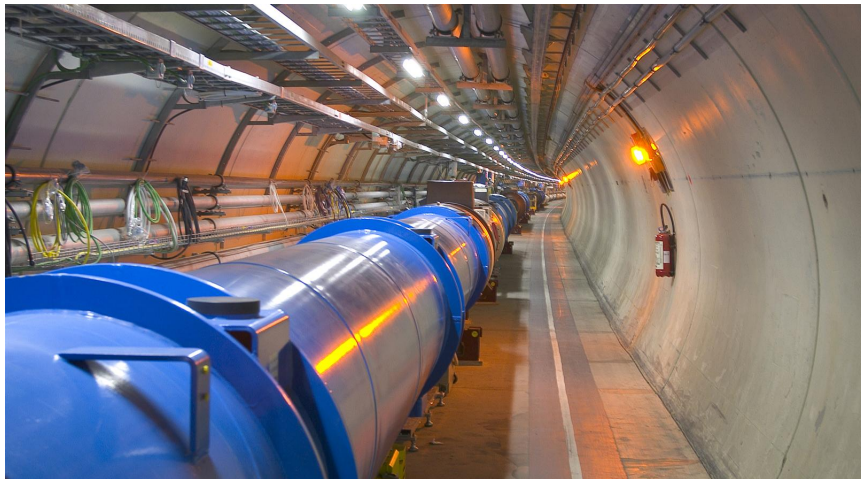
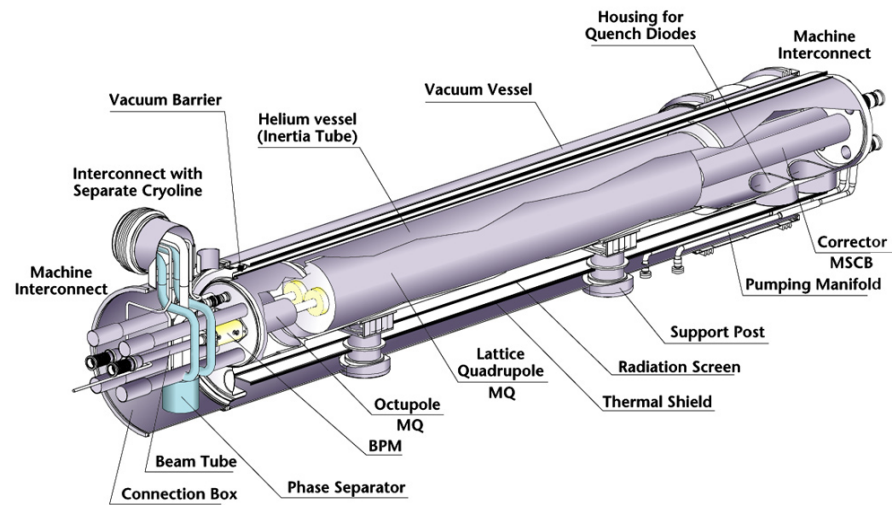


Figura 14 - Foto dentro do túnel do LHC.

Contudo, um dos grandes desafios tecnológicos para a construção do LHC foi o uso da tecnologia de supercondutores em grande escala, que em linhas gerais, é diretamente responsável pela energia e pela luminosidade instantânea⁷ no ponto de interação PI dos detectores. Os supercondutores são responsáveis pela produção de um intenso campo magnético nos quadrupólos e octopólos, que mantém o feixe focalizado, e nos dipolos, que mantém a trajetória do feixe circular. Na Figura 15, mostramos um dos 392 setores com quadrupólos e octopólos do LHC, com 15 m de comprimento.

⁷É uma medida concernente ao fluxo de partículas no feixe. Será detalhada adiante.

LHC Short Straight Section



CERN AC _ E12-10E

Figura 15 - Esquema de um dos setores do LHC.

O anel circular do LHC possui 1.232 setores com dipolos e cavidades de radio-frequência, que aceleram os prótons com uma taxa de 0,5 MeV/volta e possuem entre 5 e 7 m de comprimento.

Na Natureza, até o momento, não conhecemos materiais com características supercondutoras em temperatura ambiente. Sendo assim, um grande avanço tecnológico do LHC é um sistema de criogenia em hélio líquido capaz de resfriar os setores contendo os magnetos a uma temperatura de até 1,9 K para a fase supercondutora.

Nos tópicos seguintes, iremos descrever o complexo de aceleradores do CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*)⁸ e falaremos um pouco sobre os experimentos do LHC.

⁸Em português é conhecido como Organização Europeia para Investigação Nuclear.

2.1.1 Complexo de Aceleradores



Figura 16 - Fonte de prótons do LHC.

O complexo de aceleradores do qual o LHC faz parte é composto no primeiro estágio pela fonte de prótons do LHC. Essa fonte é chamada *Duoplasmatron* (Figura 16), que é basicamente um dispositivo blindado contendo lentes magnéticas, e no qual um intenso campo elétrico também é produzido para separar elétrons do gás Hidrogênio. O confinamento magnético forma um estado plasmático que é ejetado do *Duoplasmatron* por um anodo com uma energia cinética de aproximadamente 90 KeV. Curiosamente,

esse processo consome mais corrente elétrica do que o LHC para operar [54] [55] [56].

Em seguida esse plasma de prótons é acelerado por uma cavidade de radiofrequência composta com um quadrupólo chamada de RFQ. Nesse dispositivo os prótons são ejetados com uma energia em torno de 750 KeV para o LINAC2 (*LINEar ACcelerator*). Os prótons então, adquirem uma energia de 50 MeV em 30 m no LINAC2. Em seguida, os pacotes de prótons são injetados no PSB (*Proton Synchrotron Booster*) que possui quatro linhas de feixe de prótons de 157 m cada acelerando-os em cada linha até 1,4 GeV. Estima-se uma quantidade de 10^{13} prótons por anel. Finalmente essas quatro linhas são recombinadas em uma única, e os prótons são injetados no PS (*Proton Synchrotron*), onde são acelerados até aproximadamente 25 GeV em pacotes separados por 25 ns. Em seguida esses pacotes de prótons são injetados no SPS (*Super Proton Synchrotron*). O SPS acelera-os a uma energia de até 450 GeV.

Finalmente, após acelerados no SPS, os pacotes são injetados em sentidos opostos no LHC, e precisam circular em torno de 10 horas para adquirirem a energia de 7 TeV em cada um dos feixes circulares. Tais estágios podem ser vistos na Figura 17.

The LHC injection complex

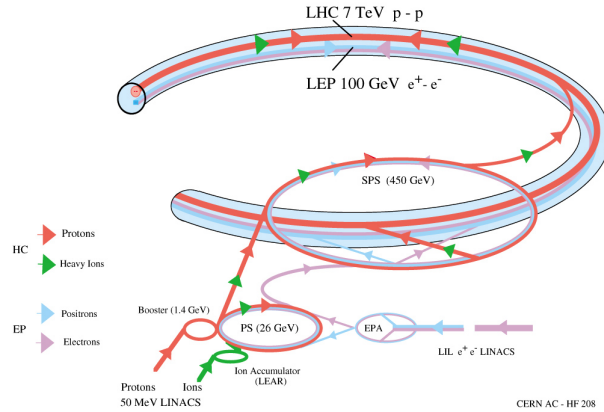


Figura 17 - Esquema do complexo de aceleradores do CERN.

Com a luminosidade instantânea⁹ de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ o feixe do LHC é constituído por pacotes contendo aproximadamente 100 bilhões de prótons em um espaço transversal de $16 \mu\text{m}$ viajando a velocidades muito próximas às da luz. Na Tabela 1 organizamos algumas características técnicas sobre os estágios de aceleração do LHC.

Tabela 1 - Propriedades dos estágios de aceleração do CERN.

Estágio de Aceleração	Energia	Tamanho	Corrente de Operação (mA)
<i>Duoplasmatron</i>	92 keV	$\simeq 40 \text{ cm}$	250 - 500 mA
<i>RFQ</i>	750 keV	$\simeq 1 \text{ m}$	
<i>Linac2</i>	50 MeV	$\simeq 30 \text{ m}$	180 - 190 mA
<i>PSB</i> ¹⁰	1,4 GeV	157 m	
<i>PS</i>	28 GeV	128 m	
<i>SPS</i>	450 GeV	$\simeq 7 \text{ km}$	
<i>LHC</i>	7 TeV	$\simeq 27 \text{ km}$	180 - 190 mA

⁹Luminosidade instantânea a qual o LHC é capaz de operar. No ano de 2010, o LHC operou em luminosidade e energia mais baixos.

Na Tabela 2 mostramos alguns parâmetros do LHC para colisões pp .

Tabela 2 - Parâmetros do LHC.

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
<i>Energia Máxima por Feixe</i>	E	7	TeV
<i>Campo do Dipolo (7 TeV)</i>	B	8,33	T
<i>Luminosidade Instantânea</i>	$\mathcal{L}$	10^{34}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
<i>Separação dos Pacotes</i>		25	ns
<i>Número de Pacotes</i>	κ_b	2808	
<i>Número de Partículas/pacote</i>	N_p	$1,15 \cdot 10^{11}$	
<i>Número de Colisões/volta</i>	n_c	20	

O LHC também acelera íons pesados. Salienta-se que nesse caso, as linhas de feixe até a injeção ao PS são completamente diferentes. Vamos apenas citá-las em ordem de aceleração: a fonte de íons é o ECR (*Electron Cyclotron Resonance*) em seguida o plasma de íons é acelerado em outro RFQ e ejetado para o LINAC 3. Após serem acelerados no LINAC 3, os íons são injetados no LEIR (*Low Energy Ion Ring*) e seguem para o PS. Do PS as linhas de feixe até o LHC são as mesmas [56].

2.1.2 Medidas e Monitores de Luminosidade

A luminosidade instantânea ($\mathcal{L}$), concernente ao fluxo de partículas do feixe, é definida como:

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f \kappa_b N_p^2}{4\pi \xi_n \beta^*} \cdot F \quad (12)$$

Onde γ é o fator de *Lorentz*, f é a frequência de revolução, κ_b é o número de pacotes, N_p é o número de prótons por pacote, ξ_n é a emitância transversa (valor nominal de $3,75 \mu\text{m}$), β^* é o valor β no ponto de interação (relativo ao formato transversal do feixe) e F é o fator de redução devido ao ângulo entre os feixes no cruzamento dos pacotes de pp .

Neste trabalho a luminosidade integrada (L) é relacionada ao total de $\mathcal{L}$ em um intervalo de tempo t :

$$L = \int \mathcal{L} dt = \frac{N}{\sigma} \quad (13)$$

Onde N é o número de eventos observados para uma determinada seção de choque efetiva σ . A medida de $\mathcal{L}$ é realizada por um monitor do LHC em tempo real ou pode ser estimada com técnicas de análise, como por exemplo a *Contagem Zero*. Tal medida é importante para que as amostras de Monte Carlo sejam normalizadas e comparadas aos dados. O objetivo dos monitores de luminosidade em tempo real é estimar a medida com menos de 1 % de erro estatístico em 0,1 s. Para a $\mathcal{L}$ esperada do LHC, superior a ordem de $10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, esse erro sistemático não irá impossibilitar as medidas de seções de choque de processos raros. Além de medirem a luminosidade para as análises de Física, os monitores de luminosidade ajudam no diagnóstico da qualidade do feixe.

Alguns monitores de luminosidade em tempo real são utilizados no CMS: placas chamadas de HLX (*HF Luminosity Transmitter*) dedicadas à estimativa da luminosidade que contam o número de células ativas no HF, acima de limiares de sinal, em um ciclo temporal dos *pacotes* do LHC; ou a utilização do depósito de energia transversa no HF, onde o número de interações por colisão é um valor extraído da distribuição de *Poisson* do depósito de energia. Essa técnica é conhecida como *Contagem Zero*. Outro monitor em tempo real é o Telescópio *Pixel* de Luminosidade (*Pixel Luminosity Telescope* - PLT) [57].

O PLT [58] possui 8 sensores em ϕ (ângulo azimutal), sendo que 3 camadas em η (pseudorapidez). Cada um dos sensores é composto por cristais de diamante¹¹ e unidades de *pixel*, contendo área ativa de $4 \times 4 \text{ mm}^2$. Foi instalado em ambos lados do CMS, a aproximadamente 1,8 m do PI e aproximadamente 5 cm do duto de vácuo pelo qual passa o feixe.

¹¹Mesmo devido à elevada dosagem de radiação, aproximadamente 80 Mrad, simulações demonstraram a possibilidade de sobrevivência desses sensores.

Esse telescópio também colabora para a determinação da posição do PI. Tais sistemas de monitoramento de luminosidade estão conectados diretamente ao sistema de aquisição de dados. Ou seja, somente irão funcionar caso o sistema de aquisição de dados também esteja.

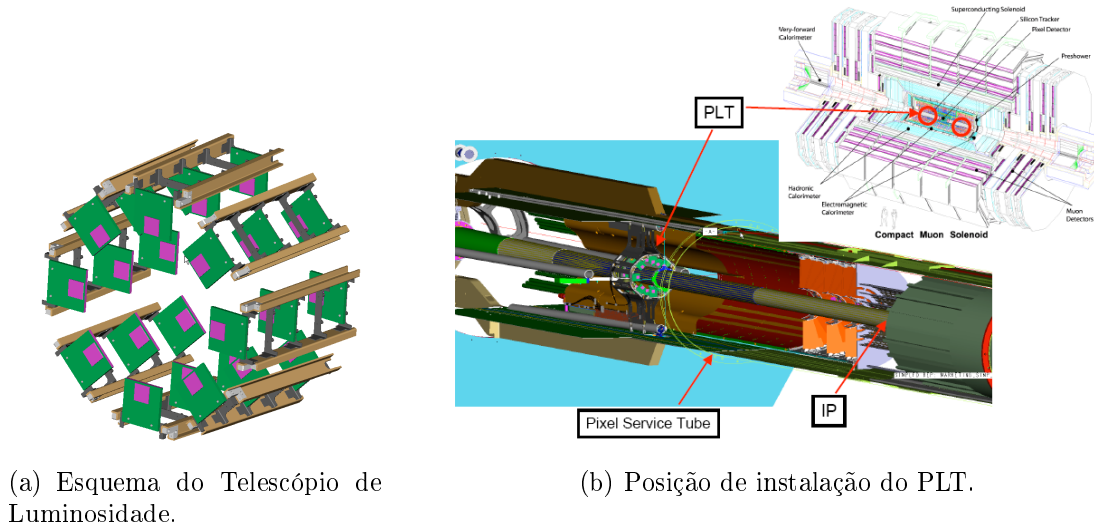


Figura 18 - Esquema e localização do PLT.

2.1.3 Experimentos do LHC

Dentre as oito cavernas do LHC, em apenas quatro existem experimentos:

- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment at CERN*): detector projetado com ênfase na medida de colisões de íons pesados. Localizado no *Ponto 2*;
- **ATLAS** (*A Toroidal LHC Apparatus*): o maior dos experimentos do LHC, de propósito geral. Localizado no *Ponto 1*;
- **CMS** (*Compact Muon Solenoid*): conhecido como um detector de propósito geral. É o meio de pesquisa desse trabalho. O CMS é um detector simétrico, e com poucas regiões não-ativas de detecção, já que é compacto. Instalado na caverna *Ponto 5*;
- **LHCb** (*The Large Hadron Collider beauty experiment*): específico para as medidas do *quark b* e de violação de carga e paridade. Localizado no *Ponto 8*.

Além desses experimentos principais, no CMS estão instalados os detectores TOTEM (*Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation*) e em fase de projeto o detector FP420 [59]. Há um especial interesse em medidas do fluxo de energia das partículas na região frontal, bem como na medida da razão entre o espectro eletromagnético e hadrônico: ambas medidas são importantes para a procura de possíveis eventos de *centauro* [60]. Há também interesse em utilizar os calorímetros frontais para a identificação de processos difrativos. No ATLAS o experimento LHCf (*Large Hadron Collider forward*) é destinado para medidas de física difrativa.

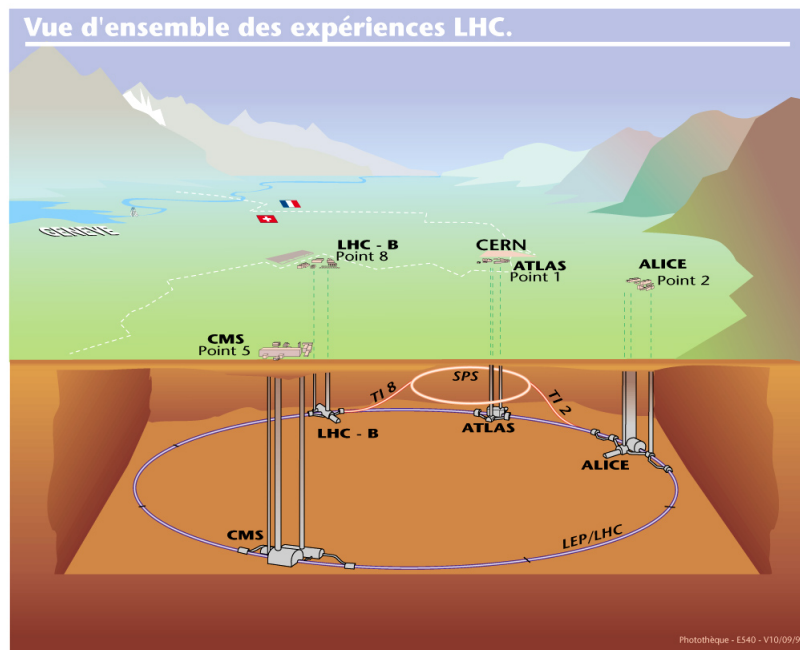


Figura 19 - Experimentos do LHC.

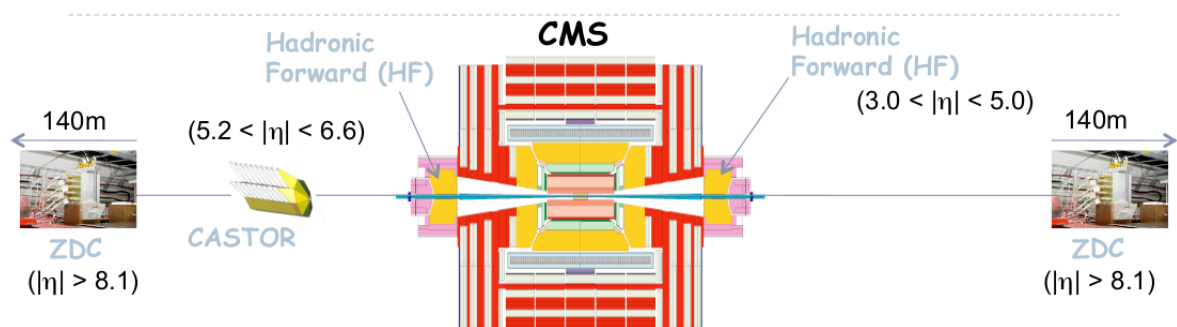


Figura 20 - Instrumentação Frontal instalada no CMS.

2.2 O Detector CMS

2.2.1 Descrição Geral

O detector *Compact Muon Solenoid* - CMS, localiza-se no CERN a aproximadamente 8,5 km do sítio de Meyrin, em Genebra, Suíça. Instalado 100 m abaixo da superfície, com massa de aproximadamente 12.500 t, possui em torno de 22 m de comprimento e 15 m de altura e encontra-se na caverna conhecida como Ponto 5 (P5). Nesse experimento, prótons acelerados pela máquina LHC irão colidir com uma energia de 14 TeV no centro de massa. O detector CMS é conhecido como um detector de caráter geral, já que foi projetado para detecção de partículas espalhadas em colisões entre próton-próton (pp) e também de íons pesados. É também um detector de grande segmentação e pode ser classificado como um espectrômetro.

Uma das grandes vantagens do CMS é a medida da direção de fótons, da rejeição de π^0 s e a medida do isolamento de léptons e fótons em ambiente de alta luminosidade. Para a resolução da massa de dimúons, difótons e di-elétrons o CMS possui em média o mesmo valor: $\simeq 1 \text{ GeV}/c^2$ para um espectro de até $100 \text{ GeV}/c^2$.

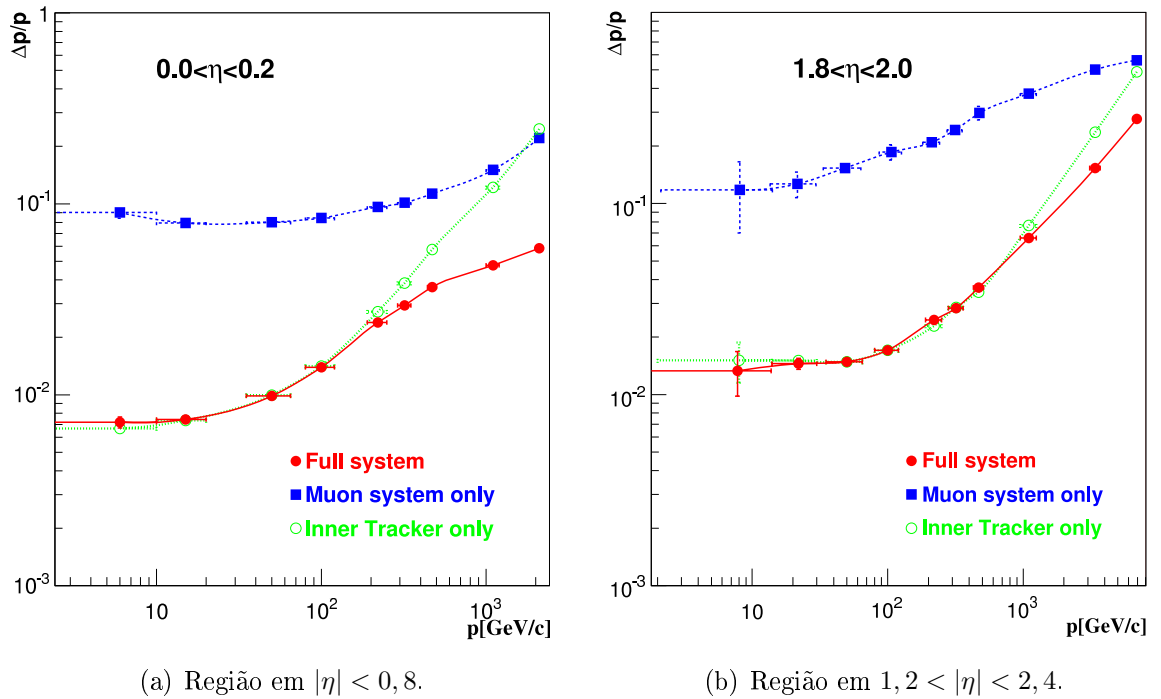


Figura 21 - Resolução do *momentum* do múon em função do *momentum*, utilizando-se somente o sistema de múons, apenas o sistema de trajetografia e ambos sistemas.

O CMS possui um sistema de múons reduntante na parte mais externa do detector: caso uma das câmaras tenha alguma falha, podemos utilizar os dados da câmara seguinte. O sistema redundante aumenta a eficiência na identificação de processos raros competitivos à topologia de produção de pares de léptons.

Adicionalmente, o sistema de calorimetria eletromagnético e hadrônico é compacto e com poucas áreas não ativas, o que permite pouca dependência de algoritmos de redes neurais para o cálculo estipulado do depósito de energia por partícula¹². A incerteza na medida da energia das partículas é minimizada já que o sistema de calorimetria cobre hermeticamente o detector. O calorímetro eletromagnético (ECAL) tem boa resolução em energia e massa para difótons e di-elétrons devido à grande cobertura e granularidade em $|\eta| < 2,5$. Além disso, o calorímetro hadrônico (HCAL) garante boa resolução na energia transversa perdida e massa de dijetos, devido a vasta cobertura $|\eta| < 5$ e grande segmentação ($\Delta\eta \times \Delta\phi < 0,1 \times 0,1$). O sistema de múons integrado ao sistema de trajetografia tem boa capacidade na identificação de múons com ótima resolução de momento e com grande cobertura em $|\eta| < 2,5$. O calorímetro eletromagnético, que circunda o sistema de trajetografia, é formado de modo homogêneo por cristais de PbWO_4 .

O detector CMS também possui um sistema de trajetografia que permite a reconstrução da trajetória das partículas e de medida de vértices. No caso de colisões em altas energias em pp em um ambiente de alta luminosidade, colisões secundárias e terciárias entre os prótons têm alta probabilidade de acontecerem, o que decerto, poluiriam as medidas das topologias desejadas. Esse efeito é conhecido como empilhamento¹³. Sendo assim, o sistema de trajetografia foi projetado de modo mais fatiado possível, objetivando maior qualidade para a reconstrução de traços e determinação de vértices primários. Finalmente, em caso de colisões de íons pesados, o sistema de trajetografia também é determinante para a medida precisa de correlações, do fluxo de partículas e do possível estado de *Plasma de quarks e glúons*. Tal sistema garante boa resolução em momento e eficiência para a reconstrução da trajetória de partículas carregadas, boa identificação de τ s e jatos provenientes de *quarks-b*, já que possuem dispositivos do tipo *pixel*.

O campo magnético do detector CMS é gerado por um solenóide e possui magnitude de aproximadamente 4 T. É uma bobina cilíndrica supercondutora, com di-

¹²No caso do CMS os algoritmos em redes neurais são utilizados basicamente para rejeição e identificação de processos físicos, não para a medida de energia diretamente.

¹³Em inglês, é usual a expressão técnica Pile-Up.

âmetro interno de 6,3 m e comprimento de 12,9 m e massa por volta de 225 t. Produz campo magnético com alcance intenso de aproximadamente 3 m. Na natureza, ainda não foram encontrados materiais que tenham atividade supercondutora em temperatura ambiente, por essa razão o solenóide do CMS é resfriado com hélio líquido por um sistema de criogenia avançado. O campo magnético do solenóide associado com informações do sistema de trajetografia possibilita o cálculo do momento das partículas carregadas que sofreram deflexão.

Finalmente o CMS, mesmo sendo um experimento para medidas em alto p_T , é instrumentado com detectores frontais que são responsáveis pela detecção de processos que totalizam aproximadamente 15% da seção de choque total de pp , espalhados a baixos ângulos e que caracterizam-se por regiões de pouca ou quase nenhuma atividade. Sendo assim, para o estudo das interações fortes é necessário o estudo da componente chamada de difrativa. Na história da Física, os efeitos difrativos delinearão limites entre domínios de validade das teorias físicas, tal como ocorreu com a questão da dualidade onda-partícula da luz. Físicos deduziram que através da difração das partículas, poderemos medir a função de estrutura do próton. Ademais, processos difrativos foram pouco medidos ao longo dos últimos 20 anos pela indisponibilidade de materiais ativos que pudessem sobreviver à radiação intensa do feixe.

Em suma, o CMS é um detector de caráter geral, o que denota vasto domínio em Física de Partículas para ser testado e que pode validar ou não resultados de experimentos anteriores. Além disso, o CMS é uma ferramenta dos físicos para mapear uma escala de energia ainda não estudada em colisores. No âmbito da Física Nova, a escala de energia do LHC permitirá testar a validade das teorias supersimétricas e ratificar ou não a existência do *Bóson de Higgs*. Nos tópicos seguintes, faremos uma descrição mais detalhada dos subsistemas do CMS.

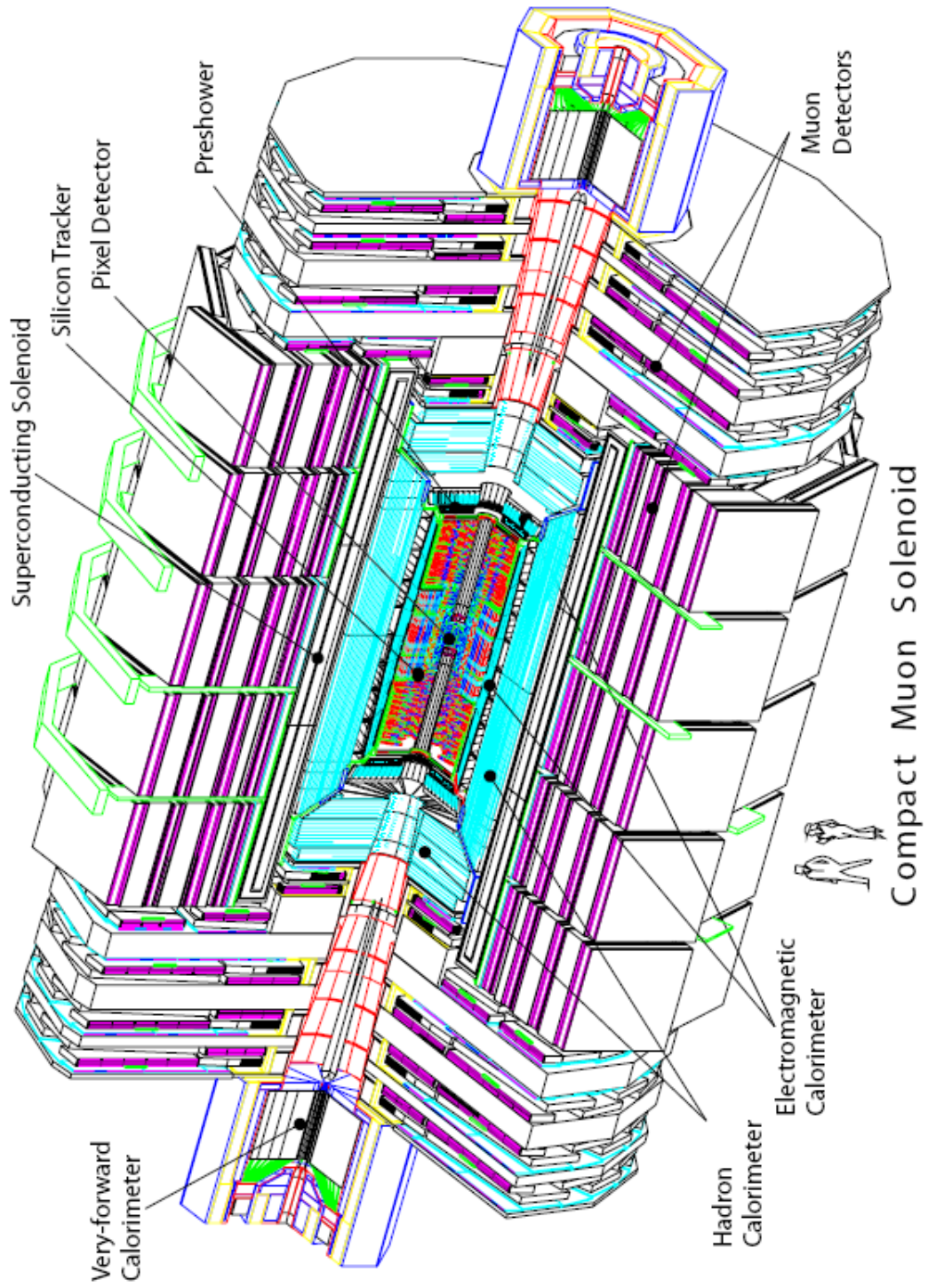


Figura 22 - O detector CMS.

2.2.2 Referencial do Experimento

O sistema de coordenadas do CMS possui origem no PI. O eixo-z e o eixo-x, constituem o plano do horizonte, coplanar à crosta terrestre. O eixo-z aponta no sentido oeste, tangenciando o feixe. Esse eixo é paralelo ao campo magnético resultante no PI. Em contrapartida, o eixo-x aponta para o centro do LHC (Sul). O eixo-y é o eixo vertical, ou seja é o eixo da *normal*. As coordenadas angulares, azimutal (ϕ) e polar (θ) são definidas de modo que $\phi=0$ corresponde ao eixo-x e $\phi = \frac{\pi}{2}$ ao eixo-y.

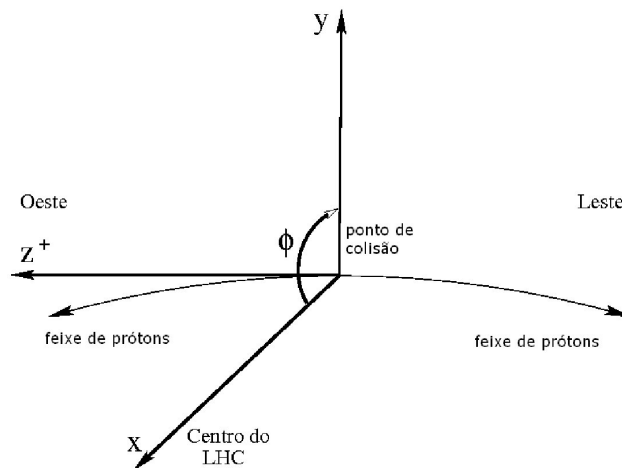


Figura 23 - Sistema de Referência do detector CMS.

O ângulo polar (θ) é reescrito na variável pseudorapidez (η), que é uma aproximação da rapidez Y para a condição de altas energias, e possui a forma:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (14)$$

2.2.3 Sistema de Seleção Eletrônica de Eventos e de Aquisição de Dados

O sistema de seleção eletrônica de eventos, chamado *gatilho*¹⁴ é necessário para fazer uma pré-seleção dos eventos de interesse físico, objetivando economizar espaço de armazenamento e tempo de processamento dos dados nos sistemas computacionais.

O LHC irá gerar aproximadamente 40 milhões de colisões de prótons por segundo (40 MHz) no CMS. O sistema de seleção eletrônico é composto por dispositivos de eletrônica rápida dedicados ao processamento de sinais provenientes das células ativas do CMS. Uma dada configuração geométrica de células ativas, pode rejeitar ou aceitar um

¹⁴A expressão usual, em Inglês, é *Trigger*.

determinado evento. Salienta-se que o *gatilho* não é definido apenas deste modo: poderá ser um *gatilho* de pré-escala de eventos (armazenamento de uma amostragem de eventos), temporal (para evitar sobrecarregamento da memória transitória dos sistemas de aquisição¹⁵), de qualidade de sinais (seleciona sinais com amplitude do sinal ou **tensão** acima de um determinado limiar, para eliminar ruídos) ou que possua todas as características em conjunto. No CMS, apenas 100 Hz de eventos será armazenado e o sistema de seleção é dividido em: L1 (nível 1) e alto nível de seleção HLT¹⁶.

O L1 em nível eletrônico seleciona eventos excluindo radiação cósmica (radiação de fundo) combinando-se o sistema de múons e os calorímetros. O período de decisão do L1 é de aproximadamente $3,2 \mu\text{s}$. A informação eletrônica é armazenada em uma memória temporária para análise rápida dos limites de energia. Quando aceito pelo L1, os dados são transferidos para o sistema de aquisição de dados chamado DAQ¹⁷. Cada evento produzido possui aproximadamente 1,5 MB. Finalmente, os *gatilhos* de alto nível (HLTs) implementados em *programas de computador* e que são espécies de filtros de eventos, selecionam em tempo real, utilizando-se das informações de subdetectores específicos, eventos que são armazenados em amostras de dados. No caso específico desse trabalho, usamos o *gatilho* HLT_Jet15U, que filtra eventos com pelo menos um jato de $p_T > 15 \text{ GeV}$ não corrigido (verificações da qualidade do jato dada as imperfeições das medidas dos calorímetros), reconstruído combinando-se informações do sistema de trajetografia e de calorimetria do CMS, desde que os eventos sejam associados a dois pacotes de prótons que colidiram no PI. A estratégia do uso de programas de computador para os *gatilhos* tem se demonstrado eficaz e com maior velocidade para o filtro de eventos. Em seguida, a amostra é enviada para o sistema de computação do CMS que armazena, calibra e reconstrói novamente os dados.

¹⁵Conhecido como *Overflow*.

¹⁶Abreviação Inglesa de *High Level Trigger*.

¹⁷Do Inglês *Data Acquisition*.

2.2.4 Sistema de Trajetografia

Com a finalidade de reconstruir traços de partículas carregadas, o sistema de trajetografia é o subdetector mais interno do CMS, e certamente, o que recebe maior fluxo de radiação já que está a menos de 10 cm do feixe. A reconstrução dos traços das partículas espalhadas permite, em associação com o campo magnético do solenóide, determinar com precisão o *momenta* das partículas. Além disso, a intersecção dos traços reconstruídos possibilita a reconstrução de vértices.

Esse sofisticado sistema foi desenvolvido para a medida de múons com alto p_T , hádrons e elétrons isolados com ótima resolução do *momentum* $\left(\frac{\Delta p_T}{p_T} \simeq 0,15 p_T \oplus 0,5\%\right)$ e com eficiência maior do que 98 % na região de $|\eta| < 2,5$. Esse sistema é dividido em quatro subsistemas: o detector de *pixel* (localizado na parte mais interna do sistema de trajetografia), no barril, o *Inner Barrel* (TIB) e o *Outer Barrel* (TOB); nas tampas, o *End Cap* (TEC) e entre as tampas e o barril, o *Inner Disks* (TID). O sistema de trajetografia opera com temperaturas em torno de -20° C .

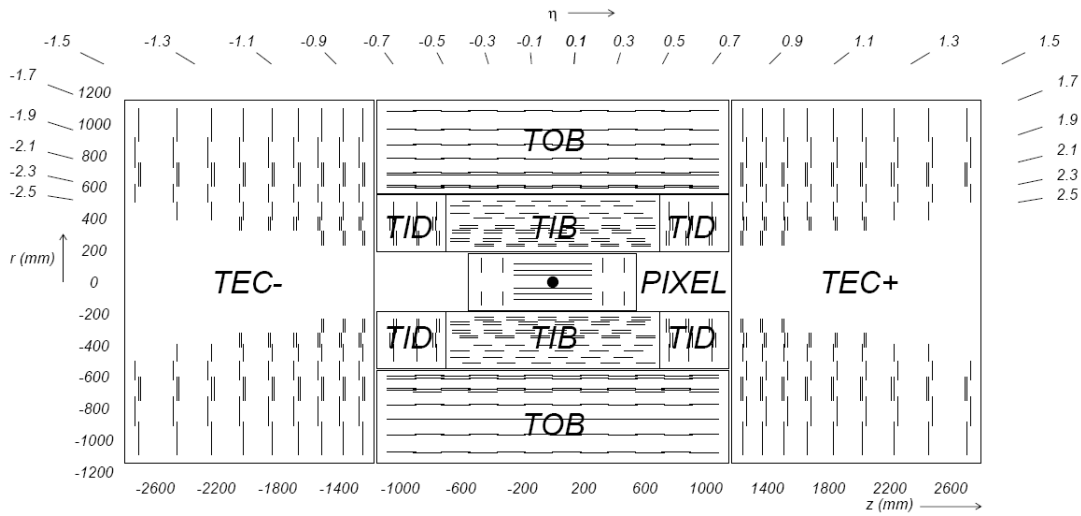
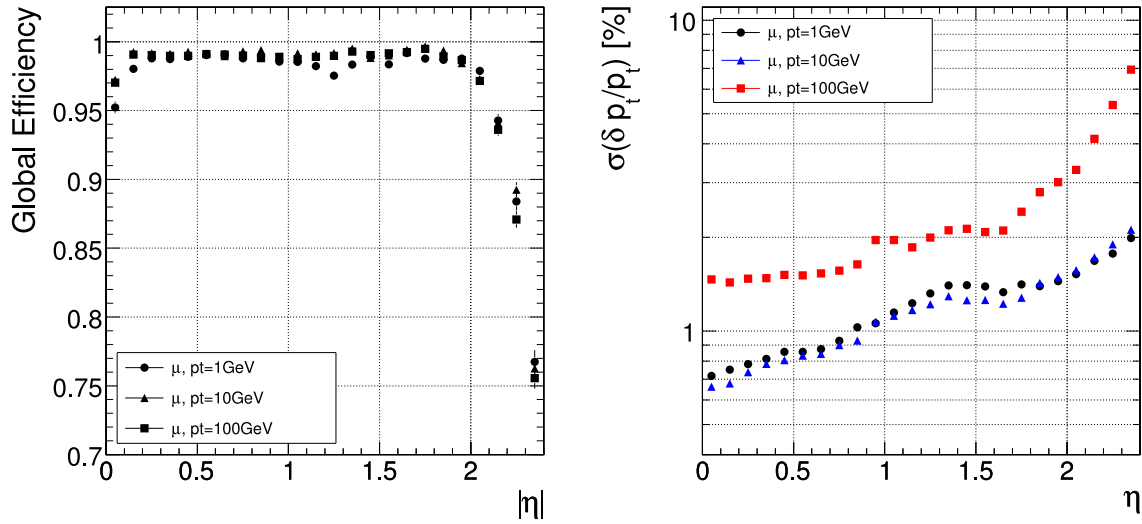


Figura 24 - Esquema do sistema de trajetografia do CMS.

O formato desse sistema é cilíndrico, com diâmetro de 220 cm e comprimento de 540 cm. Radialmente, em uma distância menor do que 10 cm, no *Pixel*, são instaladas células com dimensão de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$, ao total são 3 camadas com raios de 4,4 cm, 7,3 cm e 10,2 cm respectivamente. Na coroa cilíndrica externa, o TIB, ($20 \text{ cm} < r < 55 \text{ cm}$), o fluxo de partículas é ordens de grandeza menor do que na primeira parte. Sendo assim, foram

usados detectores do tipo microtiras de silício com dimensão de $10\text{ cm} \times 80\text{ }\mu\text{m}$ totalizando 4 camadas. Cada uma das células de microtiras de silício possuem aproximadamente $300\text{ }\mu\text{m}$ de espessura e são fixadas em estruturas de fibra de carbono. Cada uma dessas estruturas forma o que chamamos de camadas. No TOB, a parte mais externa ($r > 55\text{ cm}$), as células ativas de microtiras de silício possuem dimensão de $25\text{ cm} \times 180\text{ }\mu\text{m}$ e totalizam 6 camadas. No TOB, os módulos dos detectores de silício possuem $500\text{ }\mu\text{m}$ de espessura.

As tampas (TEC) possuem 3 camadas de detectores *pixel* e 9 camadas de detectores de microtiras de silício. A estrutura do sistema de trajetografia é feita em fibra de carbono e possui uma aceitação de $|\eta| < 2,4$, sendo composta por 66 milhões de células *pixels* e 9,6 milhões de células de microtiras de silício.



(a) Eficiência de reconstrução de traços para múons. (b) Resolução de traços de múons com diferentes valores de momento transversal.

Figura 25 - Eficiência e resolução de traços do sistema de trajetografia.

2.2.5 Sistema de Calorimetria

O CMS possui calorímetros eletromagnético (ECAL), hadrônico (HCAL) e especialmente instalados nas regiões frontais: HF (parte do HCAL), CASTOR e ZDC. O HCAL e o ECAL foram projetados para operarem com resistência à radiação (aproximadamente 10 Mrad) e de modo cuja operação não sofresse com a influência do campo magnético externo elevado de 4 T.

2.2.5.1 ECAL

Composto por 61.200 cristais de *tungstato de chumbo* (PbWO_4) na região do barril (EB) circundando o sistema de trajetografia e 7.324 cristais em cada uma das tampas (EE), chamadas de *End Caps*. O curto comprimento de radiação dos cristais ($\chi_0 = 0,89$ cm) do ECAL possibilitam a maior probabilidade de absorção dos chuveiros eletromagnéticos, com pequena quantidade de material. O ECAL possui também alta granularidade e formato cilíndrico. O tempo de resposta à radiação dos cristais do ECAL é bastante rápido (aproximadamente 25 ns) embora sejam produzidos poucos fótons por partícula. O processo de cintilação desses cristais produz aproximadamente $30\gamma/\text{MeV}$, portanto, pouca luz. Por isso, há necessidade do uso de fotodetectores que tenham ganho intrínseco alto e que operem com campo magnético externo elevado. No barril, foram utilizados fotodiodos de avalanche, conhecidos como (Si)APDs (*Silicon Avalanche Photodiodes*) e nas *tampas* os fototriodos à vácuo, VPTs (*Vacuum Phototriodes*).

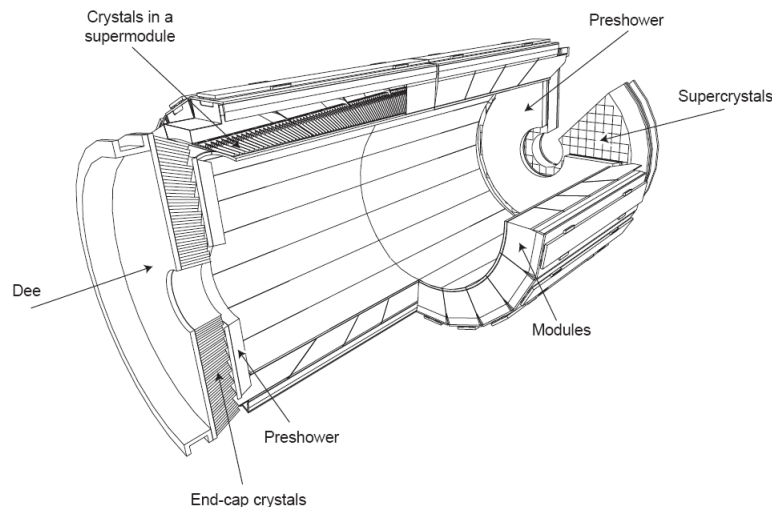


Figura 26 - Esquema do Calorímetro Eletromagnético do CMS.

- **Barril (EB):** ao total, possui cristais com seção transversal de aproximadamente $22 \times 22 \text{ mm}^2$ e comprimento de 230 mm, o que equivale à $25,8 \chi_0$. A seção do barril possui um raio interno de 129 cm e é subdividida em 36 conjuntos de cristais chamados de supermódulos, cobrindo uma região de $(|\eta| < 1,479)$. Os cristais são ligeiramente desviados do eixo em relação ao vértice nominal em um ângulo de 3° .
- **End-Cap (EE):** aceitação de $1,479 < |\eta| < 3,0$. As tampas são afastadas do PI de, por aproximadamente 314 cm. Em cada uma delas foram instalados dois semidiscos contendo estruturas de cristais organizados em forma de uma matriz 5×5 . Essa matriz é denominada de supercristais. Os cristais nas tampas são um pouco desviados em relação ao vértice nominal. Cada um, possui uma seção de $28,6 \times 28,6 \text{ mm}^2$ e comprimento de 220 mm, que corresponde à $24,7 \chi_0$.
- **Pré-chuveiro (*Preshower*):** foram instalados na frente da seção da tampa do ECAL, atrás de discos de dois atenuadores de chumbo de $2\chi_0$ e $3\chi_0$ respectivamente, dois planos contendo detectores de tiras de silício (*Silicon Strip Detectors*). A finalidade do *preshower* é identificar γ s de π^0 s (decaem rapidamente em dois γ s). Entretanto, o *preshower* tem outra finalidade extremamente importante: diferir γ s finais provenientes de topologias físicas daqueles que são intrínsecos dos processos de conversão dos materiais ativos dos calorímetros. É sensível para a identificação da energia depositada de apenas um ou dois fótons muito próximos.

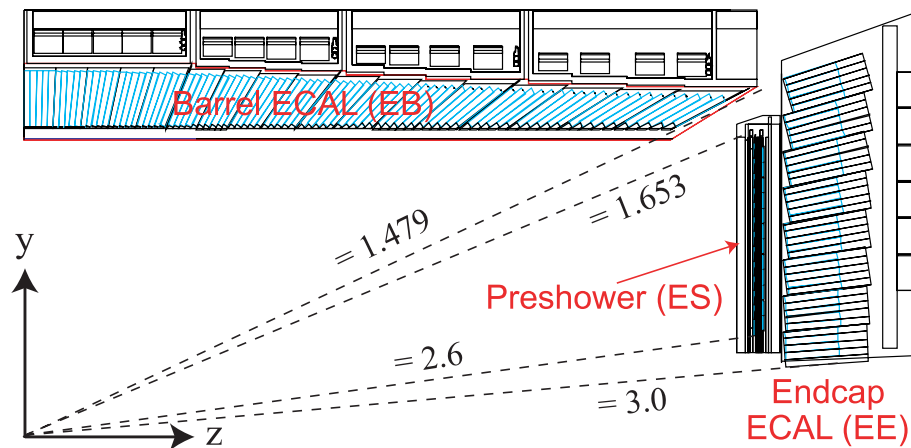


Figura 27 - Aceitação do Calorímetro Eletromagnético.

A resolução em energia do ECAL foi medida a partir de um ajuste gaussiano para as distribuições de energia observadas durante testes com feixe. É parametrizada da forma:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (15)$$

Onde S é o erro estocástico, N é o ruído e C um termo constante.

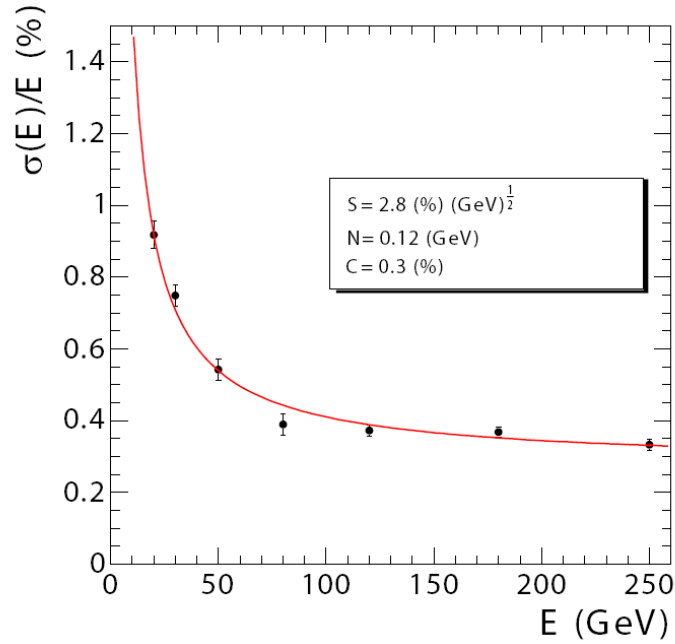


Figura 28 - Resolução em energia do ECAL em função da energia medida do elétron durante o teste com feixe.

2.2.5.2 HCAL

O calorímetro hadrônico (HCAL) funciona de modo similar ao ECAL, absorvendo energia das partículas de modo a produzir chuveiros hadrônicos. Os hádrons atravessam o ECAL e depositam quase que totalmente a energia no HCAL. A energia absorvida no HCAL é detectada através de cintiladores plásticos e fibras de quartzo, que produzem luz Cherenkov transformada em sinal elétrico por dispositivos conhecidos como HPDs (*fotodiodos híbridos*). O HCAL possui um comprimento de radiação entre $[7,11] \lambda_I$ ¹⁸. Podemos subdividir o HCAL em quatro partes: o barril HB (*Hadron Barrel*), as tampas

¹⁸comprimentos de interação.

laterais HE (*Hadron End Cap*), as frontais HF (*Hadron Forward*) e o barril externo HO (*Hadron Outer*).

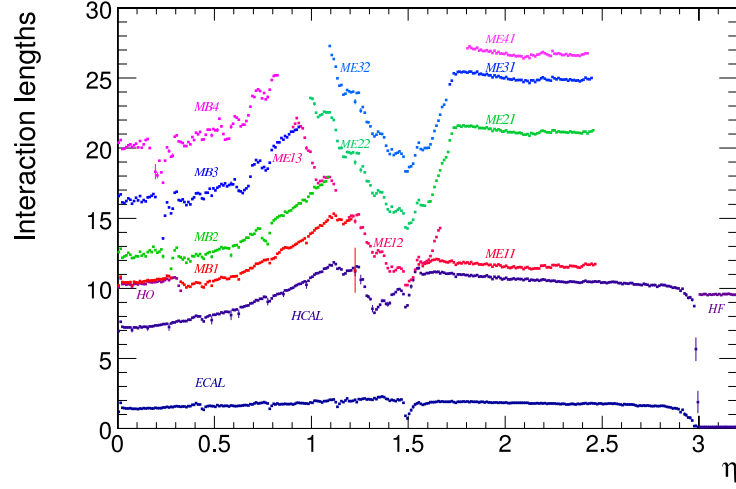


Figura 29 - O detector CMS em comprimentos de interação para diferentes camadas (ECAL, HCAL e sistema de múons).

O HCAL localiza-se majoritariamente na parte interna do solenóide (HB e HE) circundando o ECAL e tem por finalidade medir o depósito de energia hadrônica das partículas produzidas no PI, medir a energia transversa perdida e detectar jatos na região frontal.

- **HB:** composta por aproximadamente 2.304 torres com segmentação $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$, totalizando 15 placas de bronze com 5 cm de espessura e duas placas de aço externas. Entre o ECAL e o HCAL foi instalada uma placa cintiladora de 9 mm de espessura. Essa placa é usada para o *gatilho* do HCAL. Com relação às outras placas cintiladoras, cada uma delas possui 3,7 mm de espessura e são intercaladas com as de bronze. O HB possui as dimensões de 9 m de comprimento, 1 m de espessura e 6 m de diâmetro externo.
- **HE:** as tampas são compostas de 14 torres em η , cobrindo uma região $1,3 < |\eta| < 3,0$. Nas 5 primeiras torres, a segmentação em η é de 0,087, com 5° em ϕ . Para as seguintes, a segmentação em ϕ é de 10° enquanto $\Delta\eta$ varia entre 0,09 e 0,35 para valores maiores de η . Ao total, são 2.304 torres.
- **HF:** na região frontal, a uma distância de 11,2 m do PI, em aceitância $3,0 < |\eta| < 5,0$, foi instalado um calorímetro construído com 1,65 m de ferro e com fibras de

quartzo que produzem luz Cherenkov. Tais fibras com diâmetro de 0,6 mm, são alocadas paralelamente ao feixe. Em η , são 13 torres com segmentação de $\Delta\eta \simeq 0,1$ na primeira, $\Delta\eta \simeq 0,3$ na última e $\Delta\eta \simeq 0,175$ nas demais. A segmentação em ϕ é de 10° exceto para a última torre, que é de $\Delta\eta = 20^\circ$. O HF totaliza 900 torres.

- **HO:** é a seção externa ao solenóide. Aumenta a espessura em comprimentos de interação efetiva do HCAL para $10\lambda_I$. Localiza-se em uma região de aceitação de $|\eta| < 1,26$. Contém cintiladores de 10 mm de espessura e segmentação em setores de 30° em ϕ .

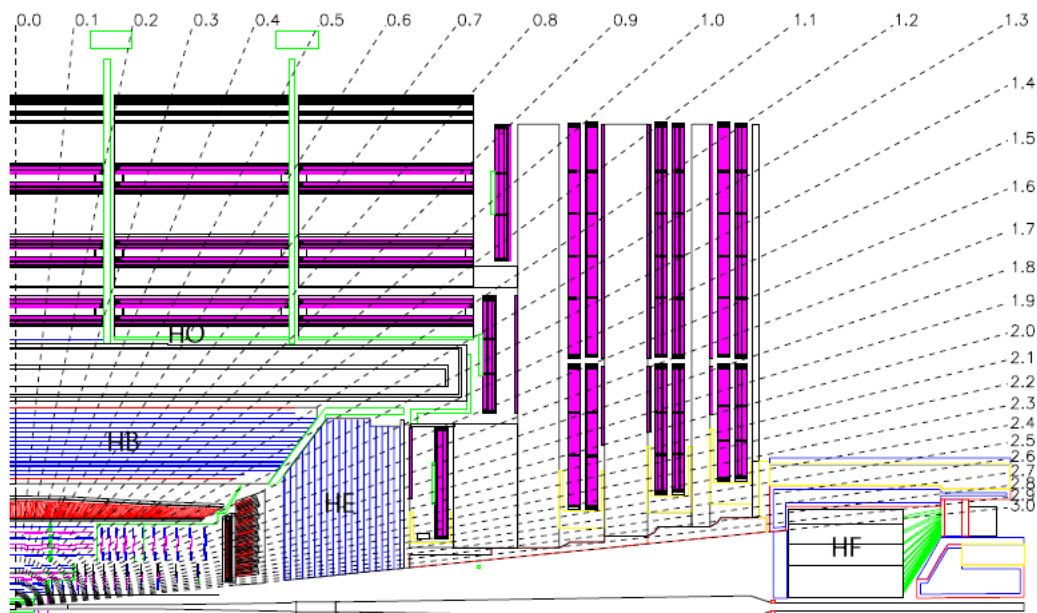


Figura 30 - Esquema em corte longitudinal do calorímetro hadrônico do CMS.

Finalmente, mostramos a resolução em energia para jatos reconstruídos combinando-se informações de todos os calorímetros do CMS.

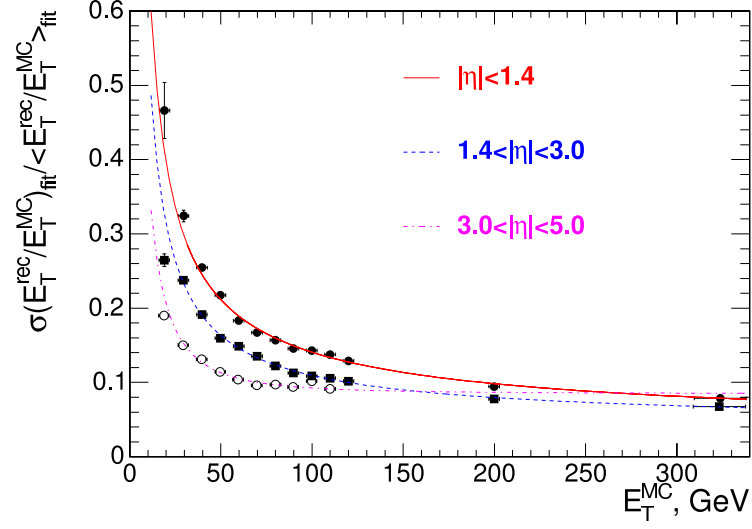


Figura 31 - Resolução da energia transversa dos jatos reconstruídos nas diferentes regiões dos calorímetros EB, EE e HF. Os jatos foram reconstruídos com o algoritmo de cone iterativo e raio do cone de 0,5.

2.2.5.3 Limiares dos Calorímetros

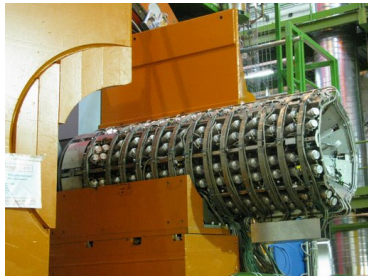
Em geral, medimos eventos que possuam valor acima de determinada energia dos calorímetros. Tais valores, chamados de limiares, objetivam reduzir ruídos intrínsecos do sistema. Na Tabela 3 organizamos os valores dos limiares dos calorímetros utilizados pela colaboração do CMS [61] no ano de 2010.

Tabela 3 - Limiares das diferentes partes dos calorímetros.

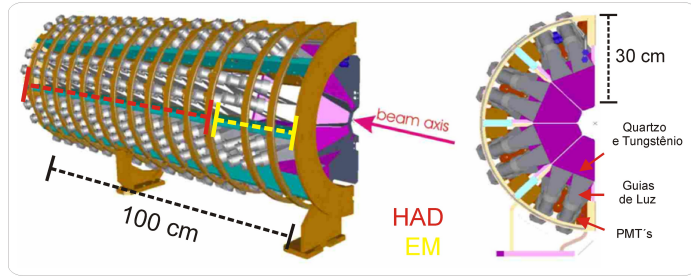
Parte do Calorímetro	Aceptância	limiar [GeV]
<i>EB</i>	$ \eta < 1,479$	$> 0,6$
<i>EE</i>	$1,479 < \eta < 3,0$	$> 2,45$
<i>HB</i>	$ \eta < 1,305$	$> 1,25$
<i>HE</i>	$1,305 < \eta < 3,0$	$> 1,90$
HF ⁺	$\eta > 3$	$> 4,5$
HF ⁻	$\eta > 3$	$> 4,0$

2.2.5.4 CASTOR

O calorímetro CASTOR (Figura 32) *Centauro And Strange Object Research* é um subsistema do experimento CMS posicionado aproximadamente a 14 m do PI e com aceitação de $5,2 < |\eta| < 6,5$. Portanto, o CASTOR cobre grande parte da região frontal onde é depositada uma parcela significativa da energia dos processos difrativos. O CASTOR é dividido longitudinalmente em 2 partes, uma eletromagnética com 2 seções e outra hadrônica com 12 seções em ϕ , ambas compostas por placas de tungstênio e de quartzo montadas em uma estrutura de aço inoxidável. Dispostas alternadamente, estas placas são orientadas num ângulo de 45° em relação à direção do feixe para aumentar a eficiência na coleta da luz Cherenkov produzida no quartzo.



(a) Calorímetro CASTOR instalado no CMS.



(b) Geometria e componentes do CASTOR.

Figura 32 - Esquema do calorímetro CASTOR.

2.2.5.5 ZDC

O ZDC (*Zero Degree Calorimeter*) possui uma aceitação de $|\eta| \geq 8,5$ e contribui para a medida de nêutrons frontais de altas energias bem como fótons de baixas energias ($\simeq 50$ GeV) espalhados nessa direção. Assim como o CASTOR, o ZDC possui dois calorímetros: um eletromagnético e outro hadrônico, utilizando camadas de tungstênio e fibras de quartzo para a medida da energia das partículas.

2.2.6 Magneto Solenoidal

Com o objetivo de rápida resposta instrumental requerida para a identificação de múons, bem como boa resolução na medida dos *momenta* das partículas na região central, foi construído no CMS um solenóide supercondutor que produz um campo magnético de

magnitude de 4 T. O solenóide adquire características supercondutoras quando é resfriado pelo sistema de criogenia do CMS até a temperatura aproximada de 4 K usando hélio no estado líquido. O solenóide possui um comprimento de 12,9 m e um raio de 6,3 m. Opera com uma corrente aproximada de 19,5 kA. Um dos grande avanços tecnológicos para a construção do solenóide foi o uso de um alumínio com alto grau de pureza e estabilidade. A técnica de construção usada foi similar à dos solenóides dos experimentos ALEPH e DELPHI no LEP e H1 no HERA. Porém, dado o alto valor do campo magnético produzido, grande parte do projeto tecnológico foi modificado.

2.2.7 Sistema de Identificação de Múons

O sistema de identificação de múons é o maior subdetector do experimento CMS. Foi projetado de modo a cobrir o sistema de trajetografia em $|\eta| < 2,4$ e envolve os calorímetros do detector. A medição do *momentum* é essencialmente determinada pela curvatura da trajetória, sendo assim, os múons são identificados. No entanto, para múons de altas energias, da ordem de TeV, é necessário combinar o sistema de trajetografia com o sistema de múons em um ajuste global da trajetória para aumentar a eficiência da resolução do momento.

Basicamente, é dividido em duas regiões: a do barril e as tampas. O sistema de múons possui três diferentes subdetectores: os tubos de arrasto (*Drift Tubes* - DT), as câmaras de tiras catódicas (*Cathod Strip Chambers* - CSC) e as câmaras de placas resistivas (*Resistive Plate Chambers* - RPC). No barril, as câmaras de múons são instaladas em 5 discos, intercaladas com camadas de ferro que compõem praticamente toda estrutura do CMS. Quando dispostas ao redor do barril, formam um cilindro concêntrico cujo eixo é colinear em relação ao eixo-z do sistema de coordenadas do CMS. Cada disco nessa região, é dividido em 12 setores que cobrem um ângulo azimutal de 30° contendo DTs e RPCs. Já nas tampas, existem 4 discos, cada um com 2 anéis, com exceção do primeiro, com 3 anéis; cada anel possui 36 câmaras, exceto o mais interno (M1), onde há apenas 18 câmaras. Nas estações (ME), existem 36 câmaras em cada um dos 2 anéis.

- **DT:** cobrem uma região de $|\eta| < 1,3$ totalizando 250 câmaras na região do barril, organizadas em 4 camadas chamadas MB1, MB2, MB3 e MB4 nas distâncias respectivas de 4,0 m, 4,9 m, 5,9 m e 7,0 m do feixe. A resolução de cada ponto

medido é da ordem de $200 \mu\text{m}$, com precisão em ϕ melhor que $100 \mu\text{m}$ em posição e 1 miliradiano no ângulo.

- **CSC:** medem coordenadas espaciais com resolução de $200 \mu\text{m}$, sendo em ϕ de 10 miliradianos. Cobrem a região das tampas (*end cap*) (ME), em $0,9 < |\eta| < 2,4$. O CMS possui ao total 468 CSCs. Em cada uma das câmaras em forma trapezoidal, existem subcâmaras, com tiras de catodo radiais e fios de anodo perpendiculares às tiras, contendo gás. Quando este é ionizado por um múon, um efeito avalanche produz carga nos fios de anodo e no grupo de tiras de catodo correspondente, determinando a posição do múon.
- **RPC:** cobrem uma região de $|\eta| < 2,1$ e consistem de 4 camadas de detectores intercaladas por placas de ferro. Geralmente, são vizinhas de DT e CSC. Possuem resolução espacial pior, mas têm como vantagem o pequeno tempo de resposta e não dependem da reposição do fluxo de gás. Essas câmaras completam as medições das DTs e das CSCs.

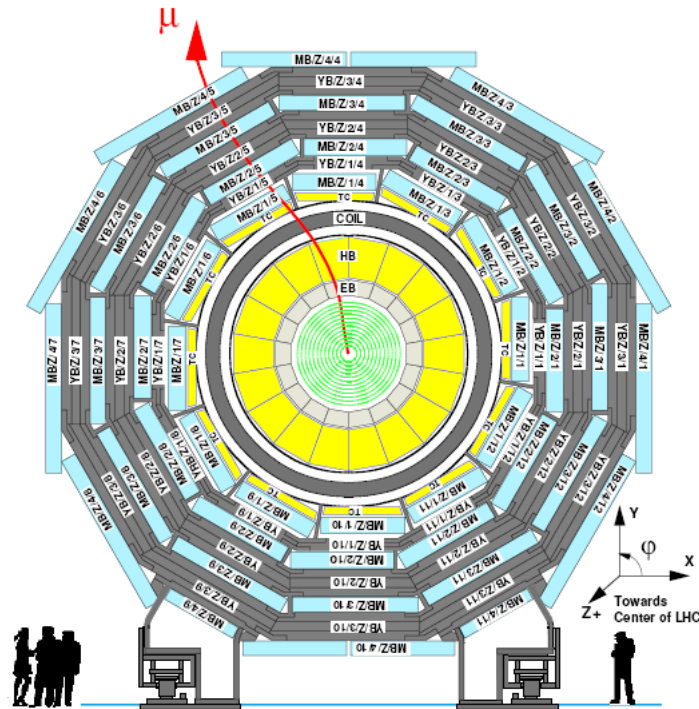


Figura 33 - Esquema das câmaras de múons no barril do CMS.

Enquanto os subdetectores DT e CSC provêm uma medida precisa da posição ou do *momentum* dos múons, a RPC é responsável por ratificar informações sobre a passagem de múons pelo detector. As RPCs são sistemas secundários, no entanto, essenciais para a rápida resposta do L1, já que servem para identificar em nível de *gatilho*, o cruzamento correto.

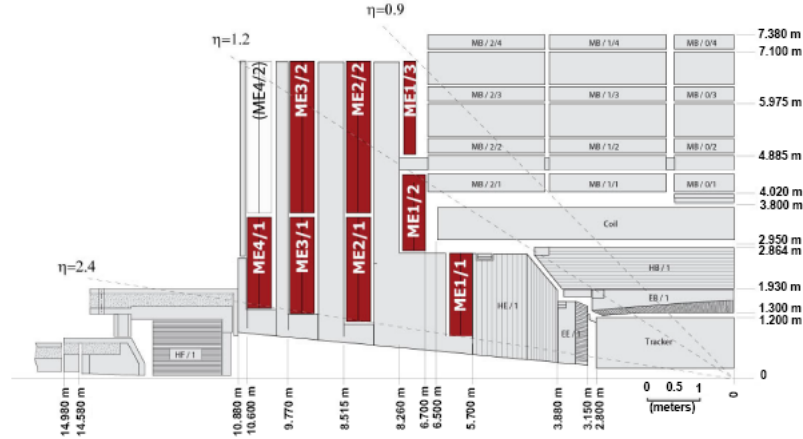


Figura 34 - Tampas das câmaras de múons no CMS.

A reconstrução dos múons no CMS produz objetos de 3 categorias: *standalone muons* (usando informações combinadas de DTs, CSCs e RPCs), os *global muons* (ajustados com os traços do sistema de trajetografia) e *tracker muons* (uso do sistema de trajetografia e de informações combinadas pelos calorímetros e sistema de múons, porém, todo traço reconstruído é considerado um múon em potencial). Um múon, pode cruzar até 6 RPCs e 4 camadas de câmaras DT, produzindo 44 pontos no sistema de múons.

2.2.8 Sistema Computacional de Análise

Estima-se que a quantidade de dados gerados pelos experimentos do LHC irá superar a ordem de 15 *Petabytes*¹⁹ [62]. A computação tem um aspecto fundamental nesses experimentos: processar, armazenar e distribuir, em nível global, dados para rápido processamento e transferência entre os centros computacionais. Nessa cadeia tecnológica, foi elaborado um novo conceito computacional denominado GRID, integrante ao sistema de aquisição de dados do experimento. Em outras palavras, experimentos em Física de Partículas cuja quantidade de dados armazenadas é sem precedentes, dependem essencialmente dos sistemas de computação e do processamento global dos dados.

¹⁹10⁶ *Gigabytes*.

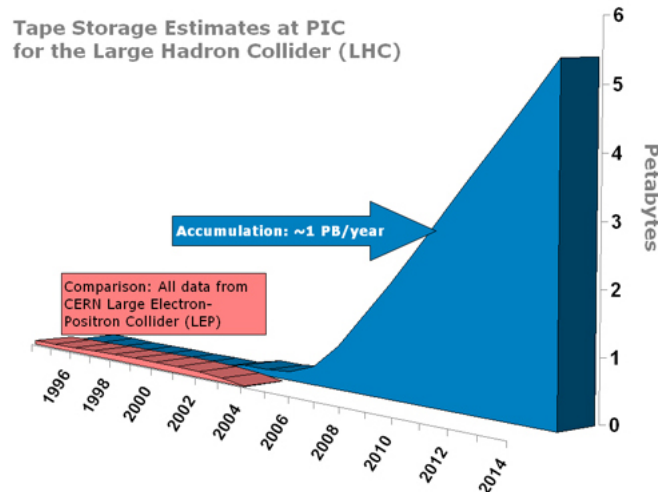


Figura 35 - Estimativa da quantidade de dados armazenados em fita para o LHC.

A GRID atualmente é parte de um experimento em Física de Partículas. Esse conceito de tecnologia da informação, integra geograficamente os centros de pesquisa em Física de Altas Energias em vários países. Nesse sistema integrado, os dados em pouco tempo poderão ser reprocessados em qualquer parte do globo terrestre. Não existe nenhum tipo de privilégio para acesso aos dados, desde que determinado grupo faça parte de algum experimento. Deste modo, as descobertas em potencial físico podem ser realizadas em qualquer centro de pesquisa concebido em GRID no mundo.

No caso do CMS, a GRID possui uma organização hierárquica de processamento. Cada um dos centros de computação global é denominado *Tier*. Segue abaixo como são subdivididos de acordo com a funcionalidade de cada centro:

- **Tier-0:** é único, localizado no *CERN*. É diretamente conectado ao sistema de aquisição de dados do experimento. O acesso ao controle desse centro de computação é local. No *Tier-0* é feito o processamento inicial e o armazenamento de dados em fita. Esse centro tem a função de replicar os dados para os centros *Tier-1*;
- **Tier-1:** armazenam a réplica dos dados em fita, reconstroem cópias dos dados com as constantes de calibração do experimento. Em seguida, transferem dados para outros centros quando solicitados por usuários ou de acordo com a responsabilidade de estudo por um determinado grupo de pesquisadores;
- **Tier-2:** possuem processamento substancial dos dados, amostras de monte carlo,

de estudos para calibração e análise dos dados. Esses centros computacionais, são utilizados pelos físicos para análise dos processos físicos de interesse;

- **Tier-3:** também utilizados para análise dos dados, mas com poder de processamento e armazenamento de dados inferior. A diferença básica entre uma *Tier-2* e uma *Tier-3* é o número de serviços que precisam ser administrados. Outro detalhe, é que geograficamente, um *Tier-3* operacionalmente precisa estar próximo de um centro *Tier-2*. É um sistema de análise para colaboração entre grupos de pesquisa locais.

O empenho e a persistência do grupo brasileiro de física de altas energias da experiência CMS foi fundamental para a instalação de centros do tipo *Tier-2* e *Tier-3* no Brasil. Os dados utilizados nesse trabalho foram processados nos sistemas de computação em GRID da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

2.2.8.1 Fluxo dos Dados

Após a colisão entre prótons ou íons pesados, os sinais dos subdetectores do CMS são escritos na memória transitória dos sistemas de eletrônica rápida (*buffer*) para a posterior seleção eletrônica do HLT. Praticamente todo o sistema de processamento de sinais do CMS é baseado em tecnologia de optotransmissão e optorecepção de sinais utilizando-se fibras ópticas. O uso desta tecnologia, além de processamento mais rápido, evita ruído no cabeamento de sinais embora as conexões sejam mais sensíveis à danos mecânicos. Em seguida, os eventos coletados pelo (DAQ), em formato bruto²⁰ (*RAW*), são enviados para armazenamento na *Tier-0*. Essa transferência ocorre em tempo real, a uma taxa média de 225 MB/s. Após o armazenamento dos dados no *Tier-0*, a reconstrução do evento é feita imediatamente, produzindo os eventos em formato *RECO*. Esse processamento reduz em até $\frac{1}{4}$ o tamanho de armazenamento dos dados. Ratificamos, que os dados brutos (*RAW*) são armazenados em fita para eventual reproprocessamento. Em seguida, os centros *Tier-1* recebem eventos *RECO* e os reproprocessam em um formato menor chamado *AOD* (*Analysis Object Data*), cujo tamanho é $\frac{1}{20}$ do formato *RAW*. Para análise final, pode-se escolher usar a formatação *RECO* ou *AOD* que possuem os objetos físico-computacionais, como por exemplo, jatos, traços de partículas carregadas, coleções de múons, energia dos calorímetros dentre outros.

²⁰Contém informações em nível eletrônico dos subdetectores.

2.2.9 Atividades no Detector

Neste tópico, iremos descrever atividades que foram exercidas no trabalho em colaboração para o experimento CMS, em especial no P5.

2.2.9.1 Monitoramento dos Sistemas de Computação

Durante o período de vigência do mestrado, e como uma responsabilidade de estudante que faz parte da colaboração do CMS, foi realizado o monitoramento do sistema de computação do CMS em turnos. Além disso, algumas aulas de treinamento para novos integrantes do sistema foram lecionadas para membros do *Fermilab* à pedido de um dos supervisores do sistema de computação do CMS, *Oliver Gutsche*. O monitoramento é remoto. A função do responsável em monitorá-lo é criar alertas sobre possíveis problemas de transferência de dados, armazenamento de amostras de dados e de toda a infraestrutura em GRID. Para a realização do monitoramento, é necessário apenas o conhecimento prévio do funcionamento do sistema de computação do CMS e habilidades para análise e interpretação dos dados.

2.2.9.2 Atividade no Sistema de Trajetografia

No primeiro período de 3 meses foram realizadas atividades em conjunto com o grupo do sistema de trajetografia. No início do trabalho, aprendemos a medir a qualidade do cabeamento de fibras ópticas que conectam os detectores de *pixel* e de microtiras de silício à sala de controle da eletrônica do CMS, onde localizam-se os bastidores de eletrônica rápida contendo os optoreceptores. Para a realização dessa tarefa, foi utilizado um instrumento de medida chamado OTDR (*Optical to Time Domain Reflectometer*), que emite *laser* no cabeamento e analisa a reflexão na outra extremidade. Com esse instrumento, afere-se a medida do comprimento de cada um dos cabos de fibras ópticas, essencial para a sincronização do sistema de trajetografia e identifica-se cabeamento partido e a qualidade das conexões.

Foram analisados em torno de 50.000 canais de fibras ópticas, desenvolvidos programas de computador para análise da qualidade dos cabos e também para gerar um arquivo contendo a informação dos códigos dos cabos associados ao comprimento medido. Esse arquivo de dados foi utilizado para sincronização da aquisição de dados do sistema

de trajetografia do CMS. O trabalho manual no sistema de trajetografia consistiu na instalação de alguns cabos, checagem de conexões e colocação das tampas de alumínio que o protegem no CMS. No Apêndice A existe uma descrição mais detalhada desse trabalho.

2.2.9.3 Calorímetro CASTOR

No laboratório de testes do grupo do CASTOR, fizemos alguns testes de rotina nos dispositivos fotomultiplicadores, corte e colagem de material refletor para as guias de luz, ajudamos na montagem da primeira metade do CASTOR que foi instalado no P5 (montagem de fotomultiplicadoras, sensores de campo magnético, sistema de refrigeração, cabeamento das fotomultiplicadoras, realização de testes de aterramento, montagem da caixa de conectores dentre outros) bem como no processo de *aluminização*²¹ das placas de tungstênio, que após um curto período de aquisição de dados, sofreram uma alteração na rigidez devido às condições do CMS: campo magnético intenso, altas dosagens de radiação e aquecimento.

No P5, realizamos a instalação do cabeamento de todos os canais das fotomultiplicadoras do CASTOR, a colocação de conectores e identificação, testes do cabeamento, instalação de tubulação de refrigeração na base do HF, montagem dos bastidores onde encontram-se módulos que medem a carga das fotomultiplicadoras do CASTOR. Na sala de eletrônica no P5, configuramos os bastidores de alta **tensão** das fotomultiplicadoras. Por último, iniciamos estudos para o *teste com feixe*²² do CASTOR que havia sido realizado em 2007 e 2008. No Apêndice B existem detalhes desses estudos.

²¹Processo de adição de uma película de alumínio na superfície de algum metal.

²²Conhecido em Inglês como *Test Beam*.