



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

Eliza Melo da Costa

**Estudo do impacto do empilhamento em eventos na difração
simples dura no CMS/LHC**

Rio de Janeiro
2009

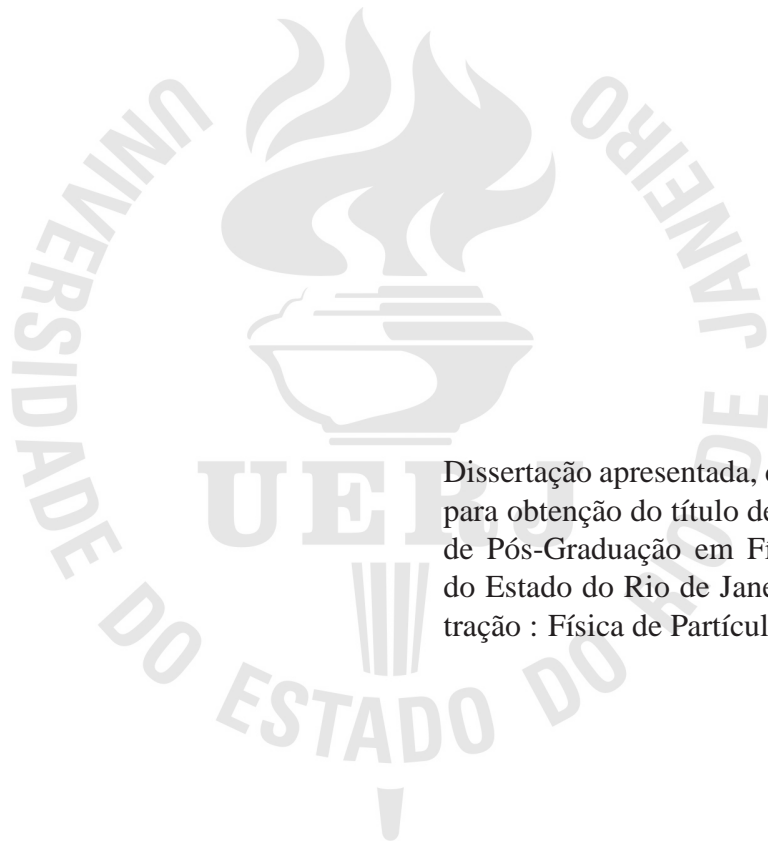
Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

Eliza Melo da Costa

Estudo do impacto do empilhamento em eventos na difração simples dura no 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. Área de concentração : Física de Partículas.

Orientador: Alberto Franco de Sá Santoro

Co-orientador: André Sznajder

Rio de Janeiro
2009

Eliza Melo da Costa

Estudo do impacto do empilhamento em eventos na difração simples dura no 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. Área de concentração : Física de Partículas.

Aprovada em: _____

Banca Examinadora:

Alberto Franco de Sá Santoro, DFNAE, UERJ

André Sznajder, DFNAE, UERJ

Gilvan Augusto Alves, CBPF

Hélio da Motta Filho, CBPF

Luiz Martins Mundim Filho, DFNAE, UERJ

Vitor Oguri, DFNAE, UERJ

Rio de Janeiro
2009

RESUMO

ELIZA MELO DA COSTA, Eliza Melo. *Estudo do impacto do empilhamento em eventos na difração simples dura no CMS/LHC, Brasil, 2009, 72f.* Dissertação (Mestrado em Física), Instituto de Física, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2009.

Apresenta-se neste trabalho um estudo sobre o impacto do empilhamento de eventos (*pile-up*), nas distribuições das variáveis comumente utilizadas para identificar eventos difrativos, na topologia de difração dura simples produzindo dijetos, nas condições do CMS para baixa luminosidade ($2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). O cenário de baixa luminosidade citado acima equivale aproximadamente a 5 eventos de *pile-up* em média por cruzamento de pacotes. Para simular o sinal, difrativos (com e sem *pile-up*), usamos o gerador POMWIG [1]. Para os eventos não-difrativos (com e sem *pile-up*), utilizamos o gerador PYTHIA [2], bem como para a produção dos eventos de *pile-up* (eventos simulados utilizando eventos de *minimum bias*).

Palavras-chave: empilhamento, CMS/LHC, dijetos.

ABSTRACT

We present here a study on the pile-up impact in the variables commonly used to identify diffractive events, the topology of single diffraction producing hard jets in the CMS conditions for low luminosity ($2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). The low luminosity scenario mentioned above is equivalent to approximately 5 pile-up events on average by crossing packages. To simulate the signal, diffractive events (with and without pile-up), we use the generator POMWIG[1]. For the non-diffractive events (with and without pile-up), we use generator PYTHIA[2], and for the production of events of pile-up as well (events simulated using minimum bias events).

Keywords: pile-up, CMS/LHC, dijets.

Temos aprendido a voar como os pássaros, a nadar como os peixes, mas não aprendemos a sensível arte de viver como irmãos.

Martin Luther King

AGRADECIMENTOS

Agradeço acima de tudo à Deus.

Agradeço ao Programa de Pós-Graduação e a FAPERJ pelo apoio financeiro.

Ao Prof. Dr. Alberto Santoro, o meu sincero agradecimento não apenas pela orientação e paciência, mas por sempre acreditar em meu trabalho. Ao Prof. Dr. Andre Sznajder pelas discussões em todo o processo de desenvolvimento da tese e pela ajuda indispensável.

Agradeço ao projeto HELEN, por me dar a oportunidade de estudar três meses no laboratório CERN, onde localiza-se o experimento CMS.

Agradeço aos professores do PPGF que fizeram parte da minha formação durante o mestrado: prof. José Roberto Mahon, profa. Márcia Begalli, prof. Vitor Oguri e prof. Silvio Sorella.

Agradeço aos secretários Rogério e Laurimar, pela disposição constante em ajudar.

Agradeço a galerinha do barulho com o cluster da pesada da HEPGRID: Eduardo Revoredo, Samir Cury, João, José Afonso, Patrícia Bittencourt e Fabiana.

Aos amigos pra vida que me ajudaram na conclusão desse trabalho e que me ensinam todos os dias: Luana Soares, Renata Rodrigues, Sheila Mara, Dilson de Jesus, Mônica Noronha, Sandro Foseca, Marco Pachêco, Walter Aldá, Diego Figueiredo, Jordan Martins, Ana Thereza, Antônio Vilela, Adelmir Chagas, Ana Mendonça, Rosa Araújo, Roberval Alves, Neiva Ribeiro, Lucianada Cunha, Lucia Bittencourt e Anita Oguri, muito obrigada pelos conselhos, apoio, abrigo, torta e carinho. Em especial ao amigo amazonense Felipe Torres pela imensurável ajuda e por me aturar.

Agradeço a meus pais Almira Melo e Antônio da Costa e meus irmãos Wellington da Costa, Priscila da Costa, Diego da Costa, Ramon Melo, Ester da Costa e Marco da Costa por estarem sempre ao meu lado.

LISTA DE FIGURAS

2.1	Espalhamento Elástico.	17
2.2	Difração Simples.	17
2.3	Dupla Difração	18
2.4	Dupla Troca de Pomeron	18
2.5	Distribuição $\log(x_{1,2})$ [5].	21
3.1	Os quatro detectores localizados nos pontos de colisões do LHC.	24
3.2	Sistema de referência do CMS [28].	24
3.3	Vista em perspectiva do detector CMS [29].	26
3.4	Comprimentos de radiação do CMS.	27
3.5	Uma visão tridimensional do detector de <i>pixel</i> [30].	28
3.6	Vista longitudinal de um quarto do Sistema de Traços	29
3.7	Layout do Calorímetro eletromagnético(ECAL)	30
3.8	Calorímetro eletromagnético(ECAL)	30
3.9	Vista longitudinal	31
3.10	Setores do HB	32
3.11	Esquema de numeração	33
3.12	Esquema de numeração para o HE	34
3.13	Segmentação angular e longitudinal do HE	35
3.14	Vista da seção do HF	36
3.15	Segmentação transversa	37
3.16	Vista de um quarto da seção transversal do Sistema de Múons [29].	38
3.17	Layout dos detectores frontais no CMS. [29].	39
3.18	Localização do CASTOR na região frontal do CMS [32].	39
3.19	O calorímetro CASTOR e suas divisões	40
4.1	Exemplo de um cenário de <i>pile-up</i>	44
4.2	Exemplo de um cenário de <i>pile-up</i>	45
4.3	Distribuição da soma das deposições de energias nas torres.	46
4.4	Distribuição da soma das energias nos calorímetros com <i>pile-up</i>	47
4.5	Distribuição de ξ sem <i>pile-up</i>	48
4.6	Distribuição de ξ com <i>pile-up</i>	48
4.7	Distribuição de ξ sem <i>pile-up</i> a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$	49

4.8	Distribuição de ξ com <i>pile-up</i> a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$	49
4.9	Distribuição da assimetria <i>forward-backward</i> sem <i>pile-up</i>	50
4.10	Distribuição da assimetria <i>forward-backward</i> com <i>pile-up</i>	51
4.11	Distribuição da assimetria <i>forward-backward</i> sem <i>pile-up</i> a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$	51
4.12	Distribuição da assimetria <i>forward-backward</i> com <i>pile-up</i> a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$	52
4.13	Distribuição de multiplicidades de traços sem <i>pile-up</i>	53
4.14	Distribuição de multiplicidades de traços com <i>pile-up</i>	53
4.15	Distribuição de multiplicidades de traços sem <i>pile-up</i> a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$	54
4.16	Distribuição de multiplicidades de traços com <i>pile-up</i> a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$	54
4.17	Distribuição de esferecidade com e sem <i>pile-up</i>	55
4.18	Distribuição de aplanaridade com e sem <i>pile-up</i>	56
4.19	Distribuição de multiplicidades nas torres do HF	57
4.20	Distribuição de multiplicidades nas torres do HF	57
4.21	Distribuição de multiplicidades nas torres do HF	58
4.22	Distribuição de multiplicidades nas torres do HF	58
A.1	Cabo do tipo <i>Multiribbons</i>	61
A.2	Conector tipo MPO	61
A.3	Conector tipo MU	62
A.4	Conector tipo MU	62
A.5	Histograma <i>fan-out</i>	64

LISTA DE TABELAS

1.1	Cenários difrativos	10
1.2	Número médio de interações	13
3.1	Parâmetros	25
4.1	Estágios	44
A.1	Estimativas dos comprimentos	64

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO	8
1 O <i>PILE-UP</i> E A PRODUÇÃO NA REGIÃO FRONTAL	10
1.1 O empilhamento de eventos (<i>Pile-up</i>)	10
1.2 <i>Pile-up</i> e a experiência do CDF e do UA8	12
2 REGIÃO DIFRATIVA DAS INTERAÇÕES <i>PP</i> NO CMS	14
2.1 Difração	14
2.2 Topologias	16
2.3 Outros processos investigados pelo CMS	19
3 EXPERIMENTO CMS	23
3.1 <i>Large Hadron Collider</i>	23
3.2 O detector CMS	25
3.2.1 <u>Sistema de traços</u>	26
3.2.2 <u>Calorímetro eletromagnético</u>	28
3.2.3 <u>Calorímetro hadrônico</u>	31
3.2.4 <u>Tampas HE</u>	32
3.2.5 <u>Calorímetro Frontal HF</u>	33
3.2.6 <u>Sistema de múons</u>	35
3.2.7 <u>Detectores frontais</u>	36
4 ANÁLISE DO IMPACTO DO <i>PILE-UP</i>	41
4.1 Amostras de eventos difrativos	41
4.2 Procedimento de análise	42
4.2.1 <u><i>Mixing module</i></u>	42
4.3 O impacto do <i>pile-up</i> na análise de eventos reais	45
4.3.1 <u>Variáveis usadas para identificar eventos difrativos</u>	45
CONCLUSÃO	59
APÊNDICE A – PROJETO HELEN	60
REFERÊNCIAS	66

INTRODUÇÃO

O LHC (*Large Hadron Collider*) irá colidir prótons com uma luminosidade instantânea sem precedentes de até $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e um espaço entre pacotes de partículas de 25 ns , o que representa um enorme processo tecnológico em aceleradores de partículas. Um dos principais desafios do LHC será extrair informações precisas dos estados hadrônicos finais na presença de um grande número de colisões pp moles adicionais, processo denominado empilhamento de eventos (*pile-up*), que ocorrem de forma simultânea em qualquer evento a alta luminosidade. Embora essa luminosidade seja essencial para pesquisa de novos processos físicos a escalas de altas energias, também complica as análises porque para cada cruzamento dos pacotes haverá da ordem de no mínimo 35 eventos do tipo *minimum bias* de interações pp que poluirão qualquer análise com eventos duros. No início de operação o LHC funcionará com uma luminosidade reduzida de até $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Os dois regimes principais de luminosidade são comumente chamados respectivamente de "baixa luminosidade" ($2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) e "alta luminosidade" (até $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Neste trabalho apresentaremos um estudo do impacto do *pile-up* na análise de variáveis comumente usadas para identificar eventos de difração simples produzidos em colisões pp a 14 TeV , $pp \rightarrow Xp$ com X sendo um sistema inclusivo de jatos. Nas condições do detector CMS (*Compact Muon Solenoid*), procuramos saber qual o grau de sensibilidade das variáveis importantes para a identificação do evento e identificar se há alguma variável que não seja tão sensível a influência do *pile-up*. As amostras de sinal (difração simples dura produzindo dijets) e fundo (produção de dijets não-difrativos) foram produzidas usando os geradores de Monte Carlo POMWIG e PYTHIA, respectivamente. Essas amostras passaram pelo nível de simulação no detector CMS a baixa luminosidade onde tem-se em média 5 eventos de *pile-up* por interação. As variáveis estudadas foram: a soma da energia depositada nas torres dos calorímetros, a fração de *momentum* perdida pelo próton difratado, multiplicidades nas torres do calorímetro hadrônico frontal, assimetria *forward-backward* e multiplicidade de traços. Nos próximos capítulos veremos o tratamento dado ao *pile-up* na região frontal motivado pelo fato de podermos ou não obter um sinal da física desejada sem que ele seja poluído pelo empilhamento de eventos. O nosso foco está na região frontal, na componente difrativa das interações pp a altas energias, por isso descreveremos essa região e as principais variáveis cinemáticas envolvidas sucintamente. Faremos um breve resumo sobre o acelerador LHC e o detector CMS, já que nosso trabalho foi desenvolvido no contexto deste experimento. Por fim, veremos o procedimento de simulação

e análise das amostras de eventos difrativos e não-difrativos com e sem *pile-up* e o impacto do *pile-up* nas variáveis utilizadas.

1 O *PILE-UP* E A PRODUÇÃO NA REGIÃO FRONTAL

Este capítulo descreve o tratamento dado em nossa dissertação ao empilhamento dos eventos na região frontal e constitui o ponto central de nossa preocupação. Isto se deve a necessidade de podermos ou não obter um sinal da física desejada sem a contaminação desse tipo de evento.

1.1 O empilhamento de eventos (*Pile-up*)

O LHC terá diversos cenários de operações que fornecerão várias oportunidades para física na região frontal e, em particular, para a difração. Esses cenários estão sumarizados na tabela 1.1 caracterizada pelo valor do β^* e pela luminosidade alcançável[3]. O LHC começará

Cenários	$\beta^*[m]$	k	$\mathcal{L} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	Objetivos
$\beta 05$	0,55-2	936-2808	$10^{32} - 2 \times 10^{33}$	difração dura
$\beta 18$	18	936-2808	10^{32}	difração dura
$\beta 90$	90	156	3×10^{30}	difração (semi)dura
$\beta 1540$	1540	156	2×10^{29}	difração suave

Tabela 1.1: Cenários difrativos: \mathcal{L} é a luminosidade instantânea, k é o número de pacotes; a luminosidade declarada tem um máximo de 10^{11} prótons por pacote, exceto para o valor de $\beta 05$ (indica o intervalo de β que vai de $\beta = 0.55$ a $\beta = 2 \text{ m}$) onde são considerados valores menores de densidade de prótons na fase de comissionamento² do LHC.

a operar com uma densidade reduzida de prótons por pacotes com $\beta^* = 2 \text{ m}$ [4], com um número máximo de pacotes de 43 a 156 para reduzir riscos de *quenches*³ nos magnetos supercondutores. Logo após o início das operações, o número máximo de pacotes passará para $k = 2808$, com um número adicional de prótons por pacote. Para a medida de processos de difração dura e pesquisa de novas partículas em reações difrativas exclusivas centrais (DC), é exigida uma luminosidade integrada de $1 - 10 \text{ fb}^{-1}$. Esta pode ser atingida em um ano com o funcionamento contínuo à luminosidade de $10^{32} - 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. De todos os estados finais do LHC, quase

¹A função β é um dos parâmetros característicos da estrutura do feixe (ou do *envelope* do feixe) ao longo do anel do acelerador. Nos pontos de interação os feixes são fortemente focalizados enquanto que ao longo do acelerador eles seguem uma estrutura regular. O β^* determina o tamanho do feixe no ponto de interação

²A fase de comissionamento é o momento em que já se fez os teste que confirmam a possibilidade de instalação das diferentes partes do detector.

³Um *quench* é fase de transição do estado de supercondução para o estado de condução normal.

50% abrangerá estados finais difrativos e o estudo deles contribuirá para tornar clara a estrutura do próton e o entendimento da transição do regime não perturbativo do espalhamento elástico de baixo momentum transferido ao quadrado, t , e da difração dura, onde as lacunas de rapidez que é uma região com ausência de partículas e os prótons de estado final coexistem com estado final de alto p_T .

O estudo no cenário de luminosidade “inicial”, $\mathcal{L} \lesssim 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, e em seguida com “baixa” luminosidade, $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, são particularmente interessantes por causa da excelente cobertura em ξ (fração do momentum perdido pelo próton) e da boa resolução em t o que permite análises variadas em eventos difrativos suaves e duros. Eventos de difração simples inclusivos (SD)⁴, $pp \rightarrow pX$, e dupla troca de Pomeron (DPE)⁵, $pp \rightarrow pXp$ inclusivos, podem ser estudados tanto com luminosidade inicial quanto com luminosidade baixa exigindo que mesmo na presença de prótons frontais rápidos ou com uma ou duas lacunas de rapidez no evento. Algumas quantidades importantes a medir no LHC são seção de choque integrada dos processos (SD) e (DPE), bem como o espectro da massa difrativa M_X que nos informa o espaço de fase disponível para produção de objetos pesados, a dependência de t , que nos mostra quão periférica é a interação estudada, assim como a energia de cada processo, que separadamente apresenta um parâmetro da QCD não -perturbativa[5]. A alta luminosidade disponível no LHC fornecerá uma grande oportunidade para estudos de processos difrativos raros, como por exemplo a produção de quarks top em DPE. A produção difrativa de quarks t dará acesso a PDFs⁶ difrativas e a probabilidade de sobrevivência do *gap* [5]. Porém a alta luminosidade traz um grande desafio: o *pile-up*. O infortúnio é que a alta luminosidade, ocorrerá múltiplas colisões por cruzamento dos pacotes. Pode-se quantificar a dimensão do problema porque a seção de choque esperada para o LHC é tipicamente ≈ 100 vezes superior a dos processos difrativos correspondentes.

Devido à alta luminosidade do LHC, os eventos de espalhamentos duros serão sobrepostos com uma quantidade de eventos suaves, o número de eventos suaves que serão sobrepostos dependem do valor da luminosidade. Para uma luminosidade instantânea de $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, o número médio é de 7 eventos de *pile-up* por cruzamento, a $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ chega a 35 eventos adicionais. Desses eventos de *pile-up*, cerca de 3% contém um próton dentro da aceitação dos detectores próximos ao feixe.

Na seleção de eventos difrativos no CMS a alta luminosidade, o *pile-up* será uma grande fonte de fundo indesejável (*background*). Podemos exemplificar esse ponto com o caso da produção exclusiva central (CEP)⁷[6] do bóson de Higgs com massa de 120GeV , $pp \rightarrow pHp$, que decai em um par de jatos contendo quarks b . Outro exemplo é a de jatos inclusivos, quando ocorrem concomitantemente com eventos de *pile-up* que possuem *leading* próton⁸ dentro da aceitação

⁴Single Diffractive

⁵Double Pomeron Exchange

⁶Parton Distribution Function

⁷Central Exclusive Production

⁸Um próton de estado final com alto momentum longitudinal e $\xi < 0,15$

dos detectores frontais, pois tem assinaturas parecidas com as do sinal. A estimativa é que com a luminosidade instantânea de $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, tem-se um número de eventos da ordem de mil eventos de dijetos inclusivos que são confundidos como sendo eventos de sinal. Estes resultados das simulações realizadas pelos grupos do CMS são muito estimulantes para realizarmos as observações com eventos reais.

1.2 *Pile-up* e a experiência do CDF e do UA8

Tomando o Tevatron como um exemplo, temos que de todos os dijetos centrais (ou bósons W e Z) somente 1% são de difração simples dura [7],[8],[9],[10], enquanto que 10% das interações totais são difrativas e tem um *leading* próton. O detector CDF localizado no Tevatron/Fermilab, tem-se dois *triggers* podem ser comparados, um *trigger* de dijetos “JJ” central (inclusivo) e o mesmo *trigger* com antipróton frontal coincidente “pJJ”. A baixa luminosidade a razão $\frac{pJJ}{JJ}$ é $\sim 1\%$, mas a alta luminosidade, $\mathcal{L} \sim 2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ é superior a 10% com o aumento da luminosidade (\mathcal{L}^2) e o número médio de interações por cruzamento, \bar{n} , ainda é somente $\bar{n} = 0,75$. Mesmo com $\bar{n} < 1$ cerca de 90% dos eventos são de *pile-up*. Para remediar isto o CDF utiliza detectores frontais na direção do anti-próton frontal e emprega um método que utiliza mais informações a partir da detecção da energia transversa E_T e pseudorapidez η , de todas as partículas(ou chuveiros do calorímetro), excluindo o *leading* anti-próton. Outra solução é exigir nenhum hádron num *gap* frontal onde $\Delta\eta \gtrsim 1,0$. Podemos também estimar o valor da fração do momentum perdida pelo próton ξ através da conservação de energia (E) e momentum (p_z) [11]:

$$\xi' = \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_{particulas} E_T e^{\pm\eta} \quad (1.1)$$

No CDF os anti-prótons detectados tem um valor de η negativo, essas partículas contribuem efetivamente na soma de ξ enquanto que as partículas do lado positivo de η são irrelevantes.

Através dos detectores *Roman pot* no CDF é possível detectar o $\xi_{\bar{p}}$ e ter a baixa luminosidade $\xi_{\bar{p}} \approx \xi'$, onde ξ' é um bom estimador de ξ . Quando $\mathcal{L} = 0,6 \times 10^{31}$ e $\bar{n} = 0,2$, *pile-up* e sinal são aproximadamente iguais. O experimento UA8 tinha como principal objetivo estudar a estrutura dos jatos hadrônicos do colisor de próton-antipróton, *Sp \bar{p} S* (*Super p \bar{p} Sincrotron*), no CERN [12] foi o pioneiro no estudo de difração dura observando a produção de jatos de alto momentum transversa, p_T , nos processos $p + \bar{p} \rightarrow p + \text{Jato}_1 + \text{Jato}_2 + X$ a $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$, esse experimento por sua vez utilizou outra técnica para tratar o problema do *pile-up*, sincronizando os detectores centrais, reconstruindo somente um vértice central e p_{tot} , a soma do momentum do próton p_z e a energia longitudinal no calorímetro UA2[13] no lado do próton, que não deveria ser superior ao p_{fixe} . Porém exigir nenhum *pile-up* para difração simples dura traz uma

consequência que é a luminosidade efetiva para interações simples \mathcal{L}_{ef} é menor que a medida \mathcal{L}_{me} . Para o CDF a \mathcal{L}_{me} foi 530 pb^{-1} enquanto que a \mathcal{L}_{ef} foi somente 45 pb^{-1} . Tratando-se de alta luminosidade para o LHC, a condição de operação nominal de acordo com a tabela 1.2 somente uma fração da luminosidade emitida consiste de colisões com interações próton-próton simples. Durante o período inicial de colisão será obtida a luminosidade total esperada para difração simples dura.

$\mathcal{L}_{me} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	k	$\bar{n}/\text{cruzamento}$	$\frac{\mathcal{L}_{ef}}{\mathcal{L}_{me}}$
3×10^{29}	43	0,07	0,95
2×10^{31}	156	1,26	0,40
1×10^{32}	156	6,30	0,01
1×10^{32}	936	1,05	0,46
2×10^{33}	2808	7	0,006

Tabela 1.2: A tabela mostra o número médio de interações por cruzamento do feixe para diferentes condições de operação no LHC e luminosidade efetiva. O k é o número de pacotes e a última coluna indica a fração de luminosidade efetiva quando se exige uma interação simples.

2 REGIÃO DIFRATIVA DAS INTERAÇÕES pp NO CMS

Neste estudo o impacto do empilhamento de eventos, tem seu foco principal na região física frontal e principalmente na componente difrativa do espectro de eventos produzidos nas interações pp a altas energias. Por esta razão vamos descrever sucintamente a região física difrativa e as principais variáveis cinemáticas.

Em uma colisão hádron-hádron, a região difrativa é caracterizada por uma lacuna (*gap*) na distribuição de rapidez causada pela ausência da dinâmica de cor. Supõe-se portanto que seja devido à troca de um objeto sem cor, mas o Pomeron é o que explica este *gap*. O início da primeira colisão pp , no ISR (*Intersecting Storage Ring*) [14] no CERN, nos anos 60 trouxe importantes descobertas no campo da difração hadrônica. Após os resultados desses experimentos pôde-se classificar as interações fortes como tendo uma parte “mole” e outra “dura”. A parte mole é descrita pela teoria de Regge [15] enquanto da parte dura, muitos aspectos são bem entendido na QCD. Neste caso, técnicas perturbativas podem ser usadas e a dinâmica do processo pode ser descrita em termos de quarks e gluons. Graças ao estudo dos processos difrativos duros foi possível construir uma ligação entre a teoria de Regge e a QCD [16], que combina alto momentum transversal, p_T , ou produção de quark pesado com as características típicas de processos difrativos suaves. Após o artigo de Balitsky, Fadin, Kuraev e Lipatov [17] nos referimos a esse desenvolvimento como BFKL.

2.1 Difração

O termo "difração" é usado em analogia ao fenômeno óptico que ocorre quando um feixe de luz encontra um obstáculo ou atravessa uma fenda com dimensões comparáveis ao comprimento de onda λ , em especial pela presença de um mínimo característico seguido de um máximo secundário. A intensidade em função do ângulo de espalhamento, θ , é dada por 2.1:

$$I(\theta) \sim 1 - \frac{R_0^2}{4} (k\theta)^2, \quad (2.1)$$

onde R_0 é o raio de um disco que serve de obstáculo para a luz incidente e $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. A distribuição da intensidade I é semelhante à distribuição da seção de choque diferencial $\frac{d\sigma}{dt}$ para o espalhamento elástico $pp \rightarrow pp$ para pequenos valores de $|t|$, dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim e^{-b|t|} \cong 1 - (P\theta)^2, \quad (2.2)$$

onde $t \cong (P\theta)$ é o quadrimomentum transferido ao quadrado, P é o momentum inicial do próton incidente e o θ , o ângulo de espelhamento. Os primeiros a propor uma definição para difração hadrônica, em Física de partículas, foram Good e Walker [18]:

“Um fenômeno é predito em que um feixe de partículas de alta energia, sofrendo espalhamento difrativo de um núcleo adquirirá componentes correspondentes a vários produtos das dissociações virtuais da partícula incidente... Estes sistemas produzidos via difração terão uma distribuição extremamente estreita em momento transverso característico e teriam os mesmos números quânticos da partícula inicial, ou seja, o mesmo spin, spin isotópico e paridade...” As características evidenciadas no texto de Good e Walker citado acima são : conservação dos números quânticos entre as partículas espalhadas, ou ainda troca dos números quânticos do vácuo, bem como as partículas produzidas estão concentradas em uma determinada região espacial, não havendo produção de partículas na região complementar a esta, ou seja, a troca dos números quânticos do vácuo implica na existência de lacunas (*gaps*) na distribuição espacial. Experimentalmente observa-se lacunas, ou grandes intervalos de rapidez, y produtos do espalhamento em altas energias e a presença de partículas do feixe que permanece intactas no estado final, apenas com uma pequena perda em energia. A variável cinemática denominada de rapidez y é dependente da energia da partícula E e da componente do momentum longitudinal da partícula, p_z de acordo com a equação :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{E + p_z}{E - p_z} \right|. \quad (2.3)$$

No limite em que a massa da partícula é muito menor que sua energia ($m \ll E$), a rapidez torna-se á pseudo-rapidez η dada pela equação :

$$\eta = - \ln tg \left(\frac{\theta}{2} \right), \quad (2.4)$$

onde o θ é o ângulo polar do espalhamento. Outras variáveis cinemáticas relevantes para processos difrativos são :

- Fração de momentum perdida pelo próton, ou fração de momentum do Pomeron (ξ) :

$$\xi = 1 - \frac{P_{inicial}}{P_{final}} = 1 - x_p, \quad (2.5)$$

sendo $P_{inicial}$ e P_{final} , respectivamente o momentum do próton antes e depois da interação e x_p é a fração de momentum inicial do próton transmitida ao próton espalhado.

- Massa difrativa

Denominamos massa difrativa M_X como a massa invariante do "vértice" difrativo. No limite de altas energias e nos processos onde há apenas uma troca de Pomeron, a massa difrativa é calculada usando a seguinte equação :

$$M_X = \sqrt{s\xi}, \quad (2.6)$$

onde \sqrt{s} é a energia de centro de massa da interação .

2.2 Topologias

Processos onde não há troca de números quânticos ou de números quânticos do vácuo, são explicadas como devidos à troca de um *Pomeron*¹, objeto este descrito pela teoria de Regge (trajetória de Regge dominante em altas energias). A difração hadrônica em escalas de grandes valores de p_T é descrita pela QCD (BFKL²). Diz-se troca de um pomeron como sendo a troca dos números quânticos do vácuo no canal t , sendo eles: $P = +1$, $C = +1$, $G = +1$ e $I = 0$, relativos aos operadores de paridade, conjugação de carga, G-paridade e isospin, respectivamente. A grosso modo, podemos fazer estimativas considerando a seção de choque próton-próton nas energias do LHC como

$$\sigma_{pp} = \{ \sigma_{inel} = 60 \text{ mb}; \sigma_{sd} = 12 \text{ mb}; \sigma_{el} = 40 \text{ mb} \}$$

mas sabemos que $\sigma_{sd} + \sigma_{el} = 47\% \sigma_{tot}$, portanto estes valores nos dá a informação de que há muita “física” na região frontal e difrativa, bem como informa que não se pode desprezar estudos realizados com o objetivo de tornar mais clara a física difrativa. Para que possamos entender melhor fenômenos físicos difrativos, separa-se em topologias como veremos abaixo:

- **Espalhamento Elástico** ocorre quando as partículas incidentes permanecem intactas no estado final.

$$p + p \longrightarrow p + p$$

¹ O pomeron agora é entendido em termos de partons do próton como um estado formado predominantemente de gluons.

²Balitski-Fandin-Kuraev-Lipatov(equações de evolução na fração de momentum do parton, x_{Bj}).

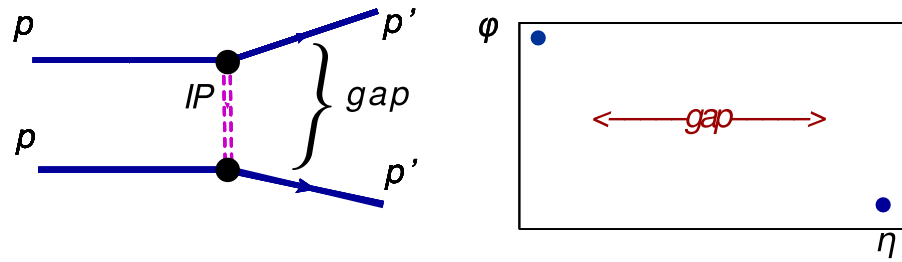


Figura 2.1: Espalhamento Elástico. Os pontos nos cantos superior esquerdo e inferior direito representam os próton espalhados no estado final.

- **Difração Simples:** quando uma das partículas se mantém intacta perdendo apenas uma pequena fração de seu momentum longitudinal, sendo espalhada próxima à linha do feixe, enquanto a outra fragmenta-se, produzindo do lado oposto jatos de partículas com uma lacuna de rapidez entre os jatos e o próton espalhado, isto no caso do espalhamento duro. Para o espalhamento suave é produzido um bloco de partículas. (Veja figura)

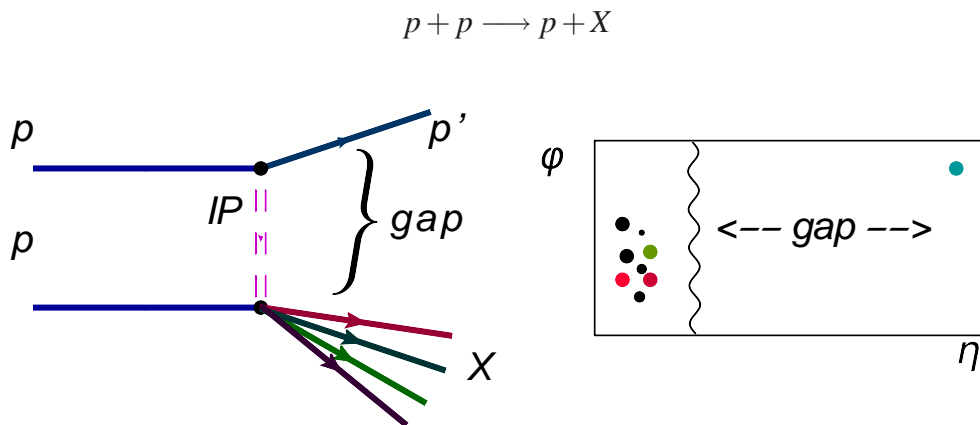


Figura 2.2: Difração Simples. O X representa o bloco um bloco de partículas no caso da interação suave e jatos no caso da interação dura.

- **Dupla Difração:** de forma análoga à difração simples, há a troca de um Pomeron, entretanto os dois prótons fragmentam-se preservando os números quânticos das partículas incidentes.

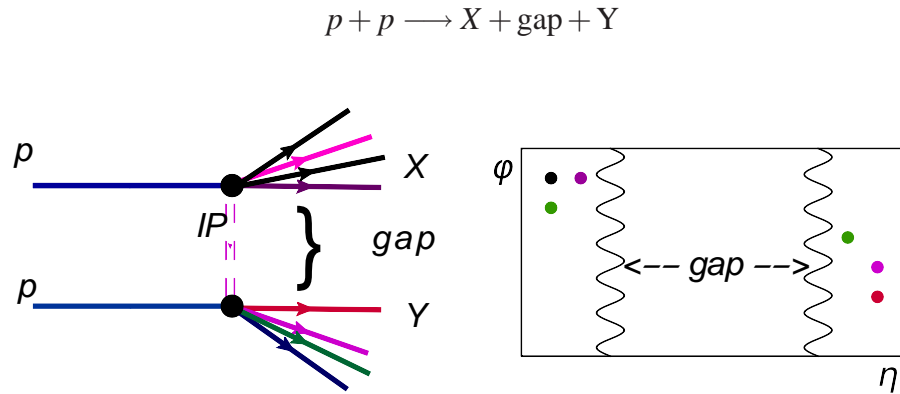


Figura 2.3: Dupla Difração . Observa-se um *gap* entre jatos, no caso da interação dura e no caso da interação suave X e Y são blocos de partículas.

- **Dupla Troca de Pomeron:** os dois prótons incidentes são espalhados próximos à linha do feixe , trocam dois Pomerons, havendo a presença de dois jatos na região central do detector em torno de ($\eta = 0$), levando a uma região de ausência de partículas entre os prótons espalhados.

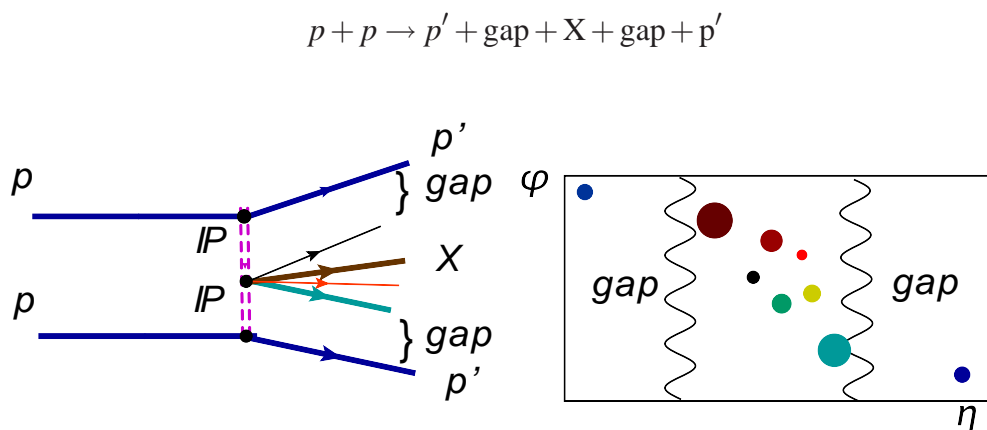


Figura 2.4: Dupla Troca de Pomeron. O X representa um bloco de partículas, no caso da interação suave e jatos no caso da interação dura.

Os processos hadrônicos são classificados em dois regimes: regime *mole* e regime *duro*:

- **Difração Suave** é caracterizada por uma forte concentração de eventos com baixos valores de $|t|$, onde t é o quadrimomentum transferido no processo. A seção de choque diferencial é dependente de t , $d\sigma/dt \sim \exp(-R^2t)$, onde R corresponde ao tamanho do hádron ($\sim 1fm$)[19]. O processo hadrônico suave é descrito pela teoria de Regge e não está no escopo deste trabalho.
- **Difração Dura** é caracterizada por altos valores de $|t|$ e a presença de jatos. A cromodinâmica quântica investiga o comportamento do Pomeron através da aproximação perturbativa descrevendo o Pomeron como um aglomerado de glúons que interagem entre si. O Pomeron aqui é então chamado de uma escada(*ladder*) de glúons.

2.3 Outros processos investigados pelo CMS

Faremos um breve comentário sobre alguns canais que podem ser estudados pelo CMS, pois a física acessível é uma função da luminosidade integrada.

- **Difração Simples (SD) inclusiva e Dupla Troca de Pomeron (DPE) a baixa luminosidade**

À luminosidade instantânea de até $10^{32}cm^{-2}s^{-1}$ (“baixa” luminosidade) é possível estudar eventos de difração simples, $pp \rightarrow pX$, bem como eventos de dupla troca de Pomeron, $pp \rightarrow pXp$, exigindo no evento um ou dois *gaps* de rapidez explicitados nas diferentes regiões físicas possíveis. As seções de choque e as massas do sistema X (M_X) são importantes quantidades a serem medidas nos processos inclusivos de difração simples e dupla troca de Pomeron no CMS. Um fator importante é o fato dos eventos difrativos serem constituídos por uma grande fração de eventos de *pile-up*, o estudo desses eventos é de extrema importância para se entender dados de alta luminosidade ($10^{34}cm^{-2}s^{-1}$) e ter uma simulação mais adequada, onde serão sobrepostos aproximadamente 35 eventos de *pile-up* a qualquer evento duro.

- **SD e DPE produzindo dijatos, bósons vetoriais e quarks pesados**

A produção de jatos inclusivos e quarks pesados são principalmente sensíveis à componente gluônica dos $dPDFs^3$, enquanto que os bósons vetoriais são sensíveis aos quarks. Para acessar $dPDFs$ e distribuições de partons generalizadas($GPDs$)[19][20], é necessário estabelecer o quanto as interações difrativas são suprimidas por interações suaves de partons espectadores dos hádrons interagentes. A taxa de comparação de SD e DPE inclusivo ajudará a quantificar essa supressão: como uma consequência da quebra de fatorização, a

³Diffractive Parton Density Function: probabilidade condicional de encontrar um parton quando o estado final do processo contém um *leading* próton de um dado quadri-momentum. Distribuição dos partons difrativos é acessado em eventos difrativos inclusivos.

função de estrutura difrativa extraída, diz que a produção de jatos de SD difere da obtida da produção de jatos de DPE. A função de estrutura tanto no caso da SD quanto da DPE é sensível à probabilidade de sobrevivência do *gap* de rapidez.

- **Produção central exclusiva (CEP)**

O processo de DPE é uma grande ferramenta para a pesquisa de nova física devido à luminosidade medida que atingirá dezenas de fb^{-1} . Como exemplo de processo central exclusivo temos $pp \rightarrow p\phi p$, este contém grandes *gaps* de rapidez entre o próton difratado e o produto do decaimento do méson ϕ . Algumas das razões de se estudar este processo são:

- a massa do sistema central pode ser determinada com precisão a partir da medição das componentes do momentum longitudinal e transversal de um próton espalhado;
- se o próton espalhado permanece intacto e espalhado a baixo ângulo, então assumimos que o sistema central ϕ é produzido com $J_Z = 0$, C e P par;
- o processo entrega um bom sinal em relação ao fundo (*background*), devido a combinação da regra de seleção $J_Z = 0$, o efeito de cor e fatores de spin, resolução da massa e a simplicidade do evento nos detectores centrais.

Os efeitos da produção central são sensíveis à violação de CP entre o acoplamento dos objetos ϕ e os glúons; esses efeitos podem ser medidos diretamente via distribuição do ângulo azimutal entre os momenta do próton espalhado.

- **Interações de fótons a altas energias**

Uma fração significativa de eventos no CMS envolve interações de fótons a energias acima da escala eletrofraca, de aproximadamente $100 GeV$. Os prótons irradiam os fótons que frequentemente sobrevivem à colisão intactos e são espalhados em ângulos comparáveis à divergência angular do feixe. Ao exigir a detecção de um ou dois prótons frontais, como é feito para interações difrativas, interações fóton-fóton e fóton-próton podem ser selecionadas. A média da energia perdida pelo próton é maior e o espalhamento do próton tem ângulo menor na troca do fóton em comparação ao caso difrativo. Isto pode ser utilizado para estabelecer contribuições relativas destes dois processos. A produção de pares de γs , Zs , ou Ws em interações $\gamma\gamma$ não permitido no nível de árvore ($\gamma\gamma$, ZZ) ou sensível ao acoplamento quártico (WW). Já para pares de léptons de fóton-fóton a baixo momentum transferido para o próton, pares de léptons são exclusivamente produzidos pela dupla troca de fótons, $pp \rightarrow pl^+l^-p$, isto é, por um processo de eletrodinâmica quântica com seção de choque conhecida. A produção de pares de elétrons de dois fótons, $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, tem sido observado em colisões e^+e^- e ep , e recentemente pelo CDF [21]. A primeira vez que a produção exclusiva de di-fótons foi observada em colisões hádron-hádron, e a massa do sistema ($10GeV \leq M_{ee} \leq 38GeV$) está em acordo com a predição da eletrodinâmica quântica obtida com o Monte Carlo LPAIR.

- **Low-x QCD: estudos de jatos frontais**

A produção de jatos frontais no LHC é um processo ideal para investigar o efeito de QCD a baixo x ($low-x$)⁴[22]. Como exemplo temos a medição das seções de choques de um único jato e dijetos de “Müller – Navelet“ (MN)[23], onde jatos com p_T moderadamente elevados e similares são produzidos com uma separação de rapidez relativamente grande. O interesse na antiga medição é baseada no uso de jatos com E_T relativamente baixas para obter as *PDFs* (especialmente a distribuição de glúons) dos prótons com fração dos momenta da ordem de $x \sim 10^{-4}$. A figura 2.5 mostra o $\log(x_{1,2})$ da distribuição do espalhamento de dois partons em colisões pp a $\sqrt{s} = 14 TeV$ e produzindo, pelo menos, um jato na aceptância do calorímetro hadrônico frontal (ver seção 3.2.5) como simulada com o PYTHIA 6.403 [24].

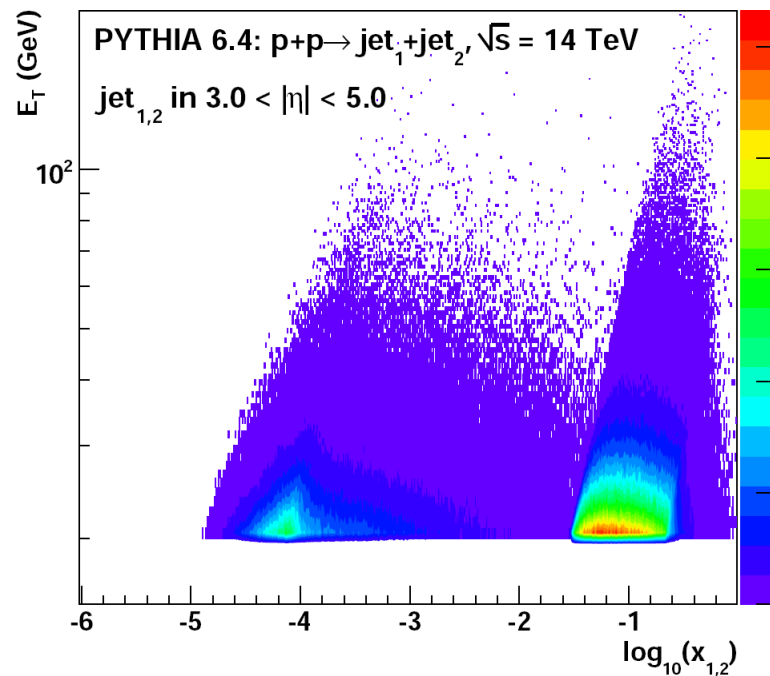


Figura 2.5: Distribuição de $\log(x_{1,2})$ na colisão de dois partons a $\sqrt{s} = 14 TeV$ produzindo, pelo menos, um jato acima de $E_T = 20 GeV$ dentro da aceptância do HF(calorímetro hadrônico frontal) $3,0 < |\eta| < 5,0$ como determinado pelo PYTHIA.

- **Low-x QCD: Drell-Yan**

O estudo da produção frontal de pares de léptons de baixa massa no LHC é uma grande oportunidade de acessar diretamente densidades de quarks com baixo x no próton. Nesse processo, os pares de léptons originários de uma aniquilação de um par de quark-antiquark são relacionados à massa de dilépton, M , e rapidez y , dos pares de léptons através das equações:

⁴Região cinemática onde a fração de momenta dos partons tem valores pequenos para $x_{Bj} < 10^{-4}$

$$\begin{aligned}
 M_2 &= sx_1x_2; \\
 x_{1,2} &= \frac{M}{\sqrt{s}}e^{\pm y},
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

com a energia de centro de massa $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Para acessar o baixo x é necessário um desequilíbrio na fração dos momenta, colocando o par de léptons em um referencial de alta rapidez.

- **Lacunas de rapidez entre jatos frontais**

Eventos com um grande *gap* de rapidez entre jatos de alto valor de energia transversa E_T foram descobertos nos experimentos do Tevatron e HERA. O quadrimomentum transferido $|t|$ através do *gap* pode ser tão grande quanto 1000 GeV^2 . A causa disto poderia ser a troca de um singleto de cor descrito por BFKL entre os prótons espalhados, ou uma troca de glúon seguida por interações de cores moles[25] para formar o *gap* numa escala maior de espaço-tempo. Planeja-se estudar esse processo a baixa luminosidade pois é o suficiente para obter interações únicas, mas é alta o suficiente obter jatos de alto E_T separados por ~ 5 unidades de rapidez.

- **Processos de raios cósmicos testados no LHC**

Uma simulação eficaz é fundamental para o estudo de interações de raios cósmicos primários na escala de energia de $\text{PeV}(10^{15} \text{ eV})$ na atmosfera. Os geradores disponíveis diferem significativamente em suas previsões para o fluxo de energia, multiplicidade, fração da energia hadrônica, etc, em especial a alta rapidez.

A energia e massa de raios cósmicos de ultra alta energia são obtidos com a ajuda de códigos de Monte Carlo que descrevem o desenvolvimento de chuviros (dominado por interações frontais e QCD suaves) na alta atmosfera. Existem diferentes modelos de interação hadrônica a alta energia que fazem previsões de fluxo de energia, multiplicidade e outras quantidades de chuviros. Há diferenças de até três fatores entre as previsões de modelos atualmente disponíveis, com inconsistências significativas na região frontal ($|\eta| > 5$). A taxa de partículas cósmicas acima de 100 PeV é $O(10^{-4})$ partículas por m^2/ano [26], muito baixo para análise quantitativa confiável. Medições em aceleradores são muito importantes para sintonizar os modelos [27].

3 EXPERIMENTO CMS

Este trabalho tem sido no contexto do experimento CMS, um dos quatro detectores do LHC no CERN. Apresenta-se a seguir então primeiramente com um resumo sobre o acelerador LHC e mais adiante o CMS como um todo.

3.1 *Large Hadron Collider*

O LHC, o maior instrumento científico do mundo, é um colisor de prótons construído no CERN. Previsto para funcionar com uma energia no centro de massa de 14 TeV e uma luminosidade de até $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ é uma máquina de potenciais e complexidades sem precedentes. Está instalado no mesmo túnel de 27 km onde encontrava-se o LEP (*Large Electron Positron*).

A seção de choque determina a taxa de interação R de um determinado processo de acordo com a fórmula $R = \mathcal{L} \sigma$. O fator \mathcal{L} é chamado *Luminosidade* que representa o número de colisões por unidade de tempo e área de seção de choque efetiva. Em um colisor de raio R a energia perdida por revolução devido à radiação síncrotron é proporcional a $\frac{E^4}{m^4R}$ onde E e m são respectivamente a energia e a massa das partículas aceleradas. A luminosidade instantânea do feixe é dada por:

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F, \quad (3.1)$$

onde γ é o fator de Lorentz, f é a frequência de revolução N_p é o número de prótons por pacote, k_B é o número de pacotes, ϵ_n é a emitância transversa (*valor nominal de $3,75 \mu\text{m}$*), β^* é o valor beta no ponto de interação e F é o fator de redução devido ao ângulo entre os feixes no cruzamento dos pacotes. O LHC irá acelerar e colidir tanto prótons como íons pesados como Pb. Nos pontos de colisões foram construídos quatro detectores, ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) dedicado à física dos íons pesados, LHC-b (*LHC beauty experiment*) dedicado a física do quark b e os outros dois ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) e CMS (*Compact Muon Solenoid*) para propósitos gerais. A figura 3.1 mostra os quatro detectores no LHC. Os parâmetros do LHC estão organizados na tabela 3.1.

Graças a sua alta energia de centro de massa e alta luminosidade, o LHC possui possibilidades não só para a descoberta do Higgs mas também em muitos outros campos como medidas de precisão eletrofraca, pesquisas em física do b , estudo de partículas supersimétricas, etc. O



Figura 3.1: Os quatro detectores localizados nos pontos de colisões do LHC.

sistema de coordenadas do CMS tem como origem o ponto de colisão, com o eixo y apontando para cima e o eixo x radialmente para o centro do LHC. O eixo z aponta na direção do feixe, como mostra a figura 3.2. O ângulo azimutal ϕ é medido a partir do eixo x no plano $x-y$, enquanto o ângulo polar θ é medido a partir do eixo z . A pseudo-rapidez é definida como sendo $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. O momentum e energia transversos, p_T e E_T , respectivamente, são medidos a partir das suas componentes x e y , e E_T , “energia transversa perdida”(missing transverse energy) denota o desbalanço de energia neste mesmo plano transversal.

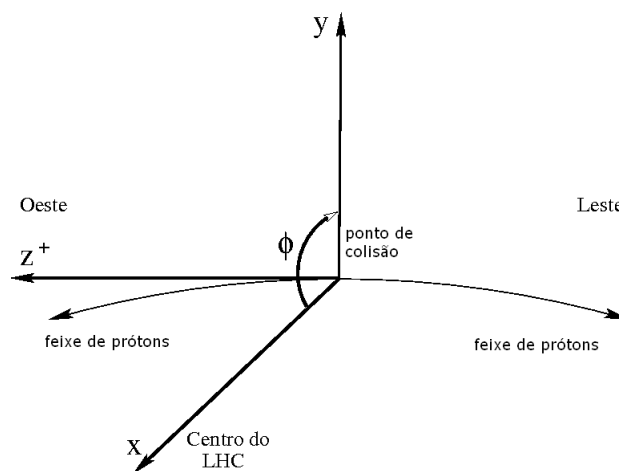


Figura 3.2: Sistema de referência do CMS [28].

Parâmetro	Variável	Valor
Energia do próton	E	7TeV
Campo do dipolo magnético	B	8,33T
No. de partículas/pacote	N_p	$1,15 \times 10^{11}$
Valor betatron no ponto de interação	β^*	0,55m
No. de pacotes	k_B	2808
Luminosidade	\mathcal{L}	$2 \times 10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Raio do feixe no ponto de interação	σ^*	$16 \mu \text{ m}$
Tempo entre as colisões	τ_b	25ns
Duração da luminosidade	τ_L	15hrs
No. de colisões /cruzamento	n_c	$\simeq 20 (\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$

Tabela 3.1: Parâmetros do LHC para colisões próton-próton.

3.2 O detector CMS

O detector CMS tem como aspecto fundamental o campo magnético que é obtido usando um solenóide supercondutor com um comprimento de cerca de 12 m e de um diâmetro interno de aproximadamente 6 m, o campo magnético de 4 T, cerca de 100.000 vezes o campo magnético da Terra. Este super ímã facilitará a medição precisa dos momenta das partículas carregadas. As suas principais características são:

- boa capacidade de identificação de múons, com boa resolução na medida do momentum em uma grande faixa de valores e com grande cobertura em η ($|\eta| < 2,5$); boa resolução na massa de di-múons ($\sim 1\%$, para $100 \text{ GeV}/c^2$); capacidade para distinguir a carga dos múons para $p < 1 \text{ TeV}/c$;
- boa resolução em momentum e eficiência de reconstrução do sistema de trajetórias, para partículas carregadas. Boa identificação e *trigger* de τ 's e jatos de b , com a instalação de detectores de *pixel*;
- boa resolução em energia eletromagnética e massa para di-fótons e di-eléctrons ($\sim 1\%$ para $100 \text{ GeV}/c^2$), medição da direção de fótons e localização do vértice primário de interação rejeição de π^0 's e isolamento de fótons e léptons em alta luminosidade;
- boa resolução em energia transversa perdida E_T e na medida da massa de dijetos, com a instalação de calorímetros hadrônicos e com grande segmentação ($\Delta\eta \times \Delta\phi < 0,1 \times 0,1$).

A figura 3.3, mostra o esquema geral do detector. O solenóide supercondutor de 4 T está localizado no centro do CMS, com 13 m de comprimento e 6 m de diâmetro interno. Na parte mais interna encontra-se o sistema de traços cujo volume é dado por um cilindro de 5,8 m de comprimento e 2,6 m de diâmetro, possui 10 camadas de detectores de *microstrip*

que fornecem a granularidade necessária para lidar com altas multiplicidades de traços. Além de conter 3 camadas de detectores de *pixel* de silício situados próximos a região de interação para melhor medição do parâmetro de impacto dos traços das partículas carregadas e dos vértices secundários.

O calorímetro eletromagnético (ECAL) está localizado após o sistema de traços e possui uma cobertura em η até $|\eta| < 3,0$, homogêneo, composto de cristais de PbWO_4 . Um sistema de *preshower* é instalado na frente do ECAL nos *endcaps*. O calorímetro hadrônico (HCAL) envolve o ECAL e é composto por camadas de bronze como material absorvedor e cintiladores como elemento ativo. A cobertura vai até $|\eta| < 5,0$, graças a um calorímetro frontal composto de camadas de ferro/fibras de quartzo que funciona a partir de detecção de luz Čerenkov. O comprimento total do detector CMS é 21,6 m, 14,6 m de diâmetro e peso total de 12500 toneladas. A Figura 3.4, mostra a distribuição em η para a quantidade de comprimentos de radiação e interação que determinam a capacidade de absorção de chuviros eletromagnético e hadrônico, respectivamente, no detector CMS, para as diferentes camadas correspondentes ao ECAL, HCAL e sistemas de múons, tanto no barril quanto nos *endcaps*. Os cristais de PbWO_4 garantem para o ECAL acima de 25 (X_0) comprimentos de radiação .

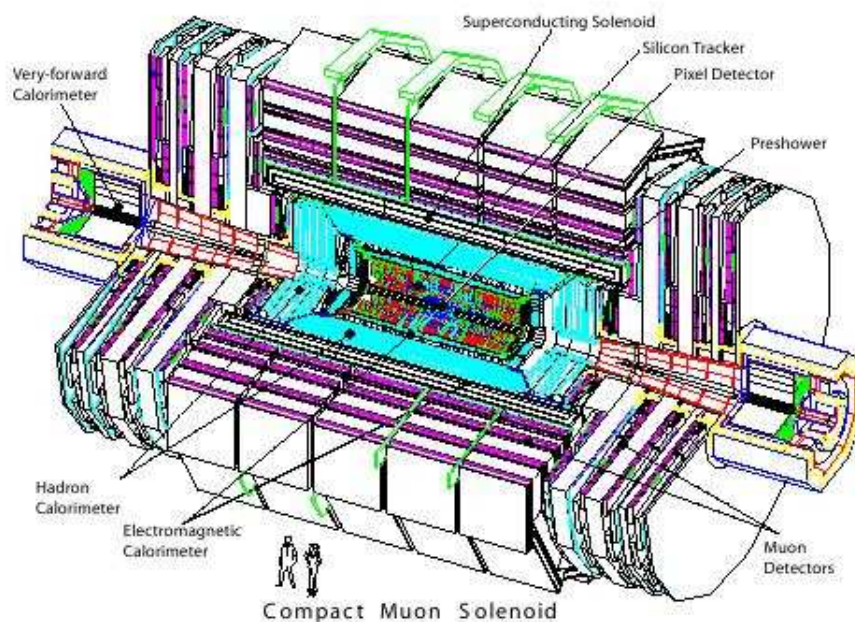


Figura 3.3: Vista em perspectiva do detector CMS [29].

3.2.1 Sistema de traços

Localizado na parte mais interna do CMS, o sistema de traços tem como objetivo reconstruir com alta eficiência e resolução de momentum das trajetórias de partículas carregadas com alto p_T na região de $(|\eta|) < 2,5$, bem como medir seu parâmetro de impacto

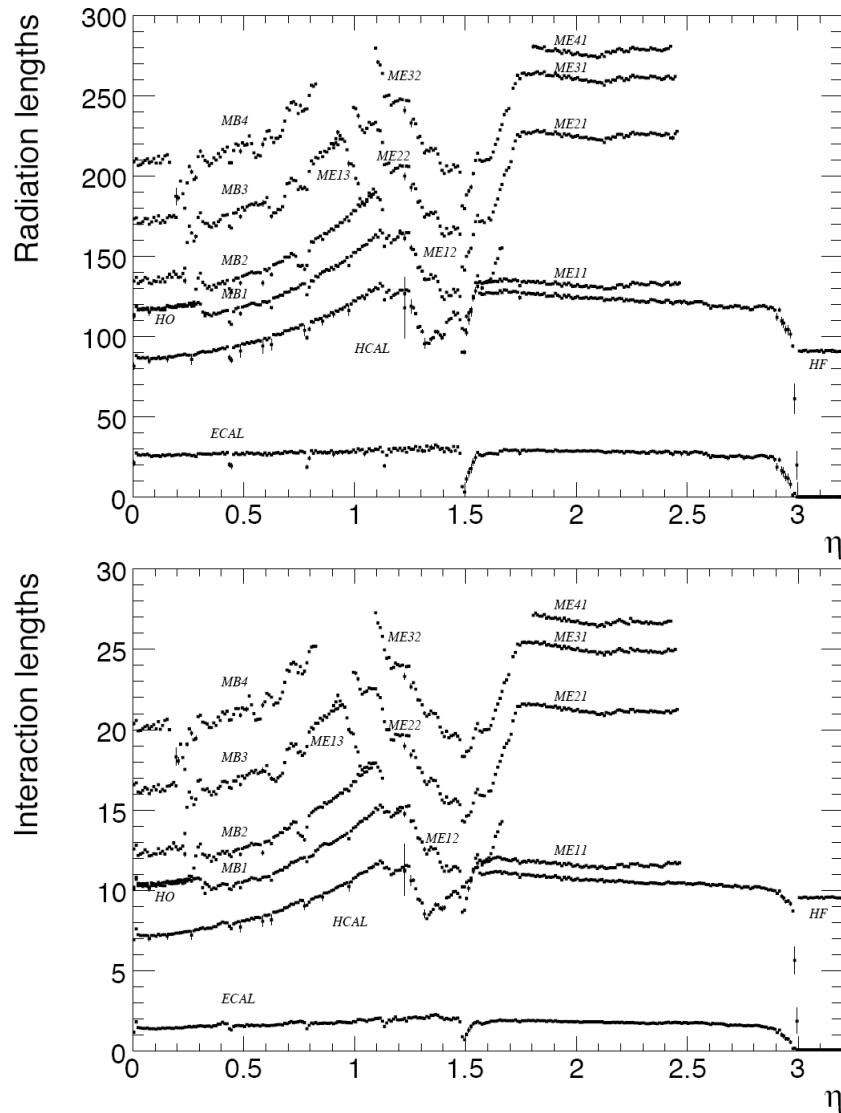


Figura 3.4: Comprimentos de radiação do detector CMS(esquerda) e comprimentos de interação (direita), numa região de até $|\eta| < 3.0$ que compreende o HCAL, ECAL e o sistema de múons. [29].

e reconstruir com precisão os vértices secundários. A região mais próxima ao ponto de interação ($r \sim 10$ cm) onde há um alto fluxo de partículas, é um ponto crucial para a medida do parâmetro de impacto. Nesta região foram instalados detectores de *pixel* finamente seguidados de dimensões $100 \times 150 \mu\text{m}^2$. Já na região compreendida entre ($20 < r < 50$ cm) foram instalados detectores de micro-tiras de silício (*Silicon MicroStrip Detectors*). Por fim, na região mais externa ($55 < r < 110$ cm) do Sistema de Traços também foram instalados detectores de silício, mas com células de dimensões de $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$. Os detectores de *pixel* e de silício são descritos respectivamente nas Seções 3.2.1 e 3.2.1 .

O detector de pixel

A figura 3.5 mostra a representação tridimensional do detector de *pixel*. Na região do barril foram instaladas 3 camadas de detectores de *pixel* a 4,4 cm, 7,3 cm e 10,2 cm da linha do feixe, nas tampas estão contidos dois discos de cada lado com raio de 6 a 15 cm em $|z| = 34,5$ cm e 46,5 cm, com as lâminas rotacionadas em 20° axialmente. A resolução espacial é de $10 \mu\text{m}$ no plano $r - \phi$ e $\sim 20 \mu\text{m}$ na direção z .

O Detector de Pixel propicia excelente resolução para a reconstrução dos vértices secundários de quarks b e decaimentos de τ .

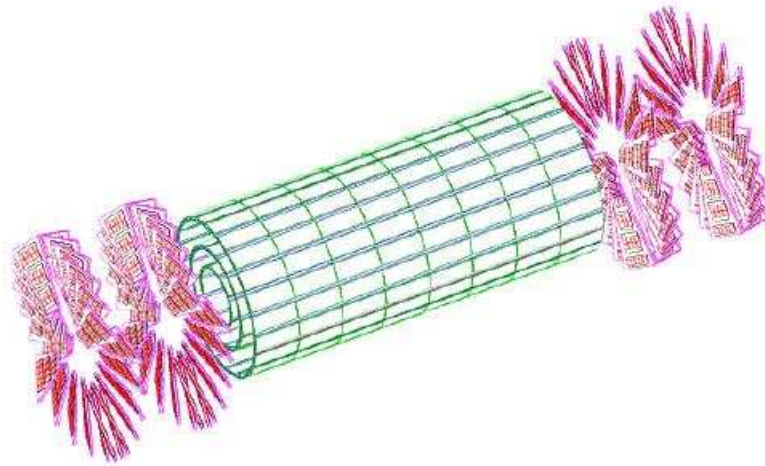


Figura 3.5: Uma visão tridimensional do detector de *pixel* [30].

O detector de micro-tiras de silício

O Sistema de traços consiste de 66 milhões de *pixels* e 9,6 milhões de tiras de silício divididas no barril e nas tampas. A região do barril é dividida em 2 partes: **TIB**(*Tracker Inner Barril*) e **TOB**(*Tracker Outer Barril*). O **TIB** consiste de 4 camadas que cobrem até $|z| = 65$ cm e o **TOB**, 6 camadas cobrindo até $|z| = 110$ cm. As tampas são divididas em **TEC**(*Tracker End Cap*), consistindo de 9 discos na região $120 < |z| < 280$ cm, e o **TID** (*Tracker Inner Disks*), com 3 discos no espaço entre o **TIB** e o **TEC**. A figura 3.6 ilustra algumas das camadas de tiras de silício.

3.2.2 Calorímetro eletromagnético

O calorímetro eletromagnético do CMS [31], ou ECAL, mede a energia e a posição de elétrons e fótons. Ele é um calorímetro homogêneo, composto de 61200 cristais de tungstato (PbWO_4) na região do barril, complementados com mais 7324 cristais em cada uma das 2 tampas (*endcaps*). Os cristais de PbWO_4 possuem um comprimento de radiação de

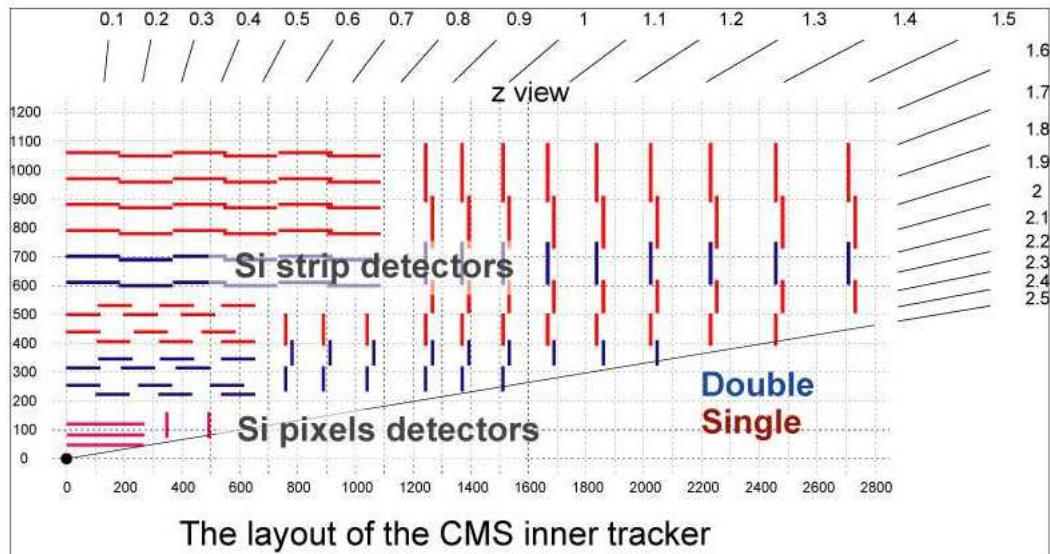


Figura 3.6: Vista longitudinal de um quarto do Sistema de Traços incluindo as tiras de silício e o detector de pixel [30].

$X_0 = 0,89 \text{ cm}^1$ e um raio de Molière² de $R_M = 2,2 \text{ cm}$, que são consideravelmente pequenos, possibilitando a absorção do chuveiro eletromagnético em uma quantidade de material reduzida, importante para o projeto hermético e compacto do detector e com alta granularidade; eles ainda são rápidos e resistentes à radiação. O fato de produzirem pouca luz no processo de cintilação ($30 \gamma/\text{MeV}$) faz com que seja necessário utilizar foto-detectores especiais, com ganho intrínseco e que possam operar em um campo magnético elevado. No barril foram utilizados APD's (*Silicon Avalanche PhotoDiodes*) e nas tampas VPT's (*Vacuum PhotoTriodes*). Tanto os cristais quanto os foto-diodos requerem uma baixa variação de temperatura.

O calorímetro é dividido em duas seções: o EB é a seção do barril cuja cobertura em pseudorapidez é de $0 < |\eta| < 1,479$ e o EE é a seção das tampas, cobrem uma região $1,479 < |\eta| < 3,0$. A figura 3.8 mostra a vista longitudinal de um quarto do ECAL. Frente às tampas está instalado um detector pré-chuveiros, constituído por dois planos de detectores de tiras silício, com um comprimento total de radiação de $3X_0$. Este detector permitirá rejeições de pares de fótons do decaimento de π^0 s e melhorar a estimativa da direção dos fótons, para a

¹O comprimento da radiação é dada pela expressão: $X_0 = 716,4A / Z(Z+1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}} \text{ gcm}^{-2}$

²O raio de Molière é uma característica constante de um material que dá a escala de dimensão transversa dos chuveiros eletromagnéticos iniciados por um elétron ou fóton incidente a alta energia. Ele está relacionado com o comprimento de radiação X_0 pela seguinte relação aproximada: $R_M = 0,0265X_0(Z+1,2)$.

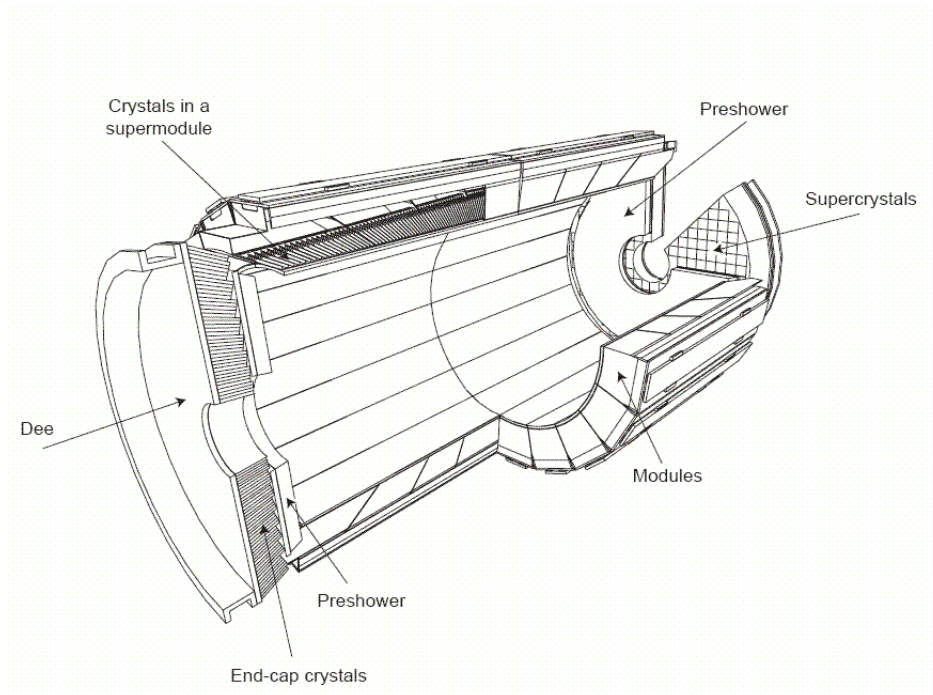


Figura 3.7: Layout do calorímetro eletromagnético(ECAL) mostrando a disposição dos módulos de cristais, super módulos e tampas, com o prechuveiro em frente. [32].

medição da massa invariante dos di-fótons.

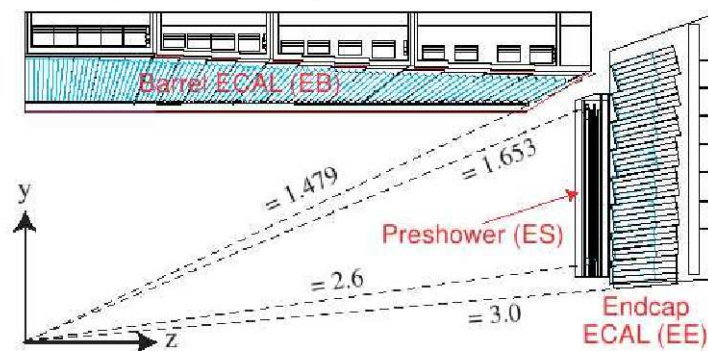


Figura 3.8: Calorímetro eletromagnético(ECAL). As regiões na pseudo-rapidez são representadas pelas linhas tracejadas. [31].

3.2.3 Calorímetro hadrônico

O Calorímetro Hadrônico [33], ou HCAL, tem como objetivo medir a energia e a direção de jatos hadrônicos e a energia transversa perdida. O barril e as tampas do HCAL estão situados atrás do Sistema de Traços e o ECAL próximo ao ponto de interação. A seção do HCAL no barril HB consiste em 2304 torres com segmentação $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$. O HCAL possui uma seção externa ao solenóide, o HO, cobrindo a região de $0 < |\eta| < 1,26$. O HO aumenta a espessura em comprimentos de interação efetiva do HCAL para mais de 10λ , detectando chuveiros hadrônicos extremamente penetrantes. A seção do HCAL nas tampas HE consiste, cada uma, de 14 torres em η , cobrindo a região $1,3 < |\eta| < 3,0$. Na região compreendida em $3,0 < |\eta| < 5,0$, o HCAL é complementado por um calorímetro frontal, o HF que funciona a partir de detecção de luz Čerenkov. Ele está localizado a 11,2 m do ponto de interação e possui 1,65 m de ferro com fibras de quartzo de 0,6 mm de diâmetro inseridas paralelamente ao eixo do feixe, separadas em uma grade com espaçamento de 5 mm. A figura (3.9) mostra as localizações das seções do Calorímetro Hadrônico.



Figura 3.9: Vista longitudinal do detector CMS mostrando as localizações das seções do HCAL, HB, HE, HO e HF [32]

O barril HB

A seção do barril está dividida em duas partes, cada parte inserida em cada extremidade do barril do criostato do solenóide supercondutor. Quanto à sua geometria absorvedora o HB é composto por 36 cunhas azimutalmente idênticas que formam as duas partes da seção do barril (HB+ e HB-). As cunhas são construídas a partir de placas planas de latão, absorvedor alinhado paralelamente ao eixo do feixe. O esquema de numeração das cunhas é mostrado na figura 3.10. Cada cunha é segmentada em quatro setores no ângulo azimutal (ϕ).

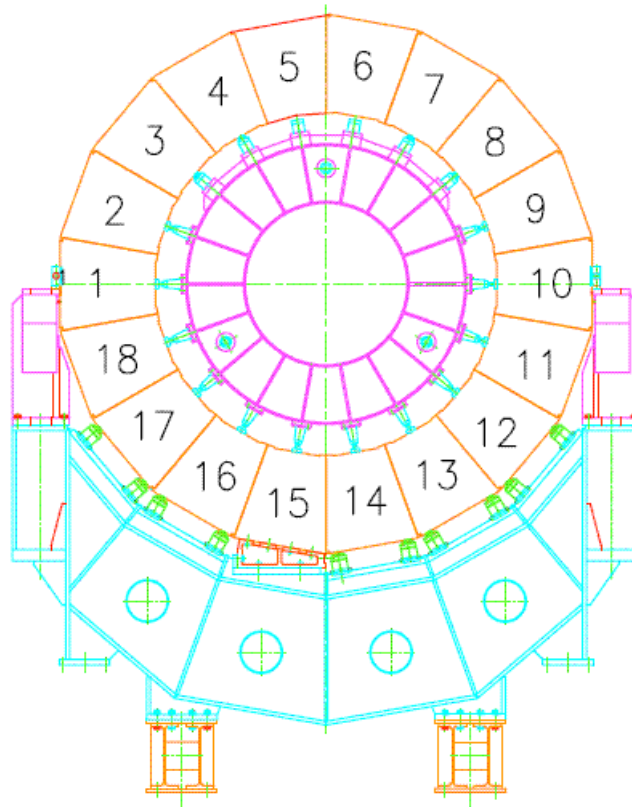


Figura 3.10: Esquema de numeração das cunhas do HB. A cunha 1 está situada na direção $(x+)$ do anel do LHC.[32]

3.2.4 Tampas HE

A seção das tampas do calorímetro hadrônico (HE) cobre uma região substancial do intervalo de rapidez $1,3 < |\eta| < 3,0$, uma região com cerca de 43% das partículas produzidas no estado final. A alta luminosidade do LHC ($10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), permite o HE lidar com alta (MHz) contando taxas e têm alta tolerância de radiação (10 MRad após 10 anos de funcionamento), na região de $\eta \ll 3,0$. A geometria absorvedora é motivada pela necessidade de minimizar as fissuras entre HB e HE, em vez de resolução de energia de partícula única, já que a resolução de jatos do HE é limitada pelo *pile-up*, efeitos do campo magnético e fragmentação dos partons.

Bandejas cintiladoras

O número total de telhas para ambos os calorímetros HE é de 20916 e o número de bandejas é 1368. O esquema de numeração em η é mostrado na figura 3.11, a definição do CMS para o ϕ , quando aplicado ao HE é mostrado na figura 3.12. Os cintiladores são embalados com Tyvek³ e intercalados com folhas de duralumínio.

³Tyvek é uma fibra de polietileno de alta densidade, um material sintético. O material é muito forte, é difícil de rasgar, mas pode facilmente ser cortado com tesoura ou qualquer outro objeto pontiagudo.

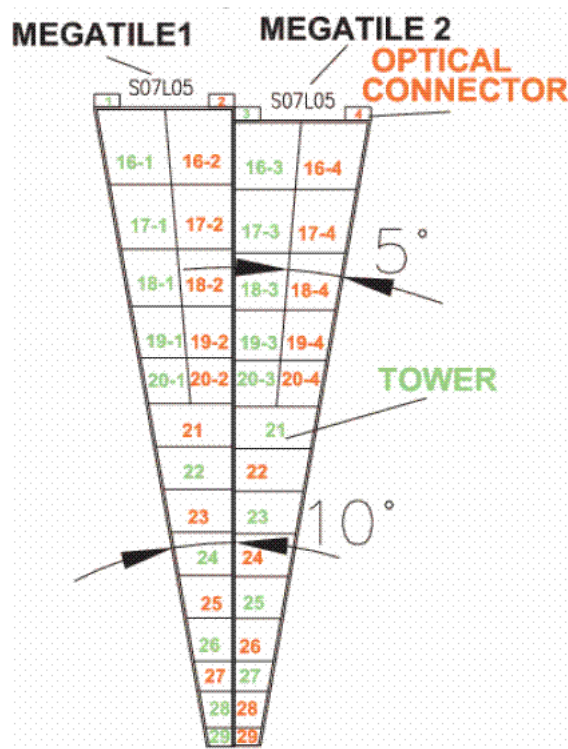


Figura 3.11: Esquema de numeração para as telhas nas bandejas cintiladoras adjacentes[32].

As bandejas são relativamente rígidas, o que é muito importante na absorção. Para controlar a qualidade da bandeja cintiladora, um laser UV de nitrogênio foi usado para excitar os cintiladores. A luz é conduzida, direcionada, por fibras de quartzo ao conector. Estas fibras são delimitadas com refletores de alumínio e distribui a luz de todos os telhas. A luz produzida por um sinal luminoso UV no cintilador é semelhante ao sinal induzido por uma partícula carregada. Isto permite uma verificação do desempenho da rota óptica do cintilador à eletrônica, proporcionando uma importante técnica para monitorar a possível degradação da transparência, devido o dano causado pela radiação. Além de calibração e de acompanhamento, uma fonte radioativa movendo-se em um tubo de aço inoxidável é utilizada para estudar a dependência temporal dos coeficientes de calibração. As bandejas são inseridas nas lacunas de absorção e fixada por parafusos. Na parte de trás do calorímetro, caixas com fotodetectores e eletrônica estão localizadas no corte mostrado na figura 3.13. Cabos ópticos transmitem sinais das bandejas cintiladoras para os fotodetectores.

3.2.5 Calorímetro Frontal HF

O calorímetro frontal HF receberá um fluxo de partículas sem precedentes. Em média, 760GeV por interação próton-próton é depositado nos dois calorímetros HF, em comparação com apenas 100GeV para o resto do detector. Além disso, essa energia não está distribuída uniformemente, mas tem um máximo acentuado na mais alta rapidez. Para $\eta = 5$, após uma lu-

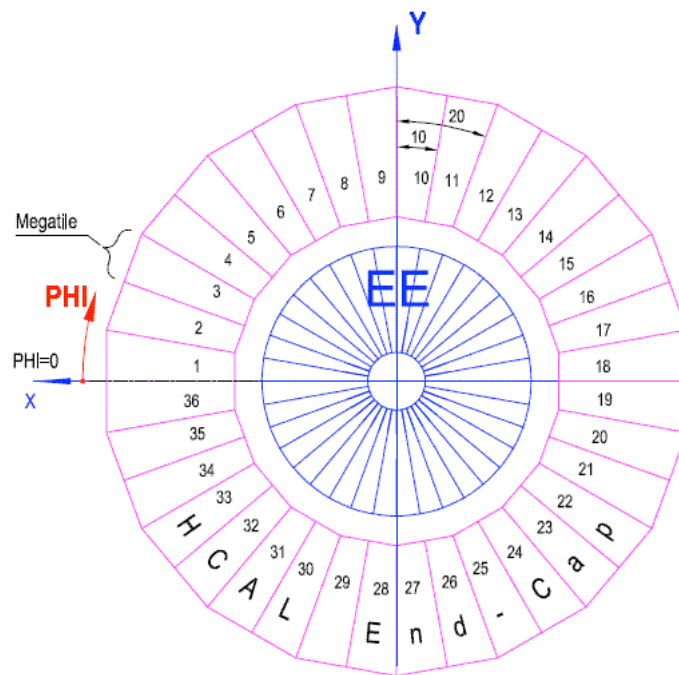


Figura 3.12: Esquema de numeração para as cunhas do HE visto do ponto de interação. A direção $x+$ aponta para o centro do anel do LHC[32].

miniosidade integrada de $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$ (≈ 10 anos de funcionamento LHC), o HF experimentalá 10 MGy^4 . As taxas de hádrons carregados serão extremamente elevadas. O sucesso da operação depende fundamentalmente da radiação do material ativo. Esta foi a principal razão pela qual fibras de quartzo foram escolhidas como os meios ativos. O HF é essencialmente uma estrutura cilíndrica de aço com raio externo de $130,0 \text{ cm}$. A face frontal do calorímetro está situado a $11,2 \text{ m}$ do ponto de interação. A figura 3.14 mostra uma vista de seção do HF. As fibras são paralelas à linha do feixe, e estão agrupados para formar torres $0,175 \times 0,175 (\Delta\eta \times \Delta\phi)$ de figura 3.15.

Monitor de luminosidade do HF

A medida da luminosidade no CMS será utilizada para monitorar o desempenho do LHC pacote por pacote com base no tempo real e fornecer uma normalização global para análises físicas. O objetivo da concepção para a medição em tempo real é a de determinar a luminosidade média com uma precisão estatística de 1% com uma taxa de atualização de 1 Hz . Para análises *offline*, o objetivo é conceber um sistema de precisão com 5%, embora todos os esforços serão feitos para produzir um resultado mais acurado. Ambos os requisitos devem ser cumpridos ao longo de um grande leque de luminosidades, estendendo-se desde $10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Para a extração da luminosidade instantânea um tempo real com o HF estão sendo

⁴ $10 \text{ MGy} = 1 \text{ Grad} = 10 \text{ J/kg} = 6,2 \times 10^{18} \text{ eV/kg} = 6,2 \times 10^{18} \text{ GeV/kg}$

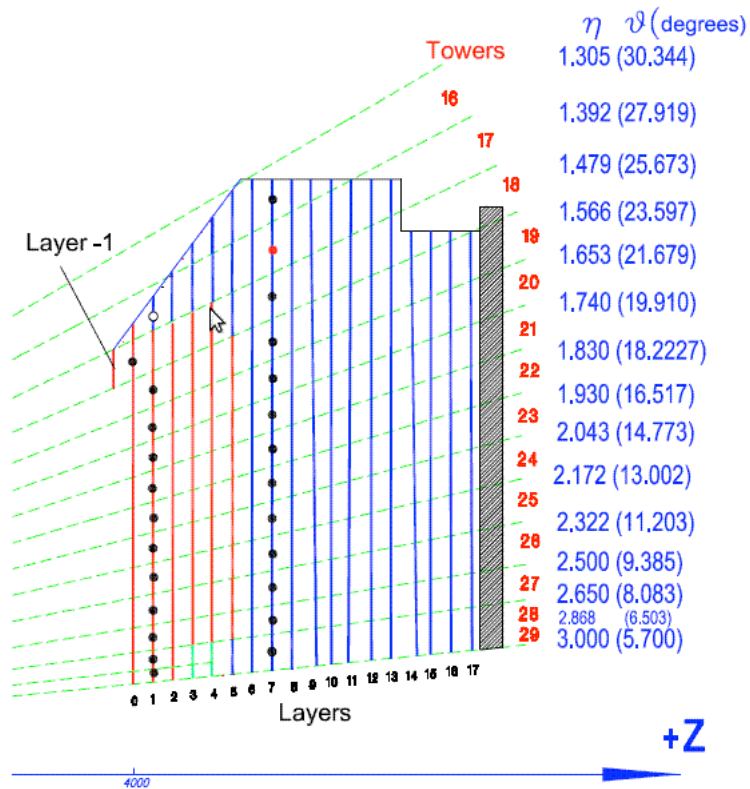


Figura 3.13: Segmentação angular e longitudinal do calorímetro HE. O ponto na linha tracejada está relacionado ao ponto de interação.[32]

estudado dois métodos. O primeiro método é baseado na contagem zero em que a fração média de torres vazias é utilizada para inferir o número médio de interações por cruzamento de pacotes. O segundo método explora a relação linear entre a média de energia transversa por torre e a luminosidade.

3.2.6 Sistema de múons

O Sistema de múons em conjunto com o Sistema de Traços fornecem as medidas dos altos e baixos momenta transversos p_T dos múons. Os principais componentes do sistema de múons que cobrem uma região $|\eta| < 2,4$, podem ser vistos na figura 3.16, onde está ilustrado um quarto do detector CMS. Na região do barril MB $|\eta| < 1,2$, estão instaladas as câmaras de tubo de arrasto (*Drift Tub*, DT), arranjadas em quatro camadas MB1, ..., MB4, nas posições de 4,0 m, 4,9 m, 5,9 m e 7,0 m do feixe, respectivamente.

A parte do barril do detector CMS é dividida em 5 discos; cada um é dividido em 12 setores, cada um cobrindo 30° em ângulo azimutal. Cada câmara ainda possui antes e/ou depois detectores *Câmaras de Placas Resistivas* (RPC); um múon pode cruzar até 6 RPC's e 4 camadas de câmaras DT, produzindo 44 pontos no sistema de múons. A resolução por ponto é da ordem de $200 \mu\text{m}$, com uma precisão em ϕ melhor que $100 \mu\text{m}$ em posição e 1 mrad em ângulo. Na

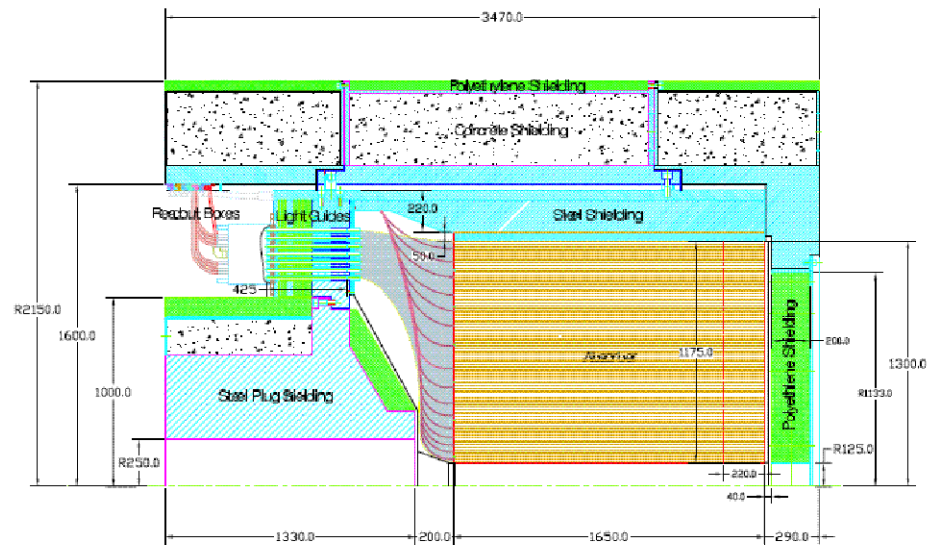


Figura 3.14: A vista da seção do HF mostra que a área sensível se estende de 125 a 1300 mm na direção radial[32].

região da tampa (ME), estão as 468 *Cathode Strip Chambers* (CSC)'s. Cada uma tem forma trapezoidal e consiste de 6 sub-câmaras preenchidas com gás, com um plano com tiras catódicas radiais e um plano de fios de anodo perpendiculares às tiras. São 4 discos perpendiculares ao feixe, cada um com 2 anéis, com exceção do primeiro, com 3 anéis; cada anel possui 36 câmaras, exceto o mais interno de ME2, ME3 e ME4, onde há apenas 18. Um múon que passa ioniza o gás em cada plano gerando um efeito avalanche, produzindo carga no anodo e no grupo correspondente de tiras de catodo. Cada CSC mede até 6 coordenadas espaciais e a resolução espacial é da ordem de $200 \mu\text{m}$, enquanto que a resolução em ϕ , é da ordem de 10 mrad. As *Câmaras de Placas Resistivas* RPC's complementam as câmaras DT e CSC's até $|\eta| < 1,6$, com 36 câmaras em cada um dos 2 anéis nas estações ME. RPC's possuem uma resolução espacial pior, mas com um curto tempo de resposta, complementando as medições nas DT's e CSC's e identificando o cruzamento correto.

3.2.7 Detectores frontais

O CMS é um complexo de detectores do qual faz parte um conjunto de subdetectores para estudos na região frontal do espalhamento próton-próton, tornando-se assim um dos mais completos espectrômetros da física de partículas. Há uma série de detectores que são especificamente aqueles que serão usados para a física da região frontal. Na figura 3.17 pode ser visto os detectores FP420, ZDC, telescópios T1 e T2 (Roman Pots) e o Castor. O Castor é um detector de grande interesse para o grupo da UERJ que desenvolve trabalhos. Esse experimento possui o maior número de detectores para a física na região central. O ZDC (*Zero*

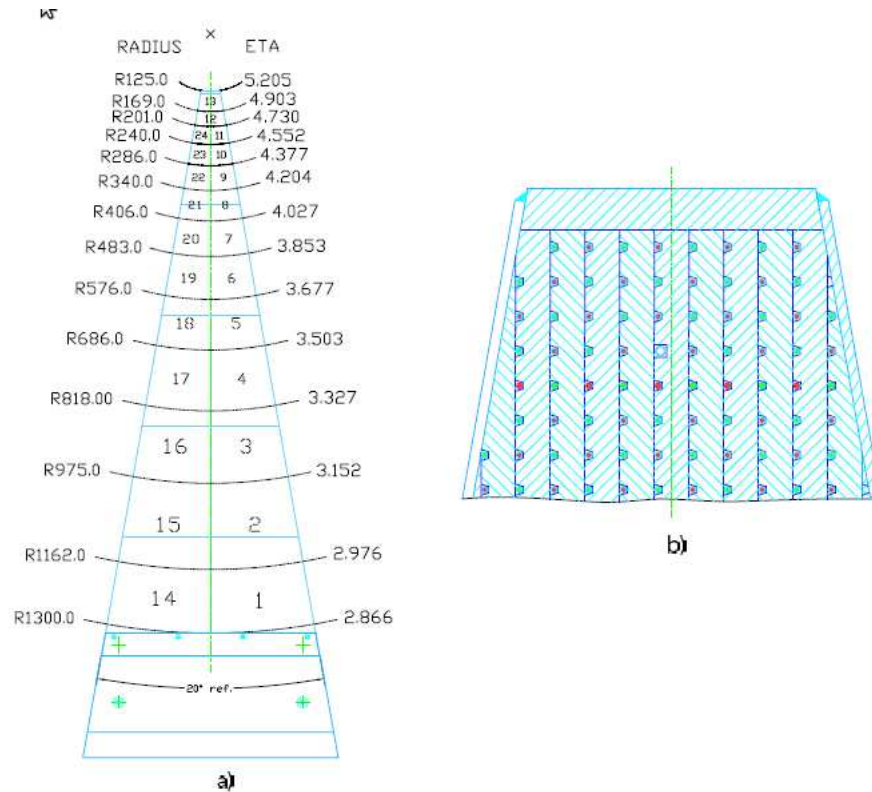


Figura 3.15: a) Segmentação transversa das torres do HF. b) Uma visão ampliada da cunha mostra o quadrado da fonte radioativa tubo.[32]

Degree Calorimeter) está localizado a 140 m de cada lado do vértice da interação . Os ZDC's serão capazes de medir a energia dos nêutrons e fótons. O conjunto de Roman Pots do Totem e o FP420 ainda estão em construção, o CASTOR existe em um dos lados do CMS.

Calorímetro CASTOR

O detector da região frontal *Centauro And Strange Object Research*, ou CASTOR, é um calorímetro de simetria azimutal em torno do feixe dividido em 16 setores em ($\varphi = 22,5^0$). A figura 3.18 mostra a localização do CASTOR no CMS. É também dividido longitudinalmente em 12 fatias, as chamadas Unidades de Leitura (RU- *Reading Units*), a fim de observar e medir a propagação dos chuveiros hadrônicos. Isso é necessário para detectar cascatas de partículas penetrantes. O CASTOR é um detector de luz Čerenkov, constituída por camadas sucessivas de chapas de tungstênio, como absorvedor, e chapas de sílica fundida (quartzo) como agente ativo. As placas estão inclinados a 45^0 em relação ao ponto de colisão das partículas a fim de maximizar a luz Čerenkov coletada. A luz que chega ao topo das placas de quartzo por reflexão interna é coletada nos RUs ao longo da profundidade do calorímetro e transmitida por guias de luz aircore para os tubos fotomultiplicadores PMTs-*photomultiplier tubes*. O CASTOR foi instalado a 14,38 m do ponto de interação cobrindo a região $5,2 < |\eta| < 6,6$. Ele foi

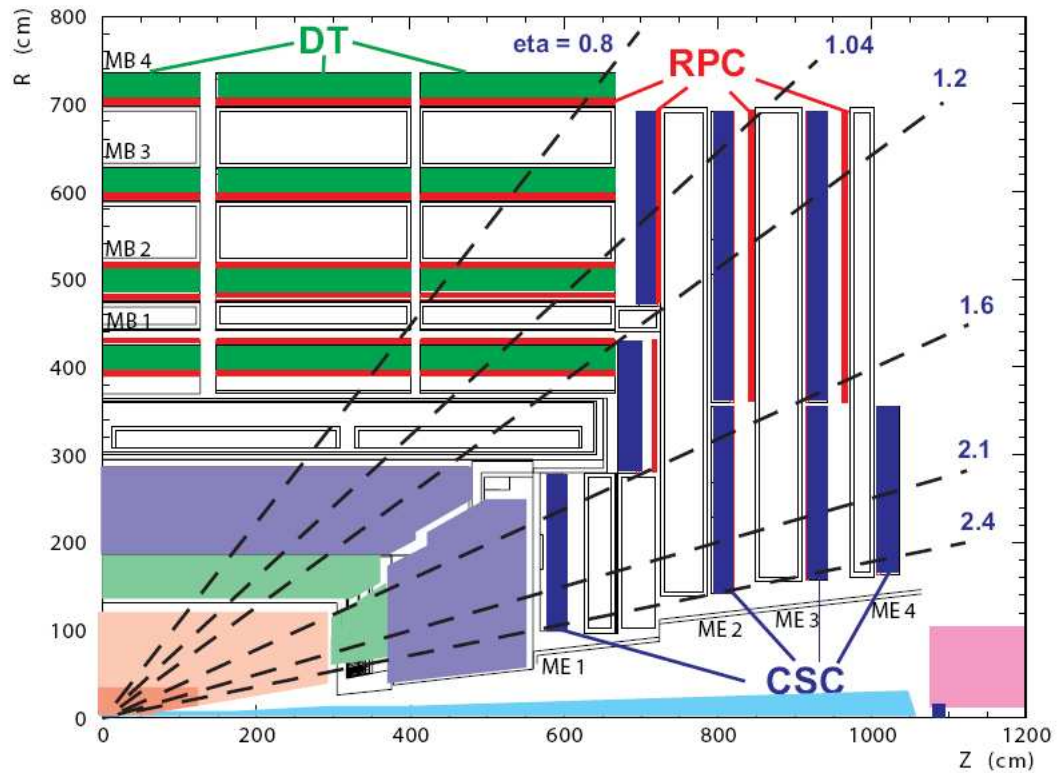


Figura 3.16: Vista de um quarto da seção transversal do Sistema de Múons [29].

construído em duas partes, situados nos lados positivo e negativo, respectivamente relacionados à coordenada z ao redor do feixe quando fechado como mostra a figura (3.19).

A base deste detector é de calorímetro de luz Čerenkov, similar ao HF. Ele é construído a partir de camadas de placas de tungstênio densidade de liga ($dl \approx 18.5g/cm^3$).

Um dos detectores Castor já foi instalado, no lado negativo do CMS e um segundo CASTOR está em projeto/contrução para ser colocado simetricamente ao primeiro para o *upgrade*.

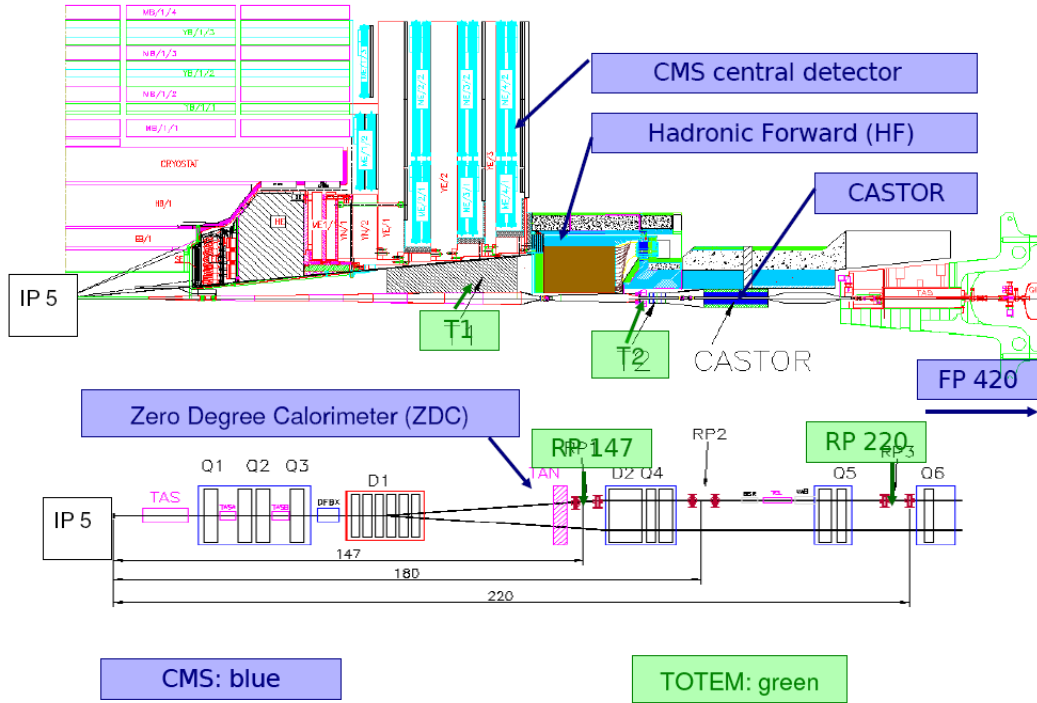


Figura 3.17: Layout dos detectores frontais no CMS. [29].

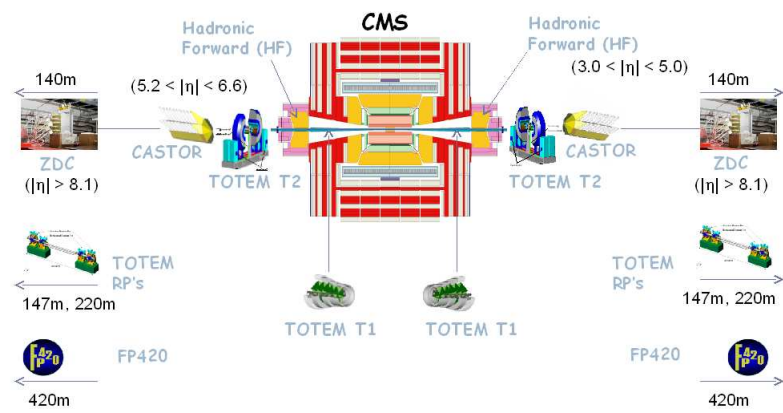


Figura 3.18: Localização do CASTOR na região frontal do CMS [32].

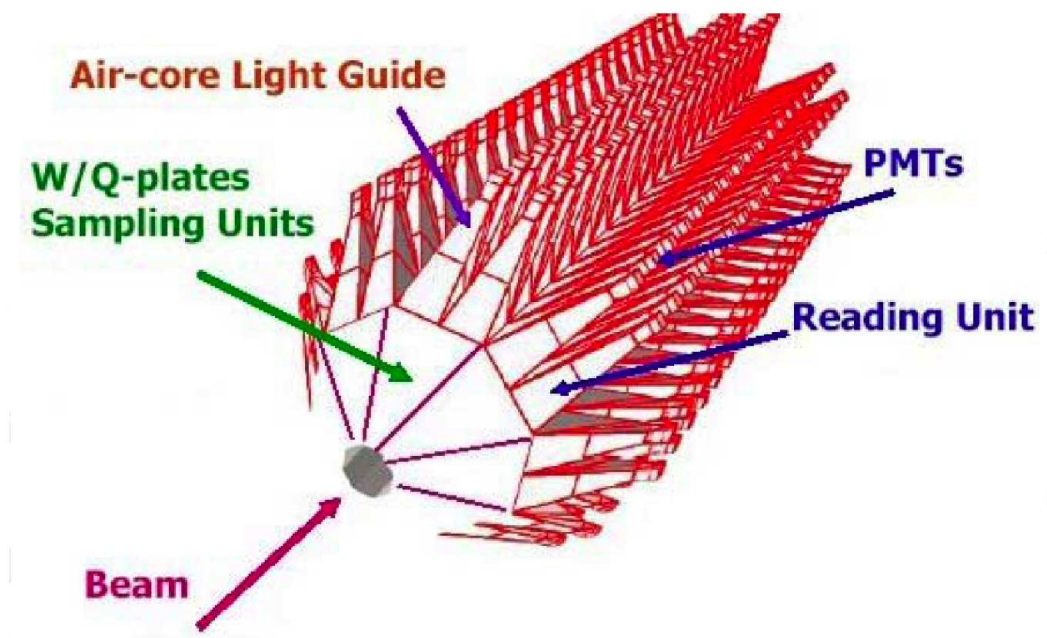


Figura 3.19: O calorímetro CASTOR e suas divisões .

4 ANÁLISE DO IMPACTO DO *PILE-UP*

A construção de uma amostra de eventos simulados que correspondam à região física que vamos estudar passa por vários processos. A primeira etapa é a escolha de um modelo físico que sirva para a geração dos eventos desejados. A base da escolha está na boa representação do mesmo efeito que desejamos estudar.

4.1 Amostras de eventos difrativos

Para simular os eventos difrativos utilizamos o gerador difrativo POMWIG. Este gerador é baseado no modelo de Ingelman-Schlein[34] inserido no contexto do HERWIG[35] como veremos abaixo. A idéia geral dos modelos é utilizar uma parametrização fatorizada no espírito do modelo de Ingelman e Schlein, assumindo um *fator de fluxo do pomeron*¹ da teoria de Regge, representando a probabilidade de dissociação do pomeron do próton, seguida do sub-processo duro, realizado a partir da colisão do pomeron com, função de estrutura medida no HERA. A implementação é feita substituindo as rotinas do HERWIG, no caso de interação γp para difração simples e $\gamma\gamma$ para simular a dupla troca de Pomeron, pois em colisões hadrônicas a troca de Pomeron é similar a fotoprodução em lépton-hádron, troca-se apenas a fórmula de fluxo das partículas envolvidas na interação, ou seja, muda-se a função de estrutura do fóton[38](ver a equação4.1), para a função de estrutura de um objeto hadrônico, fator de fluxo do Pomeron[39](ver a equação4.2).

$$\Phi(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2} \left\{ \left[\frac{1 + (1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y} \left(\frac{Q_{min}^2}{Q^2} - \frac{Q^2}{M^2} \right) \right] \frac{1}{1 + \left(\frac{Q^2}{M^2} \right)^2} \right\} \quad (4.1)$$

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}) = C_{\mathbb{P}} \int_{t_{max}}^{t_{min}} \frac{e^{\beta_{\mathbb{P}}(t)}}{x_{\mathbb{P}}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}}, \quad (4.2)$$

¹Este fator de fluxo criou uma polêmica muito forte por não representar de fato os efeitos físicos e por exagerar na analogia com fótons. Não sendo parte da presente dissertação deixamos de fazer uma descrição mais detalhada do assunto. Ver LISHEP98[36]. A descrição feita por R. Covolan[37] faz uma derivação usando a QCD de acordo com a física do processo.

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

O gerador PYTHIA foi usado para gerar eventos de QCD não-difrativos e eventos de *Minimum Bias* que simulam os eventos de *pile-up*.

4.2 Procedimento de análise

Como estamos estudando a produção de jatos difrativos simples como mencionado na seção anterior, foi simulado usando o gerador POMWIG. A probabilidade de sobrevivência do *gap* de 0,05, como predita em[40] é admitida. Os eventos foram gerados sobre uma escala de cobertura cinemática de $10^{-6} < \xi < 0,2$ e $10^{-6} < |t| < 4\text{GeV}^2/c$. Temos que ξ é a fração de momentum perdida pelo próton espalhado e t é o quadrado do momentum transferido entre o próton inicial e final. Geramos aproximadamente cem mil eventos com seção de choque de 168 nb para uma luminosidade de 1 pb^{-1} . A produção das amostras passam pelas fases de geração, simulação, digitalização e reconstrução, explicaremos cada fase abaixo. Na fase de geração foram usados geradores de Monte Carlo para gerar os processos que queremos estudar, para o nosso sinal, produção de dijatos difrativos usamos o gerador POMWIG, para o fundo, eventos de dijatos não-difrativos (QCD) e para os eventos de *pile-up*(*minimum bias*²) usamos o gerador PYTHIA. A fase de simulação e digitalização implementados no CMSSW é baseada no pacote GEANT4, que simula a passagem das partículas através dos subdetectores do CMS bem como a energia depositada e a resposta eletrônica dos mesmos.

Para obter as amostras de jatos difrativos simples com *pile-up* misturamos eventos de minimum bias ao sinal. Essa mistura foi executada no estágio de digitalização e reconstrução do detector CMS utilizando o pacote *MixingModule*.

A simulação do *pile-up* e *MixingModule* estão relacionados ao efeito de mais de uma interação por pacotes do feixe, devido à alta concentração de partículas em um pacote, e/ou o efeito do sinal eletrônico de um cruzamento de pacote anterior (pode ser > 1) dentro do cruzamento (evento) corrente, devido ao fato de que o tempo entre duas colisões é muito menor que a duração de um sinal eletrônico em um ou outro subdetector.

4.2.1 Mixing module

A função do *Mixing Module* é sobrepor eventos de *pile-up* ao evento de sinal(simulado). A informação do detector bem como a veracidade de diferentes fluxos do Monte Carlo são sobrepostos resultando em uma nova estrutura ao cruzamento de prótons, contendo informações

²Conjunto de todas interações pp

de diferentes cruzamentos[41]. O *MixingModule* simula a resposta completa do detector. O que é feito exatamente em cada evento é o seguinte:

- ele compila dados do sinal dentro de uma estrutura de cruzamento(*CrossingFrames*) do primeiro cruzamento de pacote denominado de 0;
- ele faz *loops* sobre todos os cruzamentos de pacotes;
- para cada cruzamento dos pacotes, ele decide de acordo com a configuração a quantidade de eventos que a fonte irá adicionar e como esses eventos serão escolhidos. Esses eventos são entregues pela entrada secundária de serviços;
- para cada cruzamento de pacotes e para cada tipo de dados (Calorímetro, traços, vértices, etc) ele adiciona os objetos correspondentes aos eventos secundários. Ao mesmo tempo, a informação é transferida de acordo com o cruzamento de pacote.

Distribuições por cruzamento podem ser aleatórias ou fixas, o número de eventos secundários a serem adicionados por cruzamento de pacotes são configurados separadamente para cada uma das fontes secundárias. Isto pode ser feito por:

- dando um valor médio explicitamente como na configuração abaixo:

```
PSet nbPileupEvents = {
  double averageNumber = 5
}
```
- ou é computado a partir da luminosidade, seção de choque inelástica e cruzamento dos pacotes, de acordo com:

$$\text{taxa de eventos/cruzamento} = \text{luminosidade} \times \sigma_{\text{inelástico}} \times \text{bunchspace}/f$$

onde

* o fator f leva em conta o não preenchimento completo da máquina LHC, $f = 2808/3564$,

* a luminosidade é expressa em unidades de $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$,

* a seção de choque inelástica é dada em mb ,

* o *bunchspace* é o intervalo entre as colisões dos pacotes, dado em ns , e pode ser calculado a partir de N_{bx} do número de pacotes $\text{bunchspace} = 25 \times 2808/N_{bx}$.

Como no exemplo da configuração abaixo:

```
PSet nbPileupEvents = {
  double Lumi = .5 # em unidades de cm-2s-1
  double sigmaTot = 80 # sigma inelastico em mb
}
```

Os eventos de *pile-up* são adicionados aos eventos de sinal de acordo com uma distribuição de

Poisson. Há diversos cenários para a sobreposição de eventos de *pile-up* com diversos parâmetros nas diferentes configurações da máquina LHC (ver [42]). Na tabela 4.1 pode-se observar os estágios de operações do acelerador. Nas figuras 4.1 e 4.2 temos exemplos de dois cenários iniciais de *pile-up*, na figura 4.1 temos 1 cruzamento de pacote por evento e na figura 4.2 temos 3 cruzamentos de pacotes por evento.

Estágios	$\beta^*[m]$	k	Intensidade(Bx)	$\mathcal{L} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	Evento/cross
1	2	43×43	$4 \cdot 10^{10}$	$6,1 \times 10^{31}$	0,76
2	2	156×156	$9 \cdot 10^{10}$	$1,1 \times 10^{32}$	3,9
3	1	936×936	$6 \cdot 10^{10}$	5×10^{32}	2,9
4	0,55	2808×2808	$6 \cdot 10^{10}$	$2,8 \times 10^{33}$	5,2
5	0,55	2808×2808	$1,15 \cdot 10^{11}$	$1,0 \times 10^{34}$	19,3

Tabela 4.1: Estágios de operações do LHC: k é o numero de pacotes; Intensidade(Bx) é a intensidade do pacote; Evento/cross é a taxa de eventos por cruzamento.

Os cenários de *pile-up* usados para as amostras com empilhamento foram *LowLumi* e *InitialLumiPU* cujas características são:

- “*LowLumi*”: $\mathcal{L} = 2,8 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $t_B = 25 \text{ ns}$, a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ e $\langle N_{PU} \rangle \sim 5$;
- “*InitialLumiPU*”: $\mathcal{L} = 5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $t_B = 75 \text{ ns}$, a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ e $\langle N_{PU} \rangle \sim 3,5$.

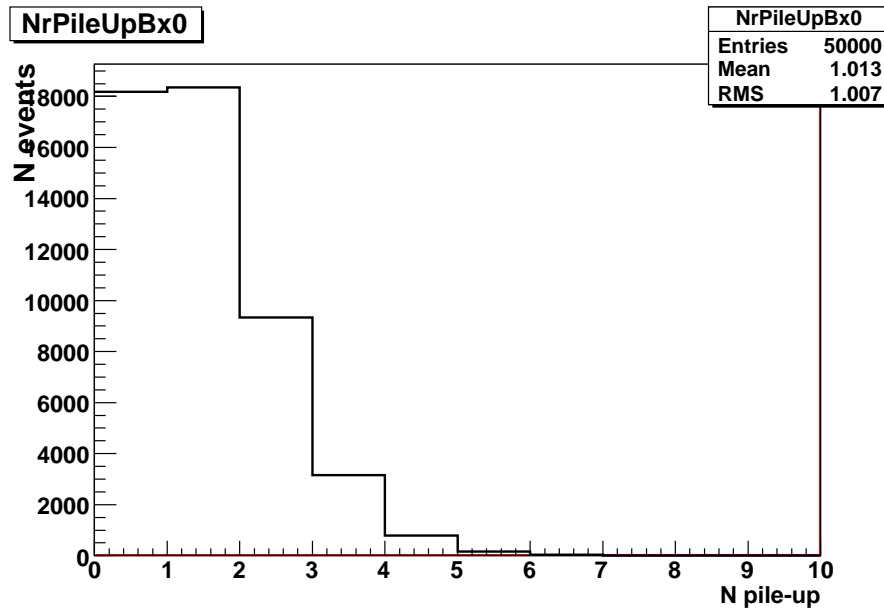


Figura 4.1: Exemplo de um cenário de *pile-up*, denominado *StageABx43³*, onde temos um cruzamento de pacote por evento.

³As características de *StageA43Bx* são: $\mathcal{L} = 6,1 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $t_B = 1632 \text{ ns}$, a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ e $\langle N_{PU} \rangle \sim 1$

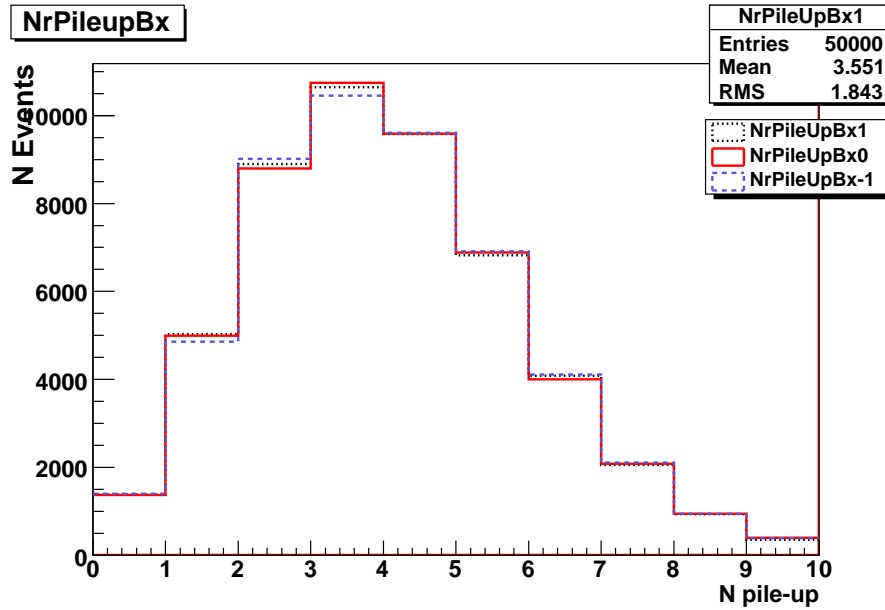


Figura 4.2: Exemplo de um cenário de *pile-up* a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$, o *Initial*, onde temos três cruzamentos de pacotes por evento.

A amostra de fundo (*background*) dijatos não-difrativos utilizamos o gerador PYTHIA, e um total de doze amostras geradas (seis sem *pile-up* e seis com *pile-up*) em bins de momento transversal de 30-50 GeV, 50-80 GeV, 80-120 GeV, 120-170 GeV, 170-230 GeV e 230-300 GeV. As amostras difrativas e não difrativas foram atribuídas aos eventos, um peso que varia de acordo com a seção de choque de cada amostra de Monte Carlo.

4.3 O impacto do *pile-up* na análise de eventos reais

O objetivo dessa análise é estudar o impacto do *pile-up* em variáveis comumente utilizadas para identificar eventos de difração simples dura em colisões pp a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, $pp \rightarrow Xp$, com X incluindo sistema de jatos, no contexto do CMS. Estudamos também o impacto do *pile-up* em algumas variáveis no cenário inicial de funcionamento do LHC onde teremos em média 3,5 eventos de *pile-up* por interação com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$.

4.3.1 Variáveis usadas para identificar eventos difrativos

Apresenta-se o impacto do *pile-up* nas variáveis comumente utilizadas para identificar eventos difrativos, no CMS/LHC e o poder de separação de algumas dessas variáveis usadas para discriminar o sinal. Observamos esse impacto nos cenários de *pile-up*: *LowLumi* e *Initial-LumiPU*.

Soma da energia nas torres dos calorímetros ECAL e HCAL

A figura 4.3 mostra a soma das deposições de energias nas torres dos calorímetros para o sinal e o fundo sem *pile-up*. Espera-se que essa distribuição esteja concentrada em valores baixos, enquanto que para eventos não-difrativos não se espera esse tipo de comportamento, já que estes têm lacunas de rapidez exponencialmente suprimidas. Observamos uma forte queda do número de eventos com o acréscimo da energia.

Na figura 4.4 temos a mesma distribuição mas, agora com *pile-up*, nota-se duas características interessantes, a primeira é o acréscimo da escala de energia porque temos mais partículas em cada evento, conseqüentemente mais partículas nas torres dos calorímetros, a próxima característica é a supressão na deposição a baixa energia. Isso acontece porque em eventos a baixa energia as partículas do *pile-up* contribuem para a soma das energias.

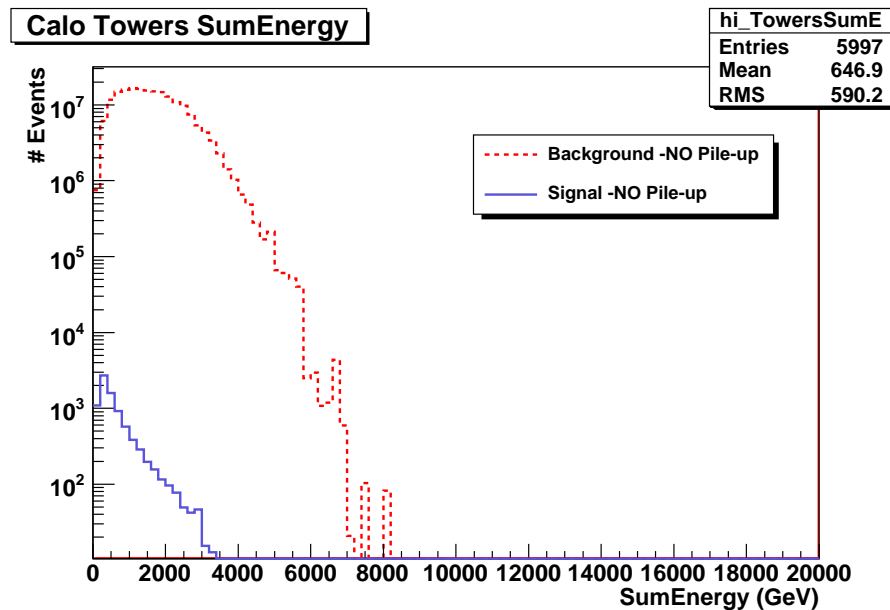


Figura 4.3: A soma das deposições de energias nas torres dos calorímetros. Eventos difrativos (POMWIG) representados pela linha cheia e eventos não-difrativos (PYTHIA) representados pela linha tracejada, todos sem *pile-up*.

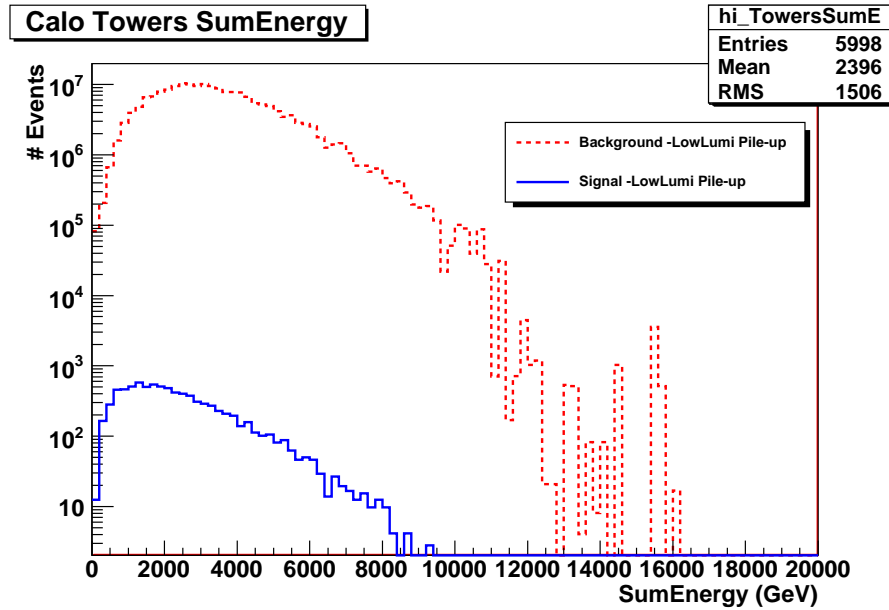


Figura 4.4: A soma das deposições de energias nas torres dos calorímetros. Eventos difrativos (POMWIG) representados pela linha cheia e eventos nao-difrativos(PYTHIA) representados pela linha tracejada, todos com *pile-up*.

Fração do momentum perdida pelo próton

O resultado para ξ foi obtido através da equação 1.1, onde E_T e η são respectivamente a energia transversa e a pseudorapidez dos hádrons do estado final excetuando-se o próton espalhado difrativamente e s é a energia de centro de massa. Na figura 4.5 observamos que o sinal a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ compreende a região cinemática de $\xi < 0,2$ onde os eventos difrativos ocorrem predominantemente nessa região, porém com *pile-up* na figura 4.6 ocorre algo similar à distribuição da soma das energias, ou seja, há um acréscimo na escala de ξ porque tem-se mais torres contribuindo com a soma que define a fração de momentum perdida pelo próton. O mesmo pode ser observado nas distribuições a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$, representadas nas figuras 4.7 e 4.8.

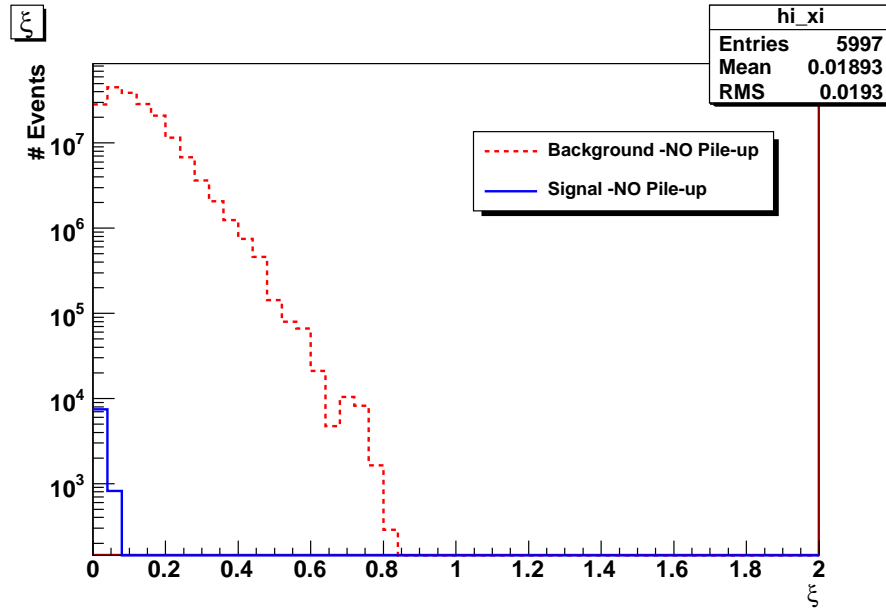


Figura 4.5: Distribuição de ξ sem *pile-up* a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Na linha cheia temos a distribuição referente ao sinal(SD) e na linha tracejada a distribuição referente ao fundo(QCD).

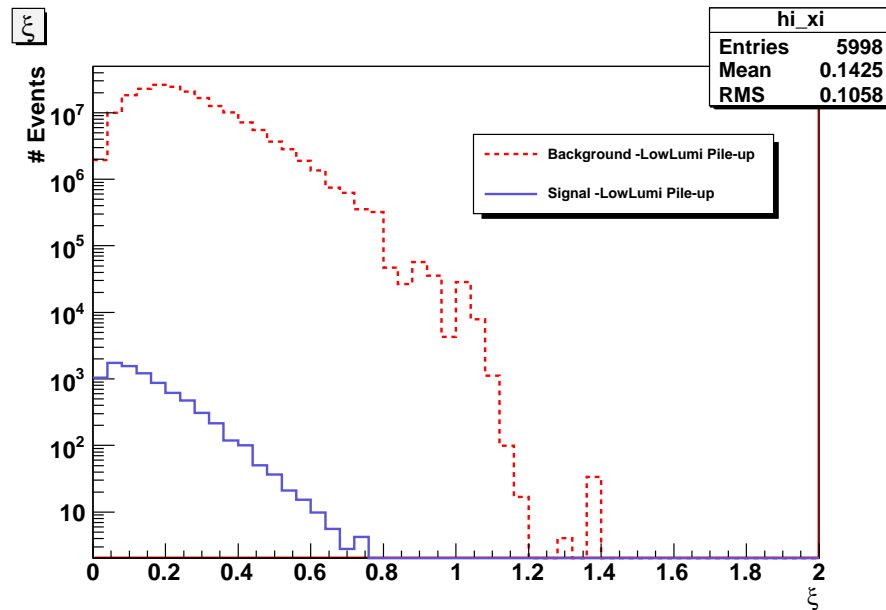


Figura 4.6: Distribuição de ξ com *pile-up* a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Na linha cheia temos a distribuição referente ao sinal(SD) e na linha tracejada a distribuição referente ao fundo(QCD).

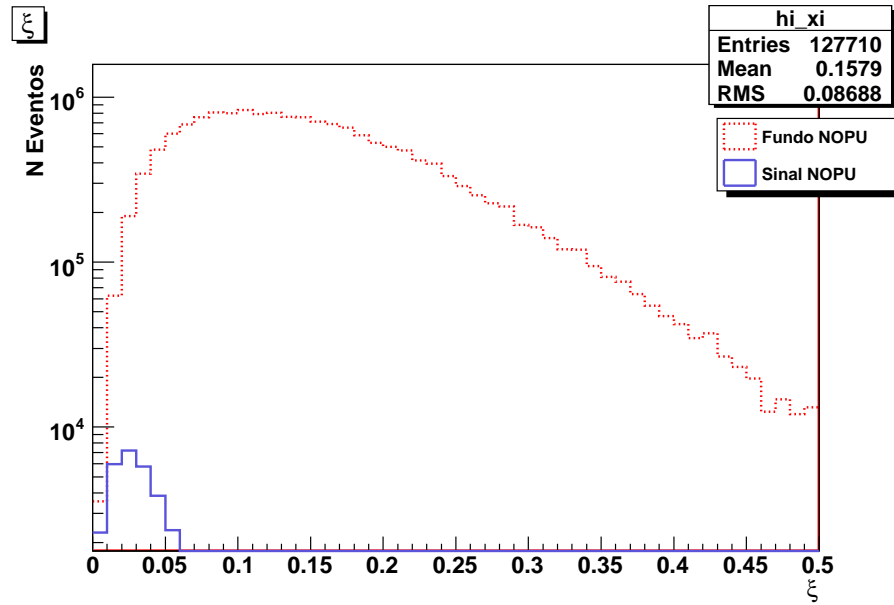


Figura 4.7: Distribuição de ξ sem *pile-up* a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$. Na linha cheia temos a distribuição referente ao sinal(SD) e na linha pontilhada a distribuição referente ao fundo(QCD).

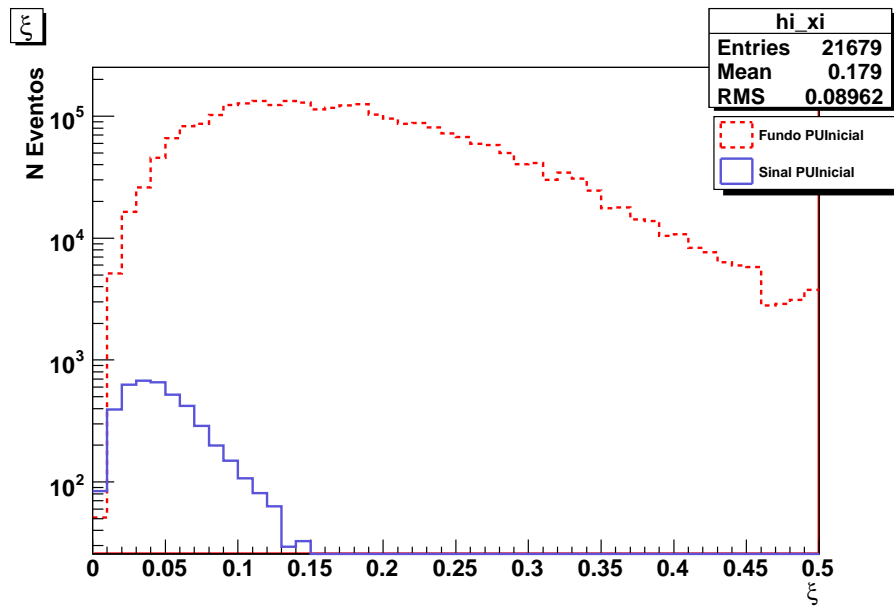


Figura 4.8: Distribuição de ξ com *pile-up* a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$. Na linha cheia temos a distribuição referente ao sinal(SD) e na linha tracejada a distribuição referente ao fundo(QCD).

Assimetria *forward-backward* no HF

A assimetria *forward-backward* é definida de acordo com a equação 4.3.1, ela mede o desbalanço entre a energia na direção *forward* e na direção *backward*. Na figura 4.9 temos a distribuição sem *pile-up* a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Podemos observar os dois picos relacionados ao lado do *gap*, enquanto que na figura 4.10 temos a distribuição com *pile-up* onde o sinal e o fundo são similares o que torna difícil a discriminação.

Para as distribuições 4.11 e 4.12 a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ utilizamos apenas um lado do *gap*, observamos que nesse cenário a separação de sinal e fundo é crítica.

$$A_{f-b} = [E_{forward} - E_{backward}] / [E_{forward} + E_{backward}] \quad (4.3)$$

onde $E_{forward}$ é a soma das energias depositadas nas células do calorímetro atingidas pelas partículas resultantes das interações com as torres do lado positivo e $E_{backward}$ é a soma das energias depositadas nas células do calorímetro do lado negativo.

O HF tem uma região em pseudorapidez que compreende ($3 < |\eta| < 5$). A razão pela qual estudamos a assimetria *forward-backward* no contexto do "*pile-up*" se deve à nossa escolha.

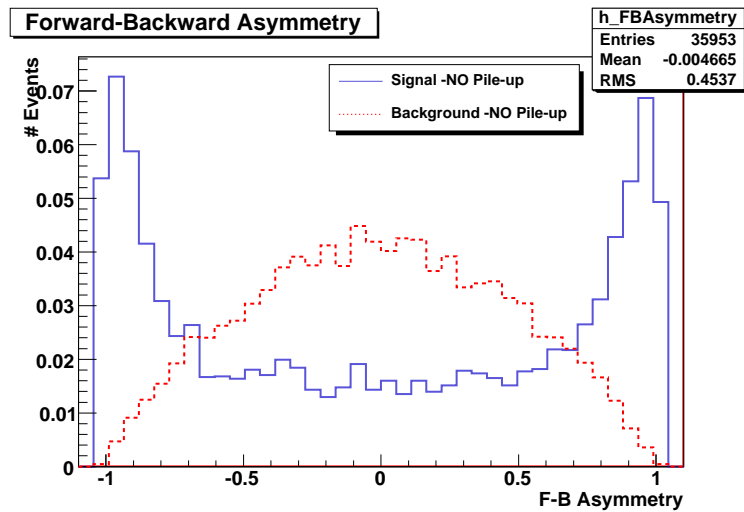


Figura 4.9: Distribuição da assimetria *forward-backward* sem *pile-up* a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Na linha cheia temos a distribuição referente ao sinal(SD) e na linha tracejada a distribuição referente ao fundo(QCD).

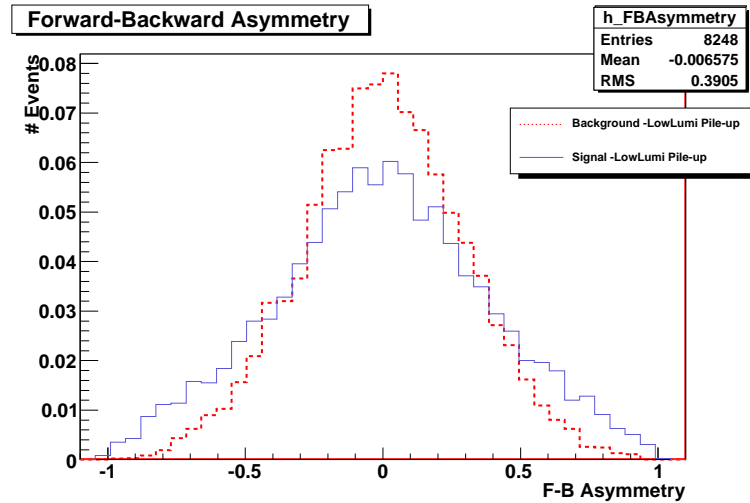


Figura 4.10: Distribuição da assimetria *forward-backward* com *pile-up* a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Na linha cheia temos a distribuição referente ao sinal(SD) e na linha tracejada a distribuição referente ao fundo(QCD).

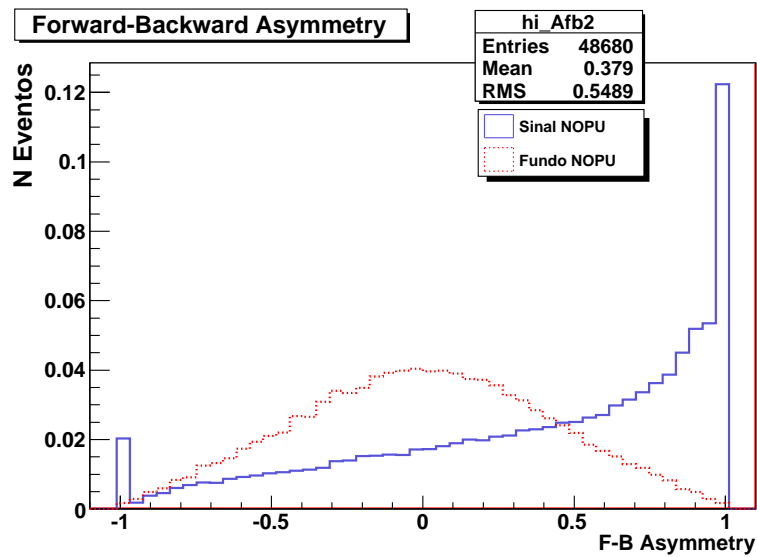


Figura 4.11: Distribuição da assimetria *forward-backward* sem *pile-up* a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$. Na linha cheia temos a distribuição referente ao sinal(SD) e na linha pontilhada para distribuição referente ao fundo(QCD).

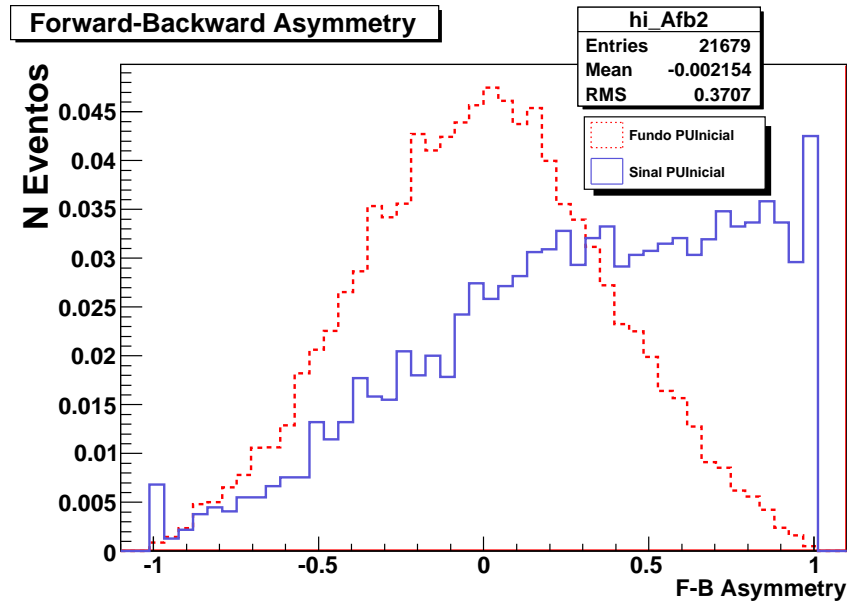


Figura 4.12: Distribuição da assimetria *forward-backward* com *pile-up* a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$. Na linha cheia temos a distribuição referente ao sinal(SD) e tracejado para distribuição referente ao fundo(QCD).

Multiplicidade dos traços

Em nosso caso o estudo dos traços em conjunto com outros parâmetros são utilizados para selecionar eventos difrativos, pois em média esses eventos tem baixa multiplicidade na região central e no hemisfério do próton espalhado, no chamado lado do "gap", o contrário ocorre com os eventos não difrativos[43], sendo portanto importante para estudar o impacto do *pile-up* nesta grandeza.

A figura 4.13 mostra a distribuição de multiplicidades de traços sem *pile-up* a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ e a 4.14 apresenta a mesma distribuição com *pile-up*. Os traços usados possuem $p_T > 900 \text{ MeV}$. Observa-se um pico em zero para eventos difrativos diferentemente dos eventos não-difrativos. A distribuição com *pile-up* mostra que é possível fazer um corte no número de traços > 5 e separar sinal e fundo. O mesmo pode ser observado nas distribuições a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$, representadas nas figuras 4.15 e 4.16.

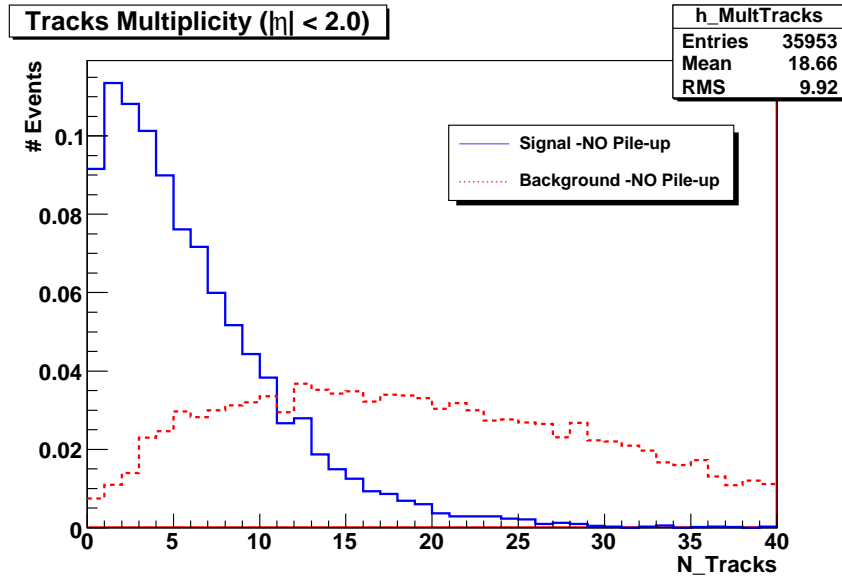


Figura 4.13: Distribuição de multiplicidades de traços, a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ para eventos difrativos (POMWIG) na linha cheia e eventos nao-difrativos(PYTHIA) na linha tracejada, sem *pile-up*.

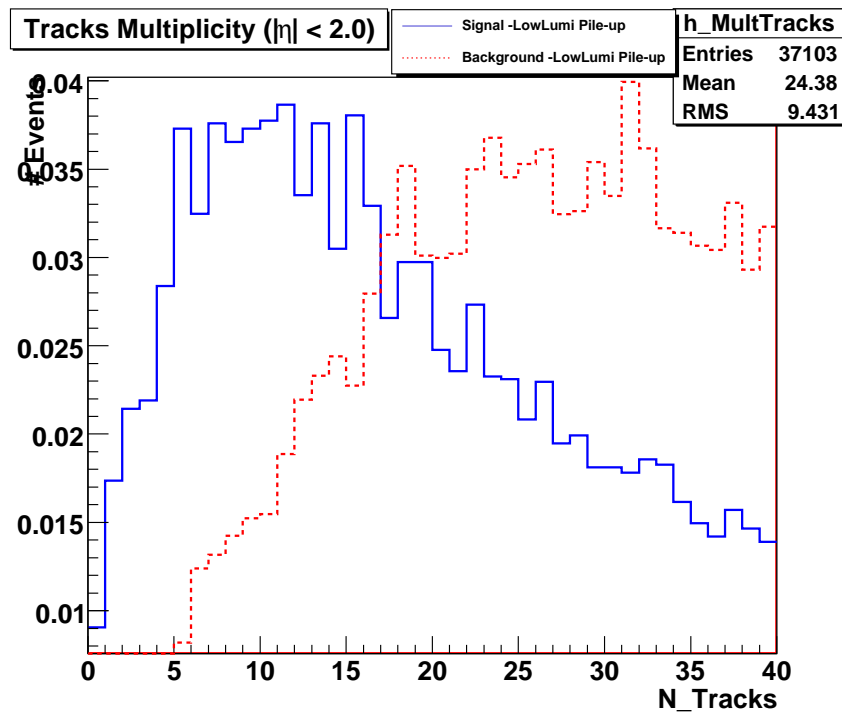


Figura 4.14: Distribuição de multiplicidades de traços, a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ para eventos difrativos (POMWIG) na linha cheia e eventos nao-difrativos(PYTHIA) na linha tracejada, com *pile-up*.

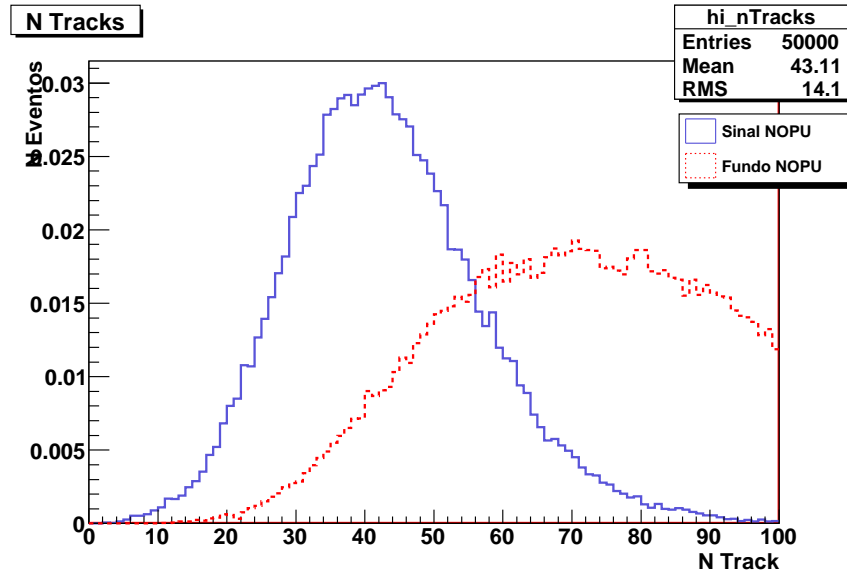


Figura 4.15: Distribuição de multiplicidades de traços, a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ para eventos difrativos (POMWIG) linha cheia e eventos nao-difrativos(PYTHIA) linha tracejada, sem *pile-up*.

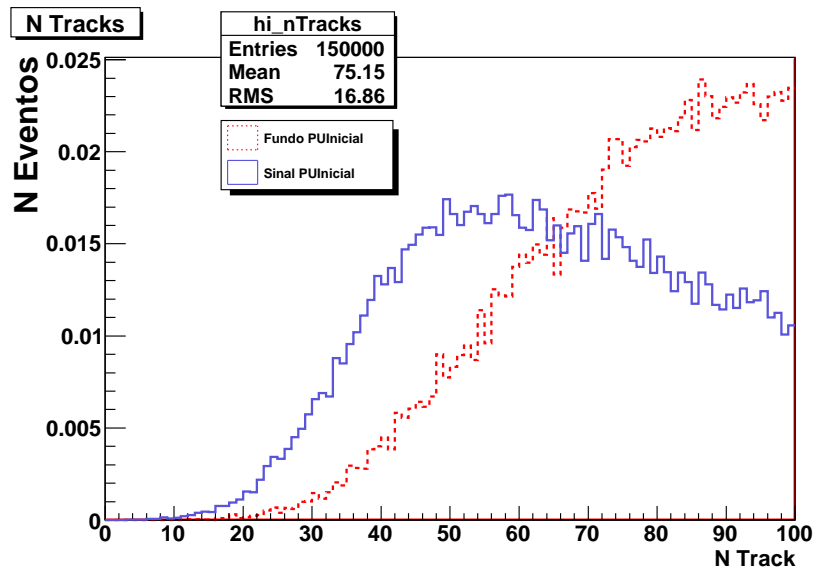


Figura 4.16: Distribuição de multiplicidades de traços, a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ para eventos difrativos (POMWIG) linha cheia e eventos nao-difrativos(PYTHIA) linha tracejada, com *pile-up*.

Variáveis de forma: Esfericidade e Aplanaridade

O tensor esfericidade é definido por:

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i |p_i|^2}, \quad (4.4)$$

onde $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ correspondem às componentes x,y e z. Através do método de diagonalização de $S^{\alpha\beta}$ pode-se encontrar três autovalores $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$, com $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$. A esfericidade do evento é, então, definido como

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) \quad (4.5)$$

de modo que $0 \leq S \leq 1$. Esfericidade é essencialmente uma medida da somatória P_{\perp}^2 em relação ao eixo do evento; um evento de di-jato corresponde a $S \approx 0$ e um evento isotrópico de $S \approx 1$.

A aplanaridade A , com definição $A = \frac{3}{2}\lambda_3$, está condicionada à escala $0 \leq A \leq \frac{1}{2}$. Ela mede a componente do momentum transversal fora do plano do evento: um evento planar tem $A \approx 0$ e $A \approx \frac{1}{2}$ para um evento isotrópico. Podemos observar nas figuras 4.17 e 4.18, sem *pile-up* a aplanaridade é um bom critério de seleção porém quando o *pile-up* é acrescentado perde-se a capacidade discriminatória.

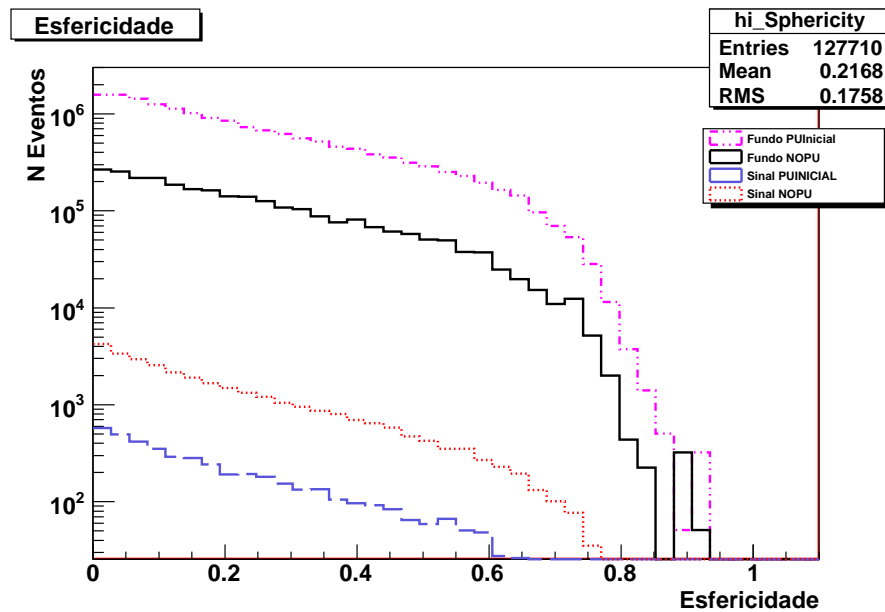


Figura 4.17: Distribuição de esfericidade, a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ para eventos difrativos (POMWIG) linha tracejada sem *pile-up* e linha pontilhada com *pile-up* e para eventos não-difrativos(PYTHIA) tracejado e pontilhado sem *pile-up* e linha cheia com *pile-up*.

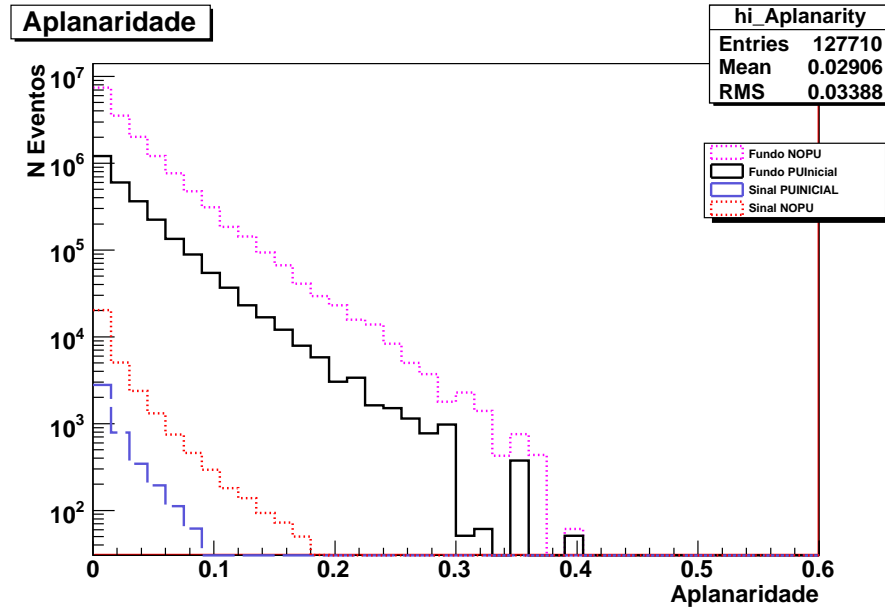


Figura 4.18: Distribuição de aplanaridade, a $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ para eventos difrativos (POMWIG) inha tracejada sem *pile-up* e linha pontilhada com *pile-up* e para eventos não-difrativos(PYTHIA) tracejado e pontilhado sem *pile-up* e linha cheia com *pile-up*.

Multiplicidade nas torres do calorímetro hadrônico frontal

Seguindo o estudo de produção de bósons W [43] e dijatos [44] em difração simples dura, a multiplicidade de torres no HF foi utilizada para selecionar eventos difrativos, observamos o comportamento da distribuição da multiplicidade com o *pile-up*.

O calorímetro HF é dividido em duas partes e observa-se o comportamento das multiplicidades das torres entre a parte “central”(cobrindo uma região de $3,0 < \eta < 4,0$) e a parte “forward”(cobrindo uma região de $4,0 < \eta < 5,0$).

A figura 4.19, apresenta a distribuição para amostra de eventos de POMWIG (sinal) sem *pile-up*, nesta observa-se um pico no bin (0,0). Na figura 4.20 temos a distribuição para amostra de eventos de PYTHIA (fundo) sem *pile-up*. Nesta observamos uma concentração de eventos na região de alta multiplicidade. Para a figura 4.21 temos a distribuição para amostra de eventos de POMWIG (sinal) com *pile-up*, nota-se que o sinal com *pile-up* torna-se similar à distribuição de PYTHIA (fundo). Já para a figura 4.22 temos a distribuição para amostra de eventos de PYTHIA (fundo) com *pile-up*, observa-se que o *pile-up* move a distribuição para a região de alta multiplicidade.

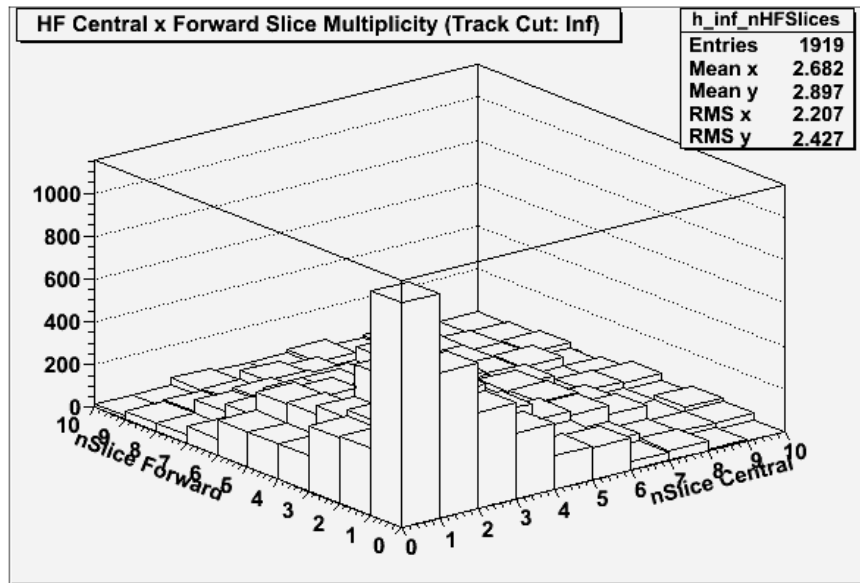


Figura 4.19: Distribuições de multiplicidade nas torres do HF (“*central slice*”) vs (“*forward slice*”), a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ para eventos sem cortes no número de traços. Eventos de sinal, POMWIG sem *pile-up*

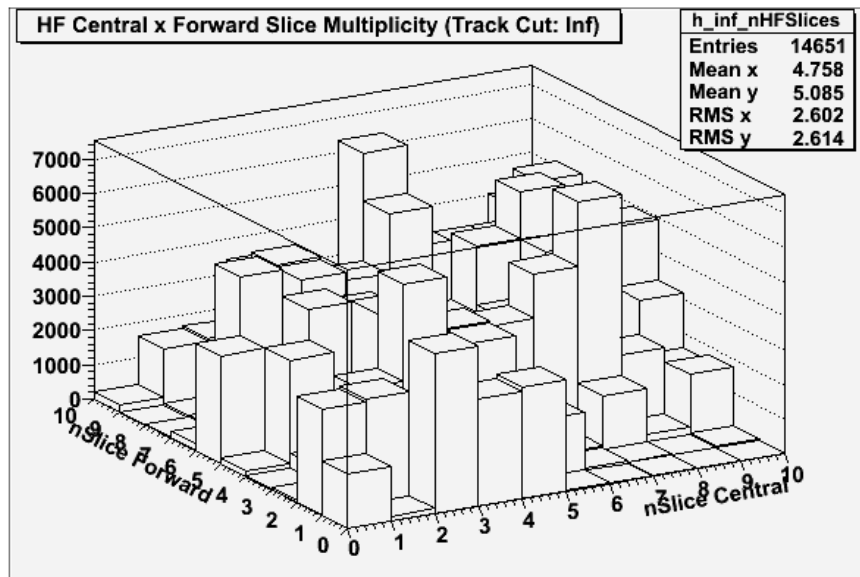


Figura 4.20: Distribuições de multiplicidade nas torres do HF (“*central slice*”) vs (“*forward slice*”), a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ para eventos sem cortes no número de traços. Eventos de sinal, POMWIG com *pile-up*.

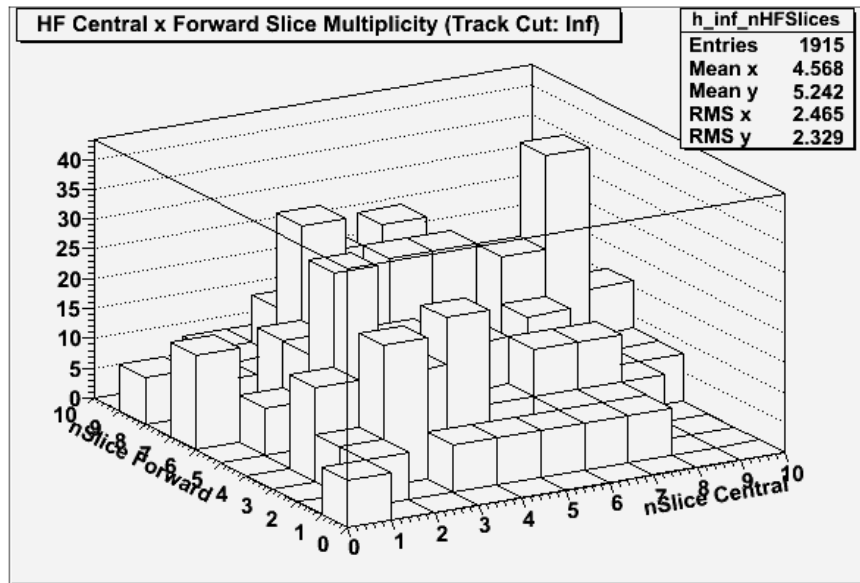


Figura 4.21: Distribuições de multiplicidade nas torres do HF (“*central slice*”) vs (“*forward slice*”), a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ para eventos sem cortes no número de traços. Eventos de fundo, PYTHIA sem *pile-up*.

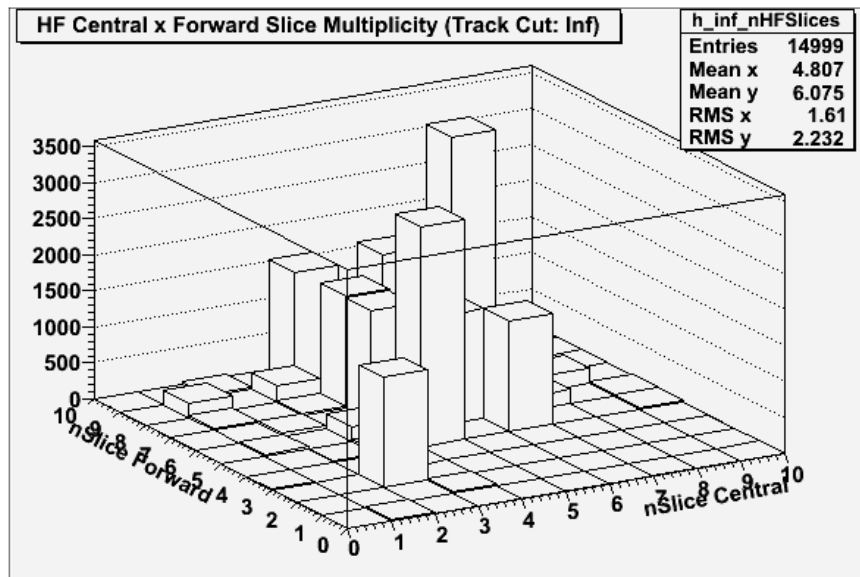


Figura 4.22: Distribuições de multiplicidade nas torres do HF (“*central slice*”) vs (“*forward slice*”), a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ para eventos sem cortes no número de traços. Eventos de fundo, PYTHIA com *pile-up*.

CONCLUSÃO

Estudamos o impacto do *pile-up* em variáveis comumente utilizadas para identificar eventos difrativos, no CMS/LHC, na produção de díjetos difrativos de difração simples dura e o poder de separação de algumas dessas variáveis usadas para discriminar o sinal. Observamos que mesmo a "baixa luminosidade" (de $2 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ até $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), o *pile-up* estará presente e terá um papel importante, pois dificulta a discriminação dos eventos de sinal.

Além desse estudo, seria interessante explorar uma forma de discriminar, evento por evento, que tiveram ou não *pile-up* junto com o evento de sinal.

Uma forma mais direta seria observar onde não houve *pile-up* e olhar o número de vértices primários reconstruídos nos eventos. Idealmente, cada evento de *pile-up* teria seu vértice reconstruído e rejeitando eventos com mais de um vértice primário, rejeitaria todos os eventos de *pile-up*. Outra tarefa importante seria estudar a eficiência e a pureza de reconstrução dos vértices. Outra sugestão é reconstruir o ξ usando apenas traços associados ao vértice primário, selecionando, por exemplo traços cuja distância na direção z entre a posição do vértice primário e a posição de máxima aproximação seja menor que um determinado valor, notar que nesse caso é para discriminar os eventos não-difrativos.

É fundamental aprofundar os estudos de *pile-up* no LHC sob pena de termos grandes dificuldades para estudar a física desejada. Estas e outras questões, como, estudar o impacto do *pile-up* não somente na difração simples mas em todas as outras topologias, espero poder estudar nos próximos anos como parte do meu doutorado.

APÊNDICE A – PROJETO HELEN

Apresento um relatório das atividades realizadas no CERN, como participante do Programa *HELEN*, no período de 24 de janeiro a 22 de abril de 2008. O detector CMS (*Compact Muon Solenoid*) que registra os resultados das colisões do feixe no LHC (*Large Hadron Collider*) é dividido nos seguintes subsistemas: tracker, calorímetro electromagnético, calorímetro hadrônico e sistema de múons, o seu programa de física abrange desde a descoberta do bóson de *Higgs* em vários modelos possíveis e formas de decaimentos até supersimetria, dimensões extra, os estudos de precisão do modelo padrão da física de íons pesados, entre outros. O sistema de traços foi construído em várias camadas fornecendo a intensidade do fluxo de partículas carregadas e granularidade de cada uma. O objetivo é determinar a trajetória de partículas com precisão, tendo em conta o fluxo de partículas em três diferentes regiões:

- perto do vértice de interação ($R \sim 10$), onde o fluxo de partículas é muito alto, os detectores de pixel são instalados;
- na intermediária ($20 < r < 50$ cm), o fluxo de partículas é menor, detectores de tiras de silício são instalados (10 cm \times 80 μ cm);
- no mais externa ($r < 55$ cm) são utilizadas tiras de silício, mas com células (250 cm \times 180 cm).

As tiras dos detectores de silício são divididas no barril, TIB (*Inner Tracker Barrel*) e TOB (*Tracker Outer Barrel*), nas tampas estão o TCE (*End Cap Tracker*) e o TID (*Inner Tracker discos*).

A equipe supervisionada pelo físico Karl Aaron Gil, foi nomeada para conectar os cabos de fibra óptica do sistema de traços do CMS para uma região mais externa ao detector, próximo ao solenóide. Todos os cabos estão conectados à sala de controle da eletrônica, que irá processar os sinais analógicos de transmissão óptica dos detectores de silício, localizado dentro das características do sistema. Essa equipe foi dividida, os engenheiros e físicos foram responsáveis por testar e conectar os cabos de fibra óptica, medir o comprimento da fibra, identificar as partes cabos quebrados, e dobrado, para desenvolver ferramentas para analisar dados, analisá-los, acompanhar e documentar todos os resultados.



Figura A.1: Cabo tipo *Multiribbons*.

No total, o sistema é composto de 570 cabos para transmissão de dados chamado *Multiribbons*. A figura A.1 mostra o cabo *Multiribbons* (MR). Cada uma delas tem 96 cabos de fibras ópticas. NO final do MR há 8 conjuntos de 12 de fibras com conectores tipo MPO. A figura A.2 mostra o conector MPO.

Para cada sistema de cabo do sistema de traços do CMS, na sala de controle há um módulo de

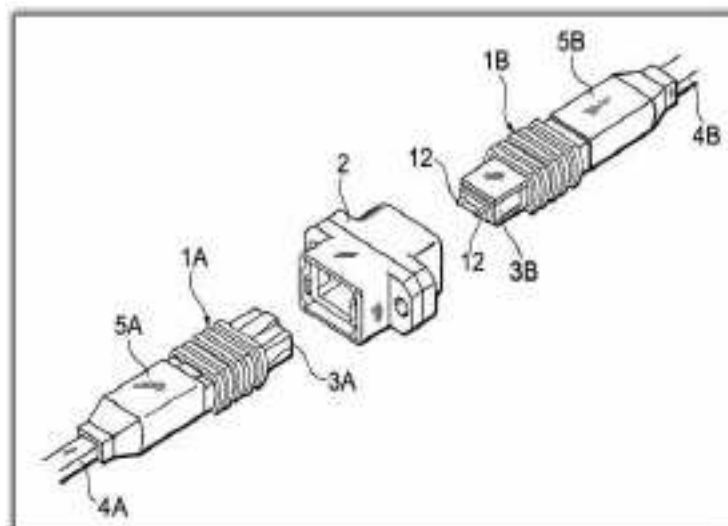


Figura A.2: Conector tipo MPO.

processamento de sinais analógicos conhecido como FED (*The Front-End Driver VME Card*). Se os cabos são para controle, os módulos são conectados FEC (*The Front-End VME Controller Card*) porque o sinal a partir das características do sistema é digitalizado[45]. A transmissão óptica transmissão é usada para a transmissão de sinais. Os cabos saindo do interior do sistema

de traços são conhecidos como *fan-outs* e são conectados internamente através do MU. A figura A.3 ilustra o conector MU, aos cabos chamados *pigtails*.

Fora do sistema de traços, na área do solenóide, o *fan-outs* são conectados a um conjunto de fitas chamadas cassetes em posições específicas. Os conectores utilizados são chamados MFS. A figura A.4 ilustra o conector MFS.



Figura A.3: Conector tipo MU.

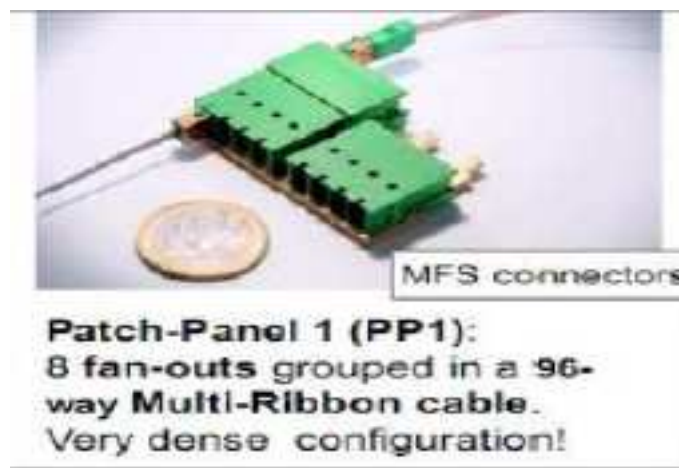


Figura A.4: Conector tipo MFS.

Um conjunto de fitas formam um setor do anel CMS. No total, são 18 setores em ambos os lados do detector (lado positivo e negativo), e que 4 dos 36 setores estão reservados para áreas de suporte mecânicos do sistema de traços. No entanto, as fibras ópticas são muito frágeis. Além disso, deve-se tomar muito cuidado para conectar duas fibras: os conectores devem ser limpos e as áreas das fibras deve ser totalmente conectadas. Para cada teste feito nos cabos de fibra óptica, produtos de limpeza foram utilizadas fibras ópticas para a remoção de gordura e outras impurezas.

O instrumento utilizado para testes em cabos de fibra óptica é conhecido como OTDR[46] (*Optical Time Domain Reflectometer*). O instrumento de medição, basicamente, envia luz laser. As medidas avaliadas explicam as localizações dos possíveis problemas com os cabos. O OTDR funciona medindo o potência de luz de laser emitido e a potência da luz recebida. Toda a diferença na potência do laser, tem sido um pico. A largura do pico é a diferença temporal entre o sinal emitido e recebido e denota uma medida de distância.

A equipe de Qualidade e Controle de cabos adaptou a utilização de OTDR, para que no mesmo teste pudessem ser testadas 12 fibras de um dos cabos com um conector MPO do *multiribbon*, já que o OTDR é um instrumento que mede apenas uma fibra por teste. Assim, os testes foram realizados mais rapidamente.

A unidade de medida do OTDR é dB para a amplitude do sinal laser e metros para os comprimentos medidos. Cada teste realizado em um *multiribbon* obtém-se um espectro com os picos de luz laser esperados. Quando esses picos de luz laser estão em distâncias diferentes das que são definidas para aparecer no espectro, deduz-se que os cabos têm algum tipo de problema.

Os problemas mais comuns foram os de MFS, significando que os *fan-outs* não estão conectados corretamente nos cassetes ou que as conexões estão sujas.

Outro problema comum foi o de MU. Este problema mostra que os *pigtails* ligado aos *fan-outs* no interior do sistema de traços estão sujos ou com conexões indesejáveis.

Quando havia um problema de MFS, esse era rapidamente reparado. No entanto, os problemas de MU não foram reparados porque um lado do *fan-outs* e todos os *pigtails* estavam no interior do sistema de traços e, portanto, inacessíveis. Ao fim de todos os testes, apenas uma fibra dentro do sistema de traços foi perdida. Os problemas de MU até agora não são uma problemática na aquisição de dados de detectores de silício.

Para cada fibra testada, o programa de computador de controle o OTDR gerava um arquivo contendo o resultado. Este processo possuía vários cabeçalhos que não eram comentados. Sendo assim existia uma dificuldade para posterior análise dos dados. Além disso, em alguns momentos as fibras eram retestadas. Para resolver este problema foi desenvolvido um conjunto de ferramentas de programação para selecionar os arquivos mais atuais e extrair informações relevantes de cada um desses arquivos, salvando-os em um único arquivo. No total, foram testadas mais de 50.000 canais de fibra óptica utilizando o OTDR.

Concomitante ao trabalho, ferramentas de programação foram desenvolvidas para a organização dos resultados e de um código em C++ para a análise das medidas. Além disso, no final de cada dia de trabalho, era atualizado um arquivo com todos os resultados, manuscritos e digitais. Outra atividade realizada por nossa equipe era conectar todos os cabos testados nos *racks*, limpando ambos conectores e inserindo uma fita de silicone para proteção das fibras.

Histogramas foram criados para análise de dados. Aos *pigtails*, *fan-outs* e os cabos que levam até a sala de controle da eletrônica o fabricante forneceu os comprimentos nominais. Sendo assim, utilizando as medidas nominais podemos comparar com as medidas aferidas. Caso exista qualquer desvio muito grande em algumas dessas distribuições, podemos encontrar cabos

partidos que não tenham sido reparados por algum descuido ou que são irreparáveis. Nosso objetivo era encontrar o percentual de problemas nas juntas MU. Abaixo, o histograma contendo as medidas aferidas para os comprimentos dos cabos *fan-outs*. Usando o arquivos do banco de dados do grupo do sistema de traços, encontramos as medidas nominais, o que pode ser verificado no mesmo histograma.

Medidas de *fan-out* são obtidas a partir de uma seleção no arquivo de dados, já que aos ca-

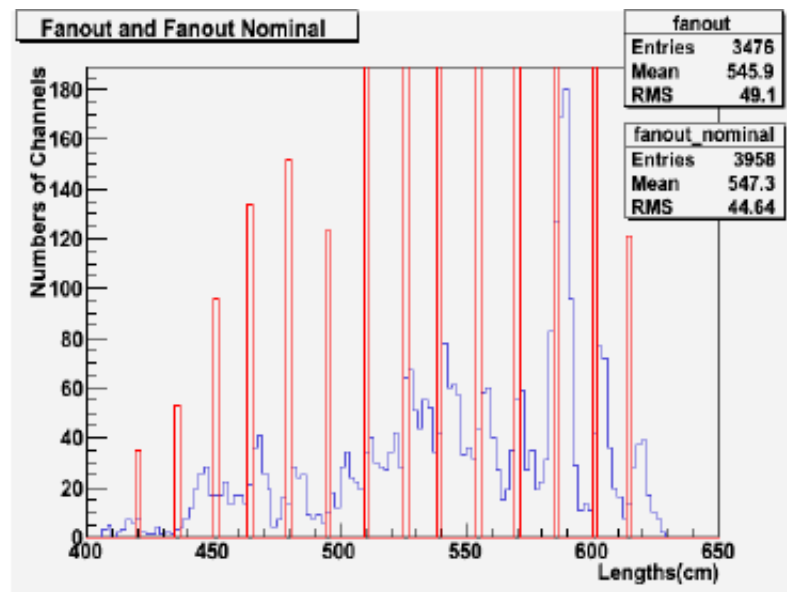


Figura A.5: Histograma com os valores dos comprimentos dos cabos *Fan-Outs*, medidos com o OTDR.

Os cabos do tipo *fan-out* estão conectados aos cabos *pigtails*. Sendo assim, conclui-se que a seleção das medidas dos comprimentos dos cabos *fan-out*, é verdadeira quando existir uma medida de comprimento dos cabos do tipo *pigtail* no arquivo de dados. No total, foram reportados aproximadamente 42.130 canais com problemas de MU, que corresponde a um percentagem de 93% de todos os canais do sistema de traços.

As estimativas para o comprimento do cabo do tipo *Multirribon* foram organizados na tabela A.1.

Comprimento médio dos cabos <i>Multirribbons</i> cm	Desvio padrão cm
6626	15
6122	10
5621	11
5123	11
4624	11

Tabela A.1: Estimativas dos comprimentos dos cabos *Multirribbons*.

Ao total, as ferramentas de computação organizaram os dados de 545 pastas que continham os arquivos medidos pelo OTDR. Sendo assim, considerando-se que dentro dessas pastas tenham 8 arquivos da análise que nos interessa, que são concernentes a cada conector MPO, podemos concluir que 4360 conectores MPO foram testados (alguns conectores MPO estão vazios e estes também foram testados). Recorrendo a tabela manuscrita, sabemos que 3590 conectores MPO (não incluindo os cabos do tipo Pixel, Dark e Mecânicos - que não foram testados), sabemos que 9240 canais estão vazios. Isso significa que caso haja algum problema eventual em outros canais, as posições podem ser trocadas, e assim os canais reparados. Essa porcentagem de canais vazios corresponde 'a aproximadamente 20% do total de canais.

Analisando as ferramentas computacionais desenvolvidas, aproximadamente 2% dos arquivos estão com algum tipo de problema, já que não forneceram nenhuma medida do comprimento dos cabos Multirribon.

Em suma, o escopo desse trabalho na Comissão do sistema de traços foi desenvolver ferramentas computacionais, reportar diariamente os resultados dos testes para o supervisor responsável, testar os cabos de fibras ópticas, efetuar análise dos resultados dentre outros. Lembramos também que muitas fibras quebradas foram encontradas, assim como conexões errôneas no sistema de traços. Todos esses problemas foram reparados assim que a nossa equipe os detectou.

REFERÊNCIAS

- [1] B.E. Cox & J.R. Forshaw, *POMWIG: HERWIG for diffractive interactions*, Comput. Phys. Commun. **144** (2002) 104, hep-ph/0010303.
- [2] T. Sjostrand *et al.*, *PYTHIA 6.2: Physics and manual*, hep-ph/0108264.
- [3] T. L. S. Group:, “The Large Hadron Collider Conceptual Design,” CERN-AC-95-05(1995) arXiv:hep-ph/0601012.
- [4] R. Bailey. Talk at the LHC Project Workshop CHAMONIX XV 23-27 January 2006.
- [5] The CMS and Totem diffractive and forward physics workin group, *Prospects for Diffractive and Forward Physics at LHC*, CERN/LHCC 2006-039/G-124.
- [6] A. De Roeck, V. A. Khoze, A. D. Martin, R. Orava, and M. G. Ryskin, “Ways to detect a light Higgs boson at the LHC,” Eur. Phys. J. C25 (2002) 391–403, arXiv:hep-ph/0207042.
- [7] CDF Collaboration, A. A. Affolder *et al.*, “Diffractive dijets with a leading antiproton in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1800\text{GeV}$,” Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5043–5048.
- [8] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, "Observation of diffractive W boson production at the Tevatron," Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2698–2703, arXiv:hep-ex/9703010.
- [9] D0 Collaboration, V. M. Abazov *et al.*, "Observation of diffractively produced W and Z bosons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1800\text{GeV}$ ", Phys. Lett. B574 (2003) 169–179, arXiv:hep-ex/0308032.
- [10] D0 Collaboration, B. Abbott *et al.*, “Hard single diffraction in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ – 1800GeV ”, Phys. Lett. B531 (2002) 52–60, arXiv:hep-ex/9912061.
- [11] J. C. Collins, “Light-cone variables, rapidity and all that,” arXiv:hep-ph/9705393.
- [12] A. Brandt *et al.*, “The Small angle spectrometer of experiment UA8 at the Sp anti-pS collider,” Nucl. Instrum. Meth. A327 (1993) 412–426.
- [13] C. N. Booth (*UA2 Collaboration*), “Proceedings of the 6th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics”, K. Eggert *et al.*, Nucl. Instruments and Methods 224(1984)360.
- [14] A. Delizee, H. Kuhn, W.C. Middelkoop, B. de Raad, J-C. Schnuriger, G. Schroder and J-P. Zanasco, The design of the Beam Dumping system of the CERN Intersecting Storage Rings, CERN/ISR-BT/69-35, 1969.
- [15] P.D.B. Collins, “An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics”, Cambridge University Press, Cambridge, 1977.

- [16] Notas de aula do Prof. Alberto Santoro.
- [17] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov and V.S. Fadin, Sov. Phys. JETP 44(1976) 443; *ibid.* 45 (1977) 199; I.I. Balitsky and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 28(1978)822.
- [18] M. L. Good & W.D. Walker, Phys. Rev. **120**, 1857 (1960).
- [19] V. Barone & E. Predazzi, *High-Energy Particle Diffraction*, Springer, 2002.
- [20] M. Arneodo and M. Diehl, “Diffraction for non-believers,” arXiv:hep-ph/0511047.
- [21] CDF and D0 Collaboration, K. Terashi, “New diffraction results from the Tevatron,” arXiv:hep-ex/0605084.
- [22] A. H. Mueller and H. Navelet, “An Inclusive Minijet Cross-Section and the Bare Pomeron in QCD,” Nucl. Phys. B282 (1987) 727.
- [23] J. R. Andersen, V. Del Duca, S. Frixione, C. R. Schmidt, and W. J. Stirling, “Mueller-Navelet jets at hadron colliders,” JHEP 02 (2001) 007, arXiv:hep-ph/0101180.
- [24] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual,” JHEP 05 (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [25] A. Edin, G. Ingelman, and J. Rathsman, “Soft color interactions as the origin of rapidity gaps in DIS,” Phys. Lett. B366 (1996) 371–378, arXiv:hep-ph/9508386.
- [26] K. Werner et al., “Ultra-high energy cosmic rays: Some general features, and recent developments concerning air shower computations,” AIP Conf. Proc. 739 (2005) 385–397, arXiv:astro-ph/0407165.
- [27] J. Knapp, D. Heck, S. J. Sciutto, M. T. Dova, and M. Risse, “Extensive air shower simulations at the highest energies,” Astropart. Phys. 19 (2003) 77–99, arXiv:astro-ph/0206414.
- [28] D.J. Damião, MSc. Thesis, *Produção difrativa do méson B decaindo em J/ψ no CMS/LHC*, UERJ - PPGF-M.13/05.
- [29] The CMS Collaboration, *CMS Physics Technical Design Report, Volume I: Physics Performance*, CERN/LHCC 2006-021.
- [30] N. Amapane, Dott. Thesis, *Development and Performance of High Level Trigger Algorithms for the Muon Trigger of the CMS Experiment*, UNITO - D.24/03.
- [31] The CMS Collaboration, *The Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 2002-027.
- [32] The CMS Collaboration, *The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments*, JINST - 2008.
- [33] The CMS Collaboration, *The Hadron Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-031.
- [34] G. Ingelman and P. E. Schlein. Jet structure in high mass diffractive scattering. Phys. Lett. B, 152:256, 1985.
- [35] G. Corcella *et al.*, hep-ph/0011363.

- [36] “Diffractive Physics, LAFEX International School on High Energy Physics (LISHEP-98), Rio de Janeiro, Brazil, 10-20 February 1998.” <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9806363v1>.
- [37] Covolan, R. J. M. and Soares, M. S., "Study on the Pomeron structure function", 10.1103/PhysRevD.57.180, PhysRevD.57.180, em Janeiro de 1998, American Physical Society.
- [38] Derik, M., et al., **ZEUS** Collab., DESY 95-143 (1995).
- [39] Cox, B. E. e Forshaw, J. R., POMWIG: HERWIG for Diffractive Interactions v3 20 junho de 2001, Comput. Phys. Commun.144:104-110,2002. Disponível na Internet: <http://lanl.gov/pdf/hep-ph/0010303> em out. 2005.
- [40] V. A. Khoze, A. D. Martin and M. G. Ryskin, Phys. Lett. B 643 (2006) 93.
- [41] Berthon U. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuideMixingModule>.
- [42] LHC Commiss. <http://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/>.
- [43] CMS Collaboration, "Study of single-diffractive production of W bosons at the LHC" CMS PAS DIF-07-002 (2007).
- [44] M. M. Obertino, F. de Araujo. "Observation of single-diffractive production of di-jets at the LHC". CMS AN-2008/059.
- [45] Predicting the Gain Spread of the CMS Tracker Analog Readout Optical Links, 145. Gill K.; Dris S.; Troska J.; Vasey F.; CMSNOTE (Meyrin, 2006).
- [46] CMS Optical Links Quality Assurance. Optical Time Domain Reflectometer (OTDR).

Livros Grátis

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

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

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

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

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