



Universidade do Estado do Rio de Janeiro

Centro de Tecnologia e Ciências

Instituto de Física Armando Dias Tavares

Luana Soares Jorge

Estudo de lacunas de rapidez e caracterização de processos difrativos em
eventos de *minimum bias* a 7TeV no CMS/LHC

Rio de Janeiro
2011

Luana Soares Jorge

Estudo de lacunas de rapidez e caracterização de processos difrativos em
eventos de *minimum bias* a 7TeV 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.

Orientador: Wagner de Paula Carvalho
Coorientadora: Wanda Lúcia Prado da Silva

Rio de Janeiro
2011

CATALOGAÇÃO NA FONTE
UERJ/REDE SIRIUS/CTC-D

J82 Jorge, Luana Soares

Estudo de lacunas de rapidez e caracterização de processos difrativos em eventos de *minimum bias* a 7 TeV no CMS/LHC / Luana Soares Jorge - 2011

91f.: il.

Orientador: Wagner de Paula Carvalho.

Coorientadora: Wanda Lúcia Prado da Silva.

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

1.Partículas (Física nuclear) - Difração - Teses. 2. Detectores de partículas sensíveis a posição - Teses. 3. Colisões (Física nuclear) - Teses. I. Carvalho, Wagner de Paula II. Silva, Wanda Lúcia Prado da. III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Instituto de Física Armando Dias Tavares. IV.Título.

CDU 539.12

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

Assinatura

Data

Luana Soares Jorge

Estudo de lacunas de rapidez e caracterização de processos difrativos em eventos de *minimum bias* a 7TeV 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.

Aprovada em: 02 de fevereiro de 2011.

Banca Examinadora:

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

Profa. Dr. Wanda Lúcia Prado da Silva (Coorientadora)
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof. Dr. Alberto Santoro
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof. Dr. Luis Antônio A. C. P. da Mota
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Profa. Dr. Maria Helena Pol
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Prof. Dr. Gilvan Augusto Alves
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro
2011

RESUMO

JORGE, Luana Soares. *Estudo de lacunas de rapidez e caracterização de processos difrativos em eventos de minimum bias a 7 TeV no CMS/LHC. 2011. 91 f.* Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2011.

Neste trabalho estudamos as características das distribuições da lacuna de rapidez em amostras de eventos de *minimum bias* de colisões pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV no CMS/LHC. Tais eventos são constituídos por processos difrativos, além de processos de QCD mole. São investigados o tamanho e a localização das lacunas, assim como as correlações entre as distribuições obtidas a partir dos objetos reconstruídos no detector e as distribuições obtidas a partir das partículas geradas via simulação Monte Carlo. Uma boa compreensão dessas distribuições pode, eventualmente, possibilitar a caracterização de eventos difrativos nos dados.

Palavras-chave: Minimum bias. Física difrativa. CMS/LHC.

ABSTRACT

Rapidity gap distributions in minimum bias events from pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV are studied. Minimum bias events are composed by diffractive processes and soft QCD processes. Gap size and position, as well as correlations between reconstructed distributions and Monte Carlo simulated distributions are investigated. A good understanding of such distributions may, eventually, make it possible characterize diffractive events in real data.

Keywords: Minimum bias. Diffractive Physics. CMS/LHC.

AGRADECIMENTOS

- Agradeço à Deus pela oportunidade de aprendizado e evolução que tenho a partir dos desafios que a vida me proporciona.
- Aos professores Wagner Carvalho e Wanda Prado pela orientação e amizade nesses anos que me acompanharam, além da paciência necessária.
- À galera da HEPGRID, muito eficiente, que me proporcionou apoio técnico e momentos descontraídos.
- Ao PPGF e a CAPES pelo suporte financeiro.
- Aos meus amigos Marília Carneiro, Eliza Melo, Felipe Araujo, Walter Aldá, Diego Figueiredo, Dilson de Jesus, Sandro Fonseca, Sheila Amaral, Jordan Martins e Ana Thereza pelo incentivo, ajuda constante, momentos agradáveis de muito riso e alegria.
- Ao Henrique Carli, meu eterno namorado.
- À minha família, suporte tão precioso que é a base de todos os meus ideais e que sempre estará em primeiro lugar na minha vida. Amo vocês!

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - O gráfico de Chew-Frautschi [5].	18
Figura 2 - Seção de choque total para espalhamentos pp e $\bar{p}p$ fitados para o com- portamento $(\ln s)^\gamma$. [9]	18
Figura 3 - Trajetória do pomeron	19
Figura 4 - Espalhamento elástico.	20
Figura 5 - Difração simples.	21
Figura 6 - Difração dupla.	22
Figura 7 - Dupla troca de pomeron.	22
Figura 8 - (a) canal- s . (b) canal- t . (c) canal- u	24
Figura 9 - Distribuição de rapidez do estado final da topologia difração simples. . .	30
Figura 10 - Esquema do LHC	34
Figura 11 - Sistema de coordenadas do CMS	35
Figura 12 - Esquema tridimensional do CMS	37
Figura 13 - Esquema tridimensional do detector de pixel	38
Figura 14 - Seção reta do detector de silício do <i>tracker</i>	39
Figura 15 - Seção do Barril do calorímetro eletromagnético do CMS	40
Figura 16 - Seção das tampas do calorímetro eletromagnético do CMS	41
Figura 17 - Visão longitudinal do detector CMS mostrando as localizações do barril (HB), <i>endcap</i> (HE), externo (HO) e os calorímetros frontais (HF)	42
Figura 18 - Esquema de numeração para as cunhas do HB. A cunha 1 está situada na direção ($x+$) do anel do LHC	43
Figura 19 - Visão longitudinal de um quarto do sistema de múons do CMS.	45
Figura 20 - Visão da configuração das câmaras DT do sistema de múons do CMS. . .	46
Figura 21 - Localização do CASTOR na região frontal do CMS	47
Figura 22 - Visão tridimensional da configuração do CASTOR e suporte.	48
Figura 23 - Detalhes dos componentes e geometria do calorímetro CASTOR	48
Figura 24 - Distribuição do fluxo de energia em relação ao η para cada componente da amostra de <i>minimum bias</i> a nível de gerador.	55
Figura 25 - Distribuição de energia transversa para cada componente da amostra de <i>minimum bias</i> a nível de gerador.	55
Figura 26 - Distribuição de momentum longitudinal para cada componente da amostra de <i>minimum bias</i> a nível de gerador.	56

Figura 27 - Distribuição da fração do momentum perdido pelo próton, ξ , para cada componente da amostra de <i>minimum bias</i>	56
Figura 28 - Correlação entre ξ calculado diretamente do próton e o ξ estimado a partir da equação 4.	57
Figura 29 - Distribuição da energia transversa depositada nas torres dos calorímetros.	59
Figura 30 - Distribuição do momentum na direção z, obtido a partir das torres.	60
Figura 31 - Distribuição da fração do momentum perdido pelo próton, ξ , obtido a partir da equação 4 usando o objeto <i>CaloTower</i>	60
Figura 32 - Correlação entre ξ_{CALO} estimado para o objeto <i>CaloTower</i> e ξ_{GEN} , onde a reta equivale à $\xi_{CALO} = \xi_{GEN}$	61
Figura 33 - Distribuição da energia transversa depositada nas torres dos calorímetros e reconstruídas para o objeto <i>ParticleFlow</i>	62
Figura 34 - Distribuição do momentum longitudinal reconstruído para o objeto <i>ParticleFlow</i>	62
Figura 35 - Distribuição da fração do momentum perdido pelo próton, ξ , estimada a partir da equação 4 usando o objeto <i>ParticleFlow</i>	63
Figura 36 - Correlação entre a ξ_{PF} estimado para o objeto <i>ParticleFlow</i> e ξ_{GEN} , onde a reta equivale à $\xi_{PF} = \xi_{GEN}$	63
Figura 37 - Distribuição da maior lacuna de rapidez de um evento considerando o espaço de fase total. No primeiro histograma temos as distribuições para PYTHIA8 e no segundo para PYTHIA6.	64
Figura 38 - Distribuição do centro da LRG de um evento considerando o espaço de fase total. No primeiro histograma temos as distribuições para PYTHIA8 e no segundo para PYTHIA6.	65
Figura 39 - Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mínimo exigido no evento considerando o espaço de fase total.	65
Figura 40 - Distribuição da maior lacuna de rapidez de um evento considerando o espaço de fase restrito à $ \eta < 5,2$	66
Figura 41 - Distribuição do centro da maior lacuna de rapidez de um evento considerando o espaço de fase restrito à $ \eta < 5,2$	66
Figura 42 - Distribuição de eta das partículas para cada evento para a componente de difração simples $pp \rightarrow pX$ considerando o espaço de fase total.	67
Figura 43 - Distribuição de eta das partículas para cada evento para a componente de difração dupla $pp \rightarrow XY$ considerando o espaço de fase total.	68
Figura 44 - Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mínimo exigido no evento considerando o espaço de fase $ \eta < 5,2$	68

Figura 45 - Distribuição da LRG usando o objeto <i>CaloTower</i>	69
Figura 46 - Distribuição do η_{CENTRO} usando o objeto <i>CaloTower</i>	69
Figura 47 - Correlação entre a LRG gerada e reconstruída para o objeto <i>CaloTower</i>	70
Figura 48 - Correlação entre o η_{CENTRO} gerada e reconstruída para o objeto <i>CaloTower</i>	70
Figura 49 - Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos simples (SD).	71
Figura 50 - Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos duplos (DD).	71
Figura 51 - Distribuição da energia por η para a componente difrativa simples, SD.	72
Figura 52 - Distribuição da energia por η para a componente difrativa dupla, DD. .	72
Figura 53 - Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mín- imo exigido no evento utilizando o objeto físico <i>CaloTower</i>	73
Figura 54 - Distribuição da LRG usando o objeto <i>ParticleFlow</i>	73
Figura 55 - Distribuição do η_{CENTRO} usando o objeto <i>ParticleFlow</i>	74
Figura 56 - Correlação entre a LRG gerada e reconstruída para o objeto <i>ParticleFlow</i>	74
Figura 57 - Correlação entre o η_{CENTRO} gerada e reconstruída para o objeto <i>Parti- cleFlow</i>	75
Figura 58 - Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos simples (SD) considerando o objeto <i>ParticleFlow</i>	75
Figura 59 - Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos duplos (DD) considerando o objeto <i>ParticleFlow</i>	76
Figura 60 - Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mín- imo exigido no evento utilizando o objeto físico <i>ParticleFlow</i>	76
Figura 61 - Distribuição da LRG usando os objetos <i>CaloTower</i> e <i>Tracker</i>	77
Figura 62 - Distribuição do η_{CENTRO} usando os objetos <i>CaloTower</i> e <i>Tracker</i>	78
Figura 63 - Correlação entre a LRG gerada e reconstruída pelos objetos <i>CaloTower</i> e <i>Tracker</i>	78
Figura 64 - Correlação entre o η_{CENTRO} gerada e reconstruída pelos objetos <i>Calo- Tower</i> e <i>Tracker</i>	79
Figura 65 - Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos simples (SD) considerando os objetos <i>CaloTower</i> e sistema de trajetórias.	79
Figura 66 - Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mín- imo exigido no evento utilizando os objetos físicos <i>CaloTower</i> e traços. .	80
Figura 67 - Distribuição da LRG usando os objetos <i>ParticleFlow</i> e <i>Tracker</i>	80
Figura 68 - Distribuição do η_{CENTRO} usando os objetos <i>ParticleFlow</i> e <i>Tracker</i>	81

Figura 69 - Correlação entre a LRG gerada e reconstruída pelos objetos <i>ParticleFlow</i> e <i>Tracker</i>	81
Figura 70 - Correlação entre o η_{CENTRO} gerada e reconstruída pelos objetos <i>ParticleFlow</i> e <i>Tracker</i>	82
Figura 71 - Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mínimo exigido no evento utilizando os objetos físicos <i>ParticleFlow</i> e traços.	82
Figura 72 - Distribuição da multiplicidade no HF para a região $\eta < 0$ para PYTHIA8	89
Figura 73 - Distribuição da multiplicidade de traços usando o gerador PYTHIA8.	90
Figura 74 - Distribuição da multiplicidade no HF para a região $\eta < 0$ para PYTHIA8 selecionando eventos com número de traços inferior ou igual a 12.	91

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Parâmetros do LHC	32
Tabela 2 - Denominações técnicas e número de eventos das amostras de Monte Carlo.	51
Tabela 3 - Denominações técnicas e número de eventos das amostras de dados reais.	53
Tabela 4 - Limiar de energia para <i>CaloTower</i>	59
Tabela 5 - Limiar de energia para ParticleFlow	61
Tabela 6 - Número de eventos para cada componente da amostra de MB no bin 0,0 da distribuição de multiplicidade do HF.	90

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	13
1	FÍSICA DIFRATIVA	14
1.1	Introdução	14
1.2	Teoria de Regge	16
1.2.1	<u>O Pomeron</u>	17
1.3	Topologias difrativas	20
1.4	Cinemática da interação entre duas partículas	22
1.4.1	<u>Conceitos gerais</u>	22
1.4.2	<u>Difração simples</u>	24
1.4.3	<u>Rapidez e lacunas de rapidez</u>	27
2	O EXPERIMENTO CMS NO LHC	32
2.1	<i>Large Hadron Collider</i> - LHC	32
2.2	Sistema de coordenadas	34
2.3	<i>Compact Muon Solenoid</i> - CMS	35
2.3.1	<u>Magneto supercondutor</u>	37
2.3.2	<u>Sistema de trajetórias</u>	37
2.3.3	<u>Calorímetro eletromagnético - ECAL</u>	40
2.3.4	<u>Calorímetro hadrônico - HCAL</u>	42
2.3.5	<u>Sistema de detecção de múons</u>	44
2.3.6	<u>Detectores frontais</u>	46
2.4	Simulação e reconstrução	49
2.5	Sistema de gatilho	49
3	ANÁLISE DOS EVENTOS DE MINIMUM BIAS	51
3.1	Introdução	51
3.2	Amostras usadas	51
3.2.1	<u>Eventos simulados</u>	52
3.2.2	<u>Eventos reais</u>	52
3.3	Seleção de eventos	53
3.4	Estudo das variáveis cinemáticas	54
3.4.1	<u>Nível de gerador</u>	54
3.4.2	<u>Nível de reconstrução do detector</u>	58
3.5	Estudo da lacuna de rapidez	63

3.5.1	<u>Nível de gerador</u>	64
3.5.2	<u>Nível de reconstrução</u>	68
4	CONCLUSÃO	83
	REFERÊNCIAS	85
	APÊNDICE A – Estudo complementar da multiplicidade de torres no HF	88

INTRODUÇÃO

Os eventos de *minimum bias*, que poderíamos traduzir como eventos com atividade mínima, constituem a grande maioria dos eventos produzidos nas interações pp no LHC. São dominados por interações partônicas de baixo momentum transversal: processos de QCD não difrativos e processos de dissociação difrativa simples e dupla.

Difração, em física de altas energias, é um fenômeno que ocorre através da troca de um objeto com os números quânticos do vácuo, denominado Pomeron. Como consequência desta troca de número quânticos do vácuo entre as partículas interagentes, aparece uma lacuna na distribuição de rapidez das partículas produzidas na dissociação, a qual é a principal característica de um evento difrativo e, eventualmente, para distinguir topologias distintas, pois cada topologia apresenta uma distribuição em rapidez diferente no espaço de fase η - ϕ . Por exemplo, eventos de difração simples apresentam um estado final com um próton espalhado com momentum longitudinal quase inalterado, uma lacuna de rapidez e um sistema dissociado, diferentemente da difração dupla que produz dois sistemas dissociados separados por uma lacuna de rapidez.

Neste trabalho, realizamos um estudo das distribuições de lacunas de rapidez em amostras de *minimum bias* tanto simuladas quanto coletadas pelo detector CMS em colisões pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, com o intuito da caracterização das topologias difrativas nelas presentes.

No decorrer desta dissertação é feita, no capítulo 2, uma introdução teórica em que apresentamos, brevemente, alguns aspectos da física difrativa, da teoria de Regge, a qual descreve os processos moles que são objeto deste trabalho e da cinemática dos espalhamentos, com ênfase para o processo de difração simples. No capítulo 3, damos uma visão geral a cerca do detector CMS, dos processos de simulação e reconstrução de dados e do sistema de gatilho utilizado para a seleção de dados de interesse. No capítulo 4, é feita a análise das distribuições das lacunas de rapidez, comparando dados reais com os dados de Monte Carlo a partir dos geradores PYTHIA6 e PYTHIA8. As conclusões e perspectivas podem ser encontradas no capítulo 5.

1 FÍSICA DIFRATIVA

1.1 Introdução

O termo *difração* foi introduzido na física de altas energias em analogia com o fenômeno clássico da óptica que ocorre quando um feixe de luz encontra um obstáculo ou uma fenda com dimensões comparáveis ao comprimento de onda λ do feixe incidente. Na óptica a intensidade da luz difratada em pequenos ângulos e grande número de onda κ é dada pela equação 1.1.

$$I(\theta) \simeq I(0)(1 - B^2 \kappa^2 \theta^2), \quad (1)$$

sendo $B \propto R$, o raio do obstáculo ou fenda, θ o ângulo de espalhamento e $q \simeq \kappa \theta$ é o momentum transferido. Os processos difrativos hadrônicos têm comportamento similar, pois a seção de choque diferencial do espalhamento elástico $pp \rightarrow pp$, para pequenos valores de quadrimomentum transferido ao quadrado $|t|$, se comporta como a equação 1.1

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} e^{-B^2|t|} \simeq \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (1 - B^2|t|), \quad (2)$$

porém nesse caso B é proporcional ao raio do hádron espalhado.

A primeira definição formal de difração hadrônica em termos modernos foi dada por Good e Walker, em 1960, em seu artigo intitulado *Diffraction Dissociation of Beam Particles* [1], e foi descrita como:

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 característica extremamente estreita em momento transversal e terão os mesmos números quânticos da partícula inicial, ou seja, o mesmo spin, spin isotópico e paridade...

Good e Walker, 1960.

Assim, os processos difrativos têm duas características fundamentais e necessárias:

1. apenas os números quânticos do vácuo são trocados entre as partículas espalhadas, tendo no estado final a conservação dos números quânticos. Como o conjunto dos números quânticos do vácuo caracteriza um objeto chamado de *Pomeron* podemos dizer que a dinâmica da troca do *Pomeron*, em uma determinada interação é responsável pela difração;
2. concentração de partículas produzidas em uma determinada área espacial evidenciando uma lacuna espacial na área complementar a última. Ou seja, a troca do *Pomeron* implica na existência de uma lacuna sem produção de partículas no espaço de fase, a qual denominamos lacuna de rapidez (*rapidity gap*).

Interações não difrativas também podem apresentar uma lacuna de rapidez, de tamanho $\Delta\eta$, com uma distribuição estatística exponencial

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \sim e^{-\Delta\eta} \quad (3)$$

diferente das interações difrativas que têm uma distribuição aproximadamente constante (respeitados certos limites cinemáticos)

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \sim \text{constante}. \quad (4)$$

Os processos hadrônicos são classificados em duas classes distintas: processos moles e processos duros.

- **Processos moles:** O quadrado do momentum transferido é geralmente pequeno: $|t| \sim 1/R^2 \sim (\text{poucas centenas de MeV})^2$. A seção de choque tem distribuição exponencial e sua dependência com t é: $d\sigma/dt \sim e^{-B^2|t|}$. Exemplos clássicos de processos moles são o espalhamento hádron-hádron elástico e a dissociação difrativa. O ponto de vista teórico, a cromodinâmica quântica (QCD) perturbativa é inadequada para descrever esses processos, pois a presença de uma escala de comprimento grande (R) faz dela intrinsecamente não-perturbativa. A aproximação a qual tem sido adotada é a teoria de Regge a qual será mais detalhada na próxima seção.
- **Processos duros:** O $|t|$ está numa ordem de escala de aproximadamente $\geq 1\text{GeV}^2$ e a dependência da seção de choque com esta variável é tipicamente de potências do logaritmo. Também é caracterizada pela presença de jatos ou partículas massivas. A QCD 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 chamado de uma escada (*ladder*) de glúons. Dois exemplos desse processo são o *Deep Inelastic Scattering* (DIS) e a produção de jatos de alto p_T . Esses processos não serão abordados neste trabalho.

1.2 Teoria de Regge

Quando as colisões hádron-hádron, mediadas pela interação forte, ocorrem com pequeno valor de momentum transferido, a ausência de uma escala dura significa que a constante de acoplamento da interação forte α_s é grande e que descrições usando QCD perturbativa não são aplicáveis. Neste regime não perturbativo a teoria de Regge tem fornecido uma boa descrição dos dados.

A teoria de Regge [2] foi desenvolvida a partir da mecânica quântica não relativística por Túlio Regge [3, 4]. Regge observou que os estados ligados para um potencial atrativo esfericamente simétrico apareciam como pólos da amplitude de onda parcial, $a_l(t)$, com o aumento do momentum angular e da energia. A idéia de Regge foi fazer a continuação analítica da amplitude de onda parcial para valores complexos de l obtendo uma função de interpolação $a(l,t)$. Para potenciais bem definidos, as singularidades de $a(l,t)$ (pólos de Regge) tem sua localização definida pela relação :

$$l = \alpha(t), \quad l = \text{inteiro} \quad (5)$$

onde $\alpha(t)$ é uma função da energia chamada de trajetória de Regge, ou mais conhecida na física de partículas como Reggeon.

Considerando a trajetória $\alpha(t)$ pela expansão em série de potências em torno de $t = 0$, para um t suficientemente pequeno, a trajetória pode ser parametrizada da seguinte forma

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t \quad (6)$$

onde $\alpha(0)$ e α' são chamadas de intersecção e inclinação da trajetória, respectivamente. A figura 1 exemplifica uma trajetória de Regge pelo gráfico de $Re[\alpha(t)]$ versus $M^2 = t$, conhecido como gráfico de Chew-Frautschi. Os estados físicos representados são mésons ρ e ρ_3 no canal s, com os coeficientes da trajetória

$$\alpha(0) \simeq 0.5 \quad \alpha' \simeq 0.8 GeV^{-2} \quad (7)$$

onde esta linearidade se estende também para valores negativos de t . Portanto a teoria de Regge prediz que as interações fortes não ocorrem pela troca de partícula, mas sim de um Reggeon, isto é, uma família de ressonâncias.

1.2.1 O Pomeron

A intersecção da trajetória de Regge apresentada na seção anterior não excede a 0,5. considerando-se somente essa troca de Reggeon, a seção de choque total deveria decrescer com a energia [9]:

$$\sigma_{tot} \simeq_{s \rightarrow \infty} s^{\alpha(0)-1}. \quad (8)$$

No entanto, sabe-se experimentalmente que a seção de choque cresce a altas energias, conforme pode ser verificado na figura 2.

Supondo um valor constante para a seção de choque em seu limite assintótico, Chew e Frautschi [5] e Gribov [6] introduziram uma trajetória de Regge com a intersecção igual a 1. Esse Reggeon foi chamado de *pomeron* e denotado por $\mathbb{P}$. A figura 3 representa

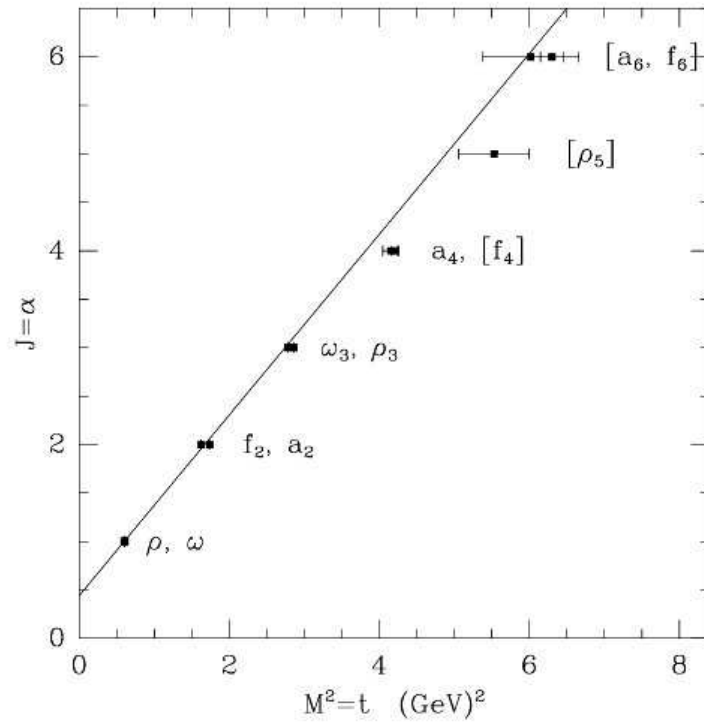


Figura 1: O gráfico de Chew-Frautschi [5].

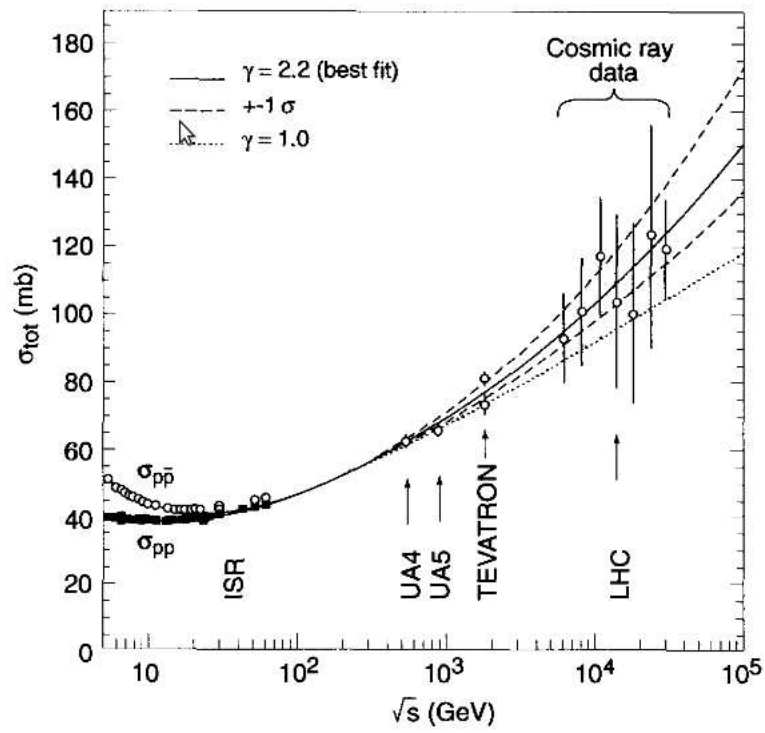


Figura 2: Seção de choque total para espalhamentos pp e $p\bar{p}$ fitados para o comportamento $(\ln s)^\gamma$. [9]

a trajetória do Pomeron, com os valores atualmente aceitos para interseção e inclinação [8]:

$$\alpha_P(t) = 1,08 + 0,25t \quad \text{GeV}^{-2} \quad (9)$$

Não há partículas conhecidas que se ajustem à trajetória do Pomeron, apenas um candidato a *glueball* 2^{++} [7], incluído na figura 3.

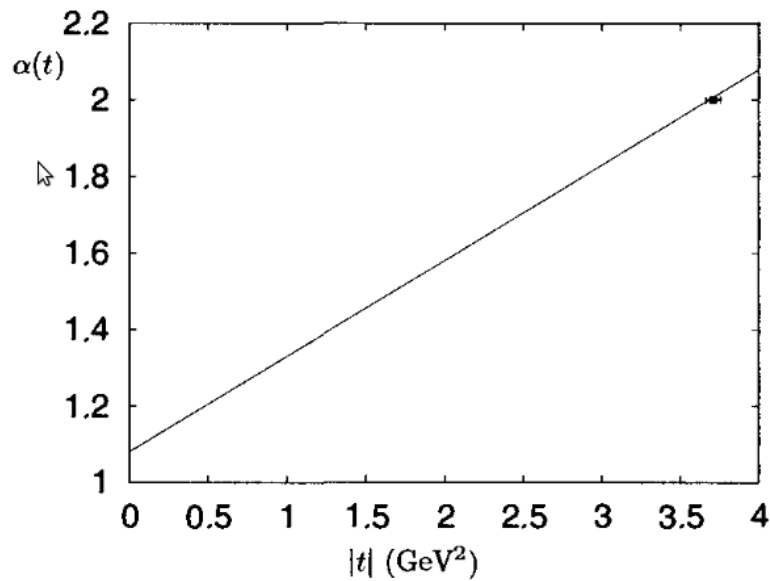


Figura 3: Trajetória do pomeron com um candidato a bola de gluons [7]. A linha corresponde à trajetória $\alpha_P(t) = 1,08 + 0,25t \text{ GeV}^{-2}$ [8].

O pomeron é uma trajetória dominante nos processos elásticos e difrativos os quais serão melhor detalhados a seguir.

1.3 Topologias difrativas

A assinatura experimental mais clara de um evento difrativo são as lacunas na distribuição espacial (bem como a existência de uma partícula difratada, ou estado ressonante com o quadrimomentum muito próximo ao da partícula incidente) das partículas do estado final. Para caracterizar as distribuições de partículas utilizaremos as variáveis ϕ , o ângulo azimutal de espalhamento, e a pseudo-rapidez η , definida como $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, onde θ é o ângulo polar de espalhamento. A pseudo-rapidez tem a vantagem de ser uma grandeza puramente geométrica. Diferentes topologias difrativas são caracterizadas por lacunas de rapidez. Abaixo, mostraremos algumas das topologias[9] mais comuns para o espalhamento pp .

- **Espalhamento elástico:** As duas partículas incidentes permanecem intactas no estado final com apenas um desvio de momentum

$$p + p \rightarrow p \oplus p$$

onde $\oplus$ representa uma lacuna de rapidez. Na figura 4 vê-se um diagrama bidimensional $\eta \times \phi$ representando o estado final do espalhamento elástico.

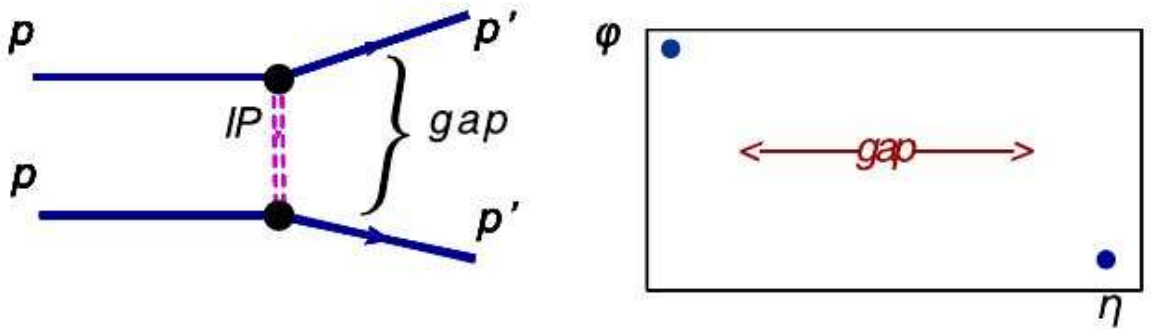


Figura 4: Espalhamento elástico. À esquerda: a representação esquemática. À direita: distribuição em (η, ϕ) das partículas do estado final, onde os dois pontos são os prótons espalhados. O intervalo entre esses dois pontos representa a lacuna de rapidez idealizada.

- **Difração simples:** apenas uma das partículas incidentes permanece intacta no estado final e a outra sofre uma dissociação formando um sistema excitado X , seja um pacote de partículas ou uma ressonância, com os mesmos números quânticos. A lacuna de rapidez é formada entre o próton difratado e os produtos hadrônicos da

partícula dissociada. O processo pode ser caracterizado por ser um processo duro ou mole, no primeiro caso haverá a produção característica de jatos entre os produtos hadrônicos do sistema X (difração simples dura). Representamos este processo pela reação abaixo e pelos diagramas mostrados na figura 5.

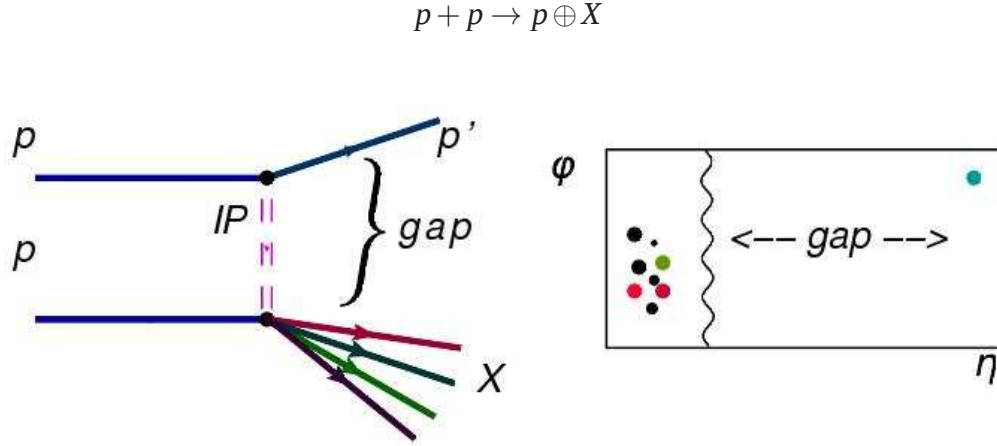


Figura 5: Difração simples. À esquerda: a representação esquemática. À direita: distribuição em (η, ϕ) das partículas do estado final, onde o ponto isolado é o próton difratado e do lado oposto, separado pela representação da lacuna de rapidez, temos o sistema X .

- **Difração dupla:** Similar ao processo difrativo simples, diferenciando-se pela dissociação das duas partículas incidentes formando dois sistemas excitados X e Y , preservando os números quânticos das partículas correspondentes e deixando uma lacuna de rapidez entre eles. Representamos a difração dupla pela reação abaixo e os diagramas mostrados na figura 6.

$$p + p \rightarrow X \oplus Y$$

- **Dupla troca de pomeron:** Caracteriza-se pelas duas partículas incidentes se manterem intactas, como no espalhamento elástico, porém com a formação de um estado excitado central, devido à troca de dois pomerons. Nesta topologia há a formação de lacunas de rapidez entre o sistema central e os prótons espalhados, como esquematizado na figura 7 e representado pela reação abaixo.

$$p + p \rightarrow p \oplus X \oplus p$$

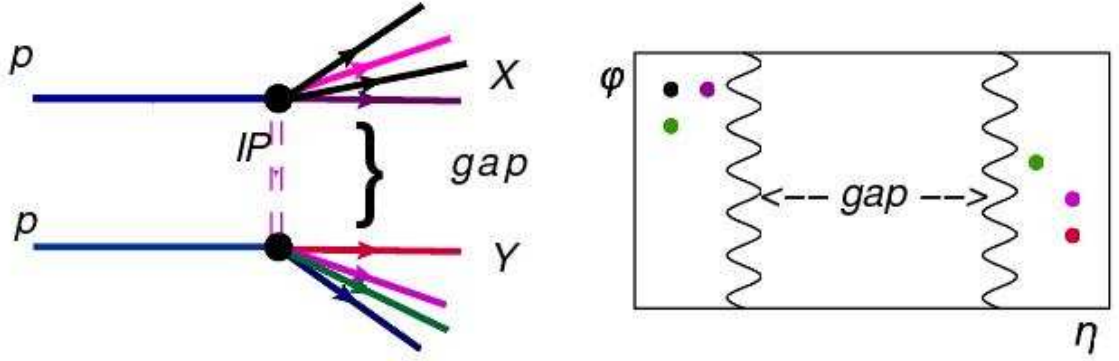


Figura 6: Difração dupla. À esquerda: a representação esquemática. À direita: distribuição em (η, ϕ) das partículas do estado final, onde os dois sistemas X e Y são separados pela lacuna de rapidez.

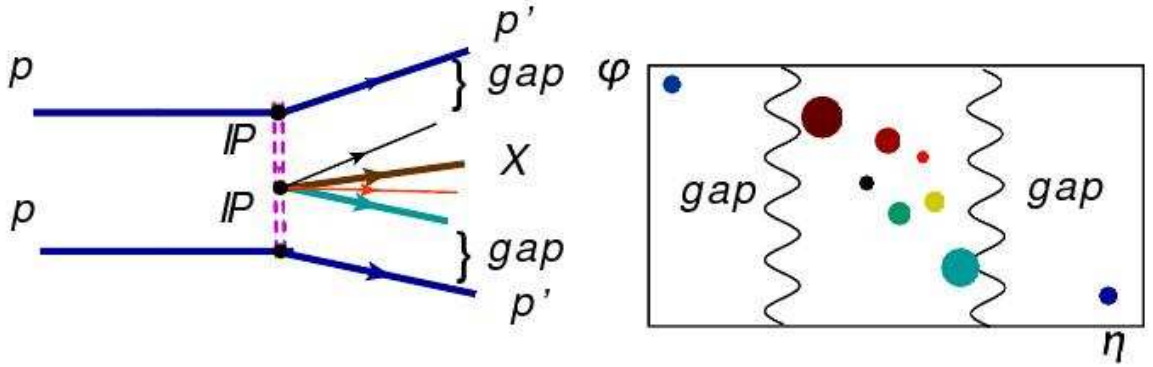


Figura 7: Dupla troca de pomeron. À esquerda: a representação esquemática. À direita: distribuição em (η, ϕ) das partículas do estado final.

1.4 Cinemática da interação entre duas partículas

A assinatura experimental de um processo difrativo depende de uma configuração cinemática particular no estado final do espalhamento. Nesta seção serão feitas algumas considerações teóricas do regime cinemático relevante para as topologias difrativas de interesse para este estudo, tais como, difração simples.

Antes de uma discussão específica sobre as topologias de interesse, é feita uma revisão de alguns conceitos gerais [9] importantes para o desenvolvimento teórico.

1.4.1 Conceitos gerais

Considerando um processo genérico do tipo:

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots + N \quad (10)$$

o número de invariantes de Lorentz independentes é $3N - 4$, sendo N o número de partículas no estado inicial. Isso ocorre devido

- conservação do quadri-momentum

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4 \quad (4 \text{ vínculos}) \quad (11)$$

Assim, somente $3N - 10$ são verdadeiramente variáveis independentes, pois na prática uma dessas variáveis, como a energia do feixe ou a energia do centro de massa da colisão são fixos no estado inicial. Com isso, para processos de dois corpos ($1 + 2 \rightarrow 3 + 4$), os quais são considerados nesta análise, temos duas variáveis independentes. Essas variáveis são geralmente escolhidas entre as variáveis de *Mandelstam* [10] definidas como:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \quad (12)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2, \quad (13)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \quad (14)$$

as quais obedecem à identidade

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2. \quad (15)$$

Para a reação representada nos canais s , t , u nas equações 16, 17 e 18 (os quais também são representados pelas figuras 8 (a)(b)(c) respectivamente), temos que o s é o quadrado da energia total no centro de massa do espalhamento e t o quadrado do momentum transferido para a 16, canal- s . Analogamente, para o canal- t (canal- u), t (u) é o quadrado da energia no centro de massa,

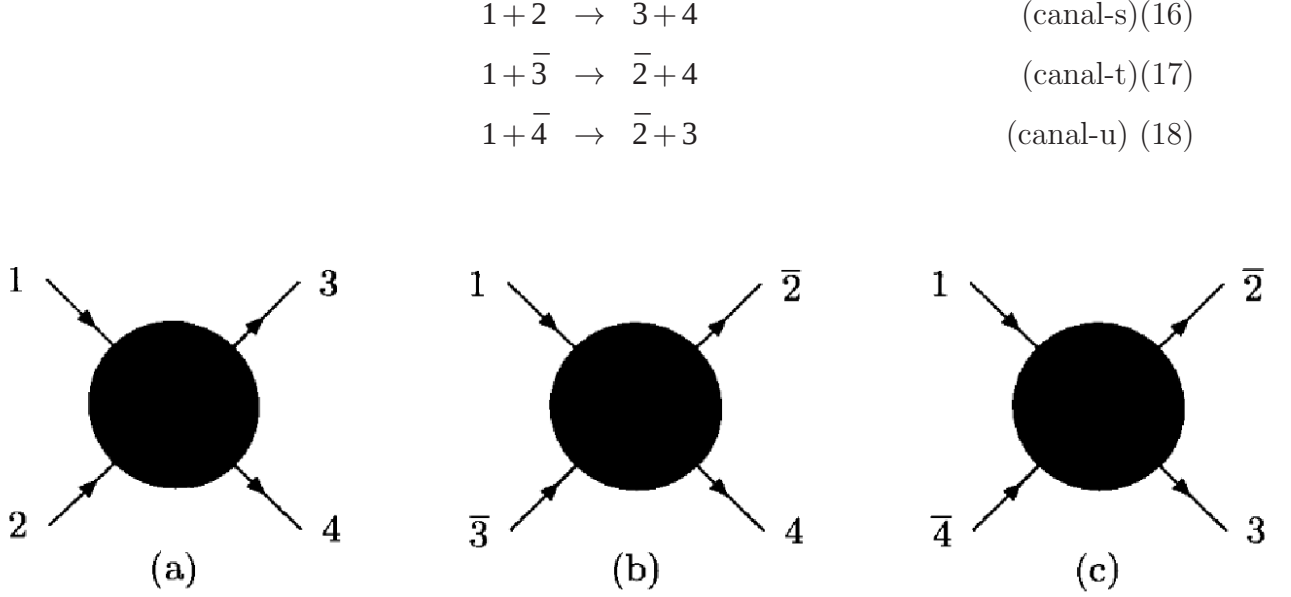


Figura 8: (a) canal-s. (b) canal-t. (c) canal-u

onde $\bar{3}$, por exemplo, é antipartícula de 3 com o momentum no sentido contrário, ou seja, $\bar{3}$ tem todos os números quânticos com o sinal trocado em relação à partícula 3. Apesar dos processos nos canais- s , t e u terem os domínios físicos diferentes, a amplitude do espalhamento não é alterada.

No desenvolvimento teórico do processo difração simples [9, 11] será considerado o canal- s e o centro de massa como sistema de referência.

1.4.2 Difração simples

A topologia inclusiva de difração simples

$$p + p \rightarrow p' + X$$

é descrita apenas por 3 variáveis independentes. Como mencionado, utilizaremos o canal- s para descrever este processo, assim s e t são consideradas como variáveis independentes bem como a massa invariante do sistema X , $M^2 = (p_1 + p_2 - p_3)^2$. No sistema de centro de massa tem-se

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0. \tag{19}$$

Assumindo que as partículas incidentes têm suas trajetórias ao longo da direção z , considerando 19 e a conservação do momentum, os quadrimomenta das partículas são :

$$p_1 = (E_1, \mathbf{p}) = (E_1, 0, 0, p_z), \quad (20)$$

$$p_2 = (E_2, -\mathbf{p}) = (E_2, 0, 0, -p_z), \quad (21)$$

$$p_3 = (E_3, \mathbf{p}') = (E_3, \mathbf{p}_\perp, p'_z), \quad (22)$$

$$p_X = (E_X, -\mathbf{p}') = (E_X, -\mathbf{p}_\perp, -p'_z), \quad (23)$$

onde o $\mathbf{p}_\perp$ é o momentum transverso ¹. As energias E_1 , E_2 , E_3 e E_4 podem ser expressas em termos do quadrado da energia do centro de massa, s . Sendo $\sqrt{s} = (E_1 + E_2)$, $p_i^2 = m_i^2 = E_i^2 - \mathbf{p}_i^2$ (considerando $c = 1$), a equação 19 e a conservação do quadrimomentum temos:

$$E_1 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_1^2 - m_2^2), \quad (24)$$

$$E_2 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_2^2 - m_1^2), \quad (25)$$

$$E_3 = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + m_3^2 - M^2), \quad (26)$$

$$E_X = \frac{1}{2\sqrt{s}}(s + M^2 - m_3^2). \quad (27)$$

A partir da condição de camada de massa,

$$\mathbf{p}_i^2 = E_i^2 - m_i^2 \quad (28)$$

lembrando que X não é uma partícula real na camada de massa, assim M^2 não é um número fixo, tem-se as relações entre $|\mathbf{p}|$, $|\mathbf{p}'|$ e s :

$$\begin{aligned} \mathbf{p}^2 &= p_z^2 = E_1^2 - m_1^2 \\ &= \frac{1}{4s}[s - (m_1 + m_2)^2][s - (m_1 - m_2)^2] \\ &= \frac{1}{4s}\lambda(s, m_1^2, m_2^2), \end{aligned} \quad (29)$$

¹Considerando o ângulo de espalhamento θ , temos que $p'_z = |\mathbf{p}'|\cos\theta$ e $|\mathbf{p}_\perp| = |\mathbf{p}'|\sin\theta$.

$$\begin{aligned}
\mathbf{p}'^2 &= \mathbf{p}_\perp^2 + p_z^2 = E_3^2 - m_3^2 \\
&= \frac{1}{4s} [s - (m_3 + M)^2] [s - (m_3 - M)^2] \\
&= \frac{1}{4s} \lambda(s, m_3^2, M^2),
\end{aligned} \tag{30}$$

onde $\lambda(x, y, z)$ é a função triângulo ².

Limitando nosso estudo para o caso assintótico, o qual será considerado na análise experimental deste trabalho, quando s e M^2 são muito maiores que as massas das partículas, temos:

$$|\mathbf{p}| = p_z \simeq \frac{\sqrt{s}}{2} \quad , \quad E_1, E_2 \simeq \frac{\sqrt{s}}{2}, \tag{31}$$

para $s \gg m_1^2, m_2^2$, e

$$|\mathbf{p}'| \simeq \frac{s - M^2}{2\sqrt{s}} \quad , \quad E_3 \simeq \frac{s - M^2}{2\sqrt{s}} \text{ e } E_X \simeq \frac{s + M^2}{2\sqrt{s}}, \tag{32}$$

para $s, M^2 \gg m_3^2$.

A partir do quadrado do momentum transferido, $|t|$, e lembrando que $\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j = E_i E_j - \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j$:

$$|t| = (p_1 - p_3)^2 = m_1^2 + m_3^2 - 2E_1 E_3 + 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}'|\cos\theta \tag{33}$$

e considerando as equações 31, 32, temos

$$\begin{aligned}
\cos\theta &= 1 + \frac{2t}{s - M^2} - \underbrace{\frac{2(m_1^2 + m_3^2)}{s - M^2}}_0 \\
&= 1 + \frac{2t}{s - M^2}
\end{aligned} \tag{34}$$

²A função triângulo é definida como $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz$, sendo invariante com a permutação de seus argumentos.

onde o último termo tende a zero no limite adotado, $s, M^2 \gg m_1^2, m_3^2$.

No mesmo limite, utilizando a equação 34 e a função trigonométrica fundamental³ temos o momentum transversal das partículas do estado final.

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_\perp^2 &= \mathbf{p}'^2 \sin^2 \theta \\ &\simeq -t \left(1 - \frac{M^2}{s}\right) \end{aligned} \quad (35)$$

1.4.3 Rapidez e lacunas de rapidez

Finalmente, introduziremos o conceito de uma variável cinemática de grande interesse para este estudo, a rapidez. Para uma partícula de energia E e componente de momentum p_z ao longo da direção z , a rapidez y é definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + |p_z|}{E - |p_z|} \right) \quad (36)$$

Em interações hadrônicas a produção de partículas por intervalo de rapidez é aproximadamente plana.

Aplicando um *boost* longitudinal na rapidez,

$$(E, \mathbf{p}_\perp, p_z) \rightarrow_{\text{boost}} (\gamma(E + \beta p_z), \mathbf{p}_\perp, \gamma(p_z + \beta E)), \quad (37)$$

temos

$$\begin{aligned} y_{\text{boost}} &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\gamma(E + \beta p_z) + \gamma(p_z + \beta E)}{\gamma(E + \beta p_z) - \gamma(p_z + \beta E)} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\beta(E + p_z) + (E + p_z)}{-\beta(E - p_z) + (E - p_z)} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \\ &= y + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right). \end{aligned} \quad (38)$$

³ $\cos^2 \theta + \sin^2 \theta = 1$

Assim qualquer diferença de rapidez é invariante sobre um boost de Lorentz permanecendo a mesma em todos os sistemas colineares, o que a torna uma variável muito útil para o nosso estudo.

No limite de $p \gg m$, tem-se $E \simeq |\mathbf{p}|$ e a rapidez é diretamente relacionada com o ângulo de espalhamento θ especificando a direção de movimento com relação a direção $\mathbf{z}$.

$$\begin{aligned}
 y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 - \cos^2 \frac{\theta}{2} + \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}} \right)^2 \\
 &= -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right).
 \end{aligned} \tag{39}$$

Portanto, no limite de $p \gg m$ nula a rapidez é equivalente à pseudo-rapidez (η), a qual é definida como

$$\eta \equiv y|_{m=0} = -\ln \tan \frac{\theta}{2}, \tag{40}$$

Para partículas com massa, a relação entre rapidez e pseudo-rapidez [11] pode ser encontrada em termos do momentum transverso⁴ e da massa da partícula utilizando as equações 28, 36 e as relações trigonométricas⁵.

$$\begin{aligned}
 y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{p_{\perp}^2 + p_z^2 + m^2} + p_z}{\sqrt{p_{\perp}^2 + p_z^2 + m^2} - p_z} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{p_{\perp}^2 + p_{\perp}^2 \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} + m^2} + p_{\perp} \frac{\cos \theta}{\sin \theta}}{\sqrt{p_{\perp}^2 + p_{\perp}^2 \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} + m^2} - p_{\perp} \frac{\cos \theta}{\sin \theta}} \right)
 \end{aligned}$$

⁴Lembrando que a relação entre as componentes do momentum com o ângulo de espalhamento é $\mathbf{p}_z = \mathbf{p} \cos \theta$ e $\mathbf{p}_{\perp} = \mathbf{p} \sin \theta$

⁵ $\cos \theta = \cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2}$, $\sin \theta = 2 \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2}$, $\sinh \theta = \frac{e^{\theta} - e^{-\theta}}{2}$ e $\cosh \theta = \frac{e^{\theta} + e^{-\theta}}{2}$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{p_{\perp}^2 (1 + \sinh^2 \eta) + m^2} + p_{\perp} \sinh \eta}{\sqrt{p_{\perp}^2 (1 + \sinh^2 \eta) + m^2} - p_{\perp} \sinh \eta} \right) \\
&= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{p_{\perp}^2 \cosh^2 \eta + m^2} + p_{\perp} \sinh \eta}{\sqrt{p_{\perp}^2 \cosh^2 \eta + m^2} - p_{\perp} \sinh \eta} \right)
\end{aligned} \tag{41}$$

Multiplicando o denominador da equação 46 por $\frac{\sqrt{p_{\perp}^2 \cosh^2 \eta + m^2} + p_{\perp} \sinh \eta}{\sqrt{p_{\perp}^2 \cosh^2 \eta + m^2} + p_{\perp} \sinh \eta}$, a expressão da rapidez em termos da pseudo-rapidez é:

$$y = \ln \left(\sqrt{m^2 + p_{\perp}^2 \cosh^2 \eta} + p_{\perp} \sinh \eta \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2} \right). \tag{42}$$

Esta relação será de extrema importância para este estudo já que utilizamos a pseudo-rapidez como variável cinemática principal neste trabalho.

Com a definição da rapidez, pode-se encontrar a rapidez do próton e do sistema X do estado final para que se possa estimar a lacuna de rapidez que caracteriza a topologia difrativa. Sabendo que para partículas em alta velocidade ($p_z \rightarrow \infty$) a rapidez tende a

$$y \simeq \ln \left(\frac{2p_z}{m_{\perp}} \right) \tag{43}$$

sendo $m_{\perp}$ a massa transversa definida como $m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$. Considerando as equações 30,43 e o limite de alta energia ($s \rightarrow \infty$) e em que $p_{\perp} \rightarrow 0$, a rapidez máxima do próton do estado final é:

$$(y_3)_{\max} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_3 + p'_z}{E_3 - p'_z} \right) \simeq \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{m} \right) \tag{44}$$

Para o sistema X tem-se uma distribuição de rapidez, por se tratar de um sistema composto. A rapidez máxima em módulo desta distribuição é a rapidez de uma partícula com momentum $\sim \sqrt{s}/2$ e a massa transversa $\sim m$,

$$|y_X|_{\max} \simeq \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{m} \right). \tag{45}$$

Por outro lado, o valor mínimo de $|y_X|$ é referente a uma partícula com momentum $\sim (m/M)\sqrt{s}/2$ e massa transversa $\sim M$,

$$|y_X|_{min} \simeq \ln \left(\frac{m\sqrt{s}}{M^2} \right). \quad (46)$$

Assim, a lacuna de rapidez entre próton e a extremidade do sistema X é dada aproximadamente por:

$$\Delta y \simeq \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{m} \right) + \ln \left(\frac{m\sqrt{s}}{M^2} \right) \simeq \ln \left(\frac{s}{M^2} \right) \quad (47)$$

Esta situação está representada pela figura 9.

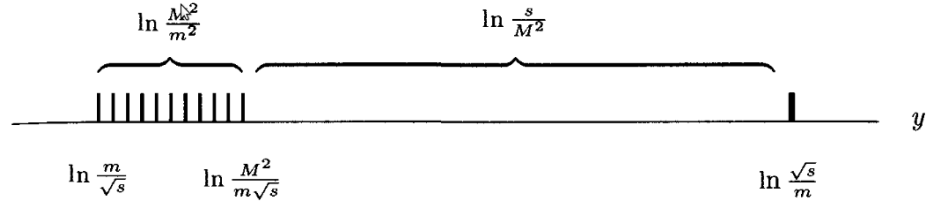


Figura 9: Distribuição de rapidez do estado final da topologia difração simples.

Com essas informações necessárias para caracterizar cinematicamente o processo de difração simples. A partir das equações 31 e 32 temos que o momentum longitudinal transferido (quando $s, M^2 \gg m_i^2$ e $p_\perp$ pequeno) é

$$|\Delta p_z| \simeq \frac{M^2}{2\sqrt{s}} \quad (48)$$

Sendo a relação entre as ondas incidentes e espalhadas a qual define difração de acordo com Good e Walker é

$$|\Delta p_z| \leq \frac{1}{R}, \quad (49)$$

onde R é o raio do hádron espalhado. Ao comparar as equações 48 e 49 exige-se que a razão M^2/s seja muito pequena, isto é

$$\frac{|p'_z|}{p_z} \simeq 1.$$

A partícula produzida com $p'_z \simeq p_z$ é chamada partícula principal (*leading particle*). O momentum tranverso está relacionado com t pela expressão

$$t \simeq -\mathbf{p}_\perp^2$$

A outra assinatura importante da difração é a presença da lacuna de rapidez no estado final. Considerando a equação 47 e a condição $M^2/s \ll 1$, espera-se uma grande lacuna de rapidez.

Para entender esta relação qualitativa entre difração e a presença de uma grande lacuna de rapidez, considere a figura 5. Se a partícula emitida no vértice superior com a partícula 1 e se o evento é difrativo, pela primeira característica, a qual é definida na seção 1.1, isto significa que nenhum número quântico é trocado no canal- t . Nenhuma outra partícula é emitida por este vértice, pois a emissão de quaisquer outras produziria uma troca de número quântico além do número quântico do vácuo. Portanto, difração, de acordo com a primeira característica definida implica na existência de uma grande lacuna de rapidez.

2 O EXPERIMENTO CMS NO LHC

Nesse capítulo descreveremos brevemente o acelerador de partículas *Large Hadron Collider* (LHC) que está localizado no *European Organization for Nuclear Research* (CERN) [12] e o experimento de propósito geral *Compact Muon Solenoid* (CMS).

2.1 *Large Hadron Collider* - LHC

O LHC [13], o maior colisor de hádrons do mundo, foi projetado para colidir feixes de prótons até uma energia no centro de massa $\sqrt{s} = 14$ TeV e também íons pesados com uma energia de 2,8 TeV por nucleon. Este acelerador está localizado na fronteira da Suíça com a França, no CERN e utiliza o mesmo túnel de seu antecessor *Large Electron Positron Collider* (LEP).

Os principais parâmetros do LHC são apresentados na tabela 1. A luminosidade instantânea é dada por:

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_b N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F,$$

onde γ é o fator de Lorentz, f é a frequência de revolução, k_b é o número de pacotes, N_p é o número de prótons por pacote, ϵ_n é a emitância transversa normalizada (valor nominal de $3,75\mu\text{m}$), β^* é o valor betatron no ponto de interação (PI) e F é o valor de redução devido ao ângulo entre os feixes no cruzamento.

Diferentemente de grandes aceleradores de partículas precedentes, como o LEP e o Tevatron, os quais colidiam matéria e antimatéria, a configuração do LHC contém câmaras de vácuo separadas para cada feixe de prótons, que se encontram apenas nas regiões de interação. Antes de chegarem ao anel do LHC, os feixes de prótons são divididos em

Parâmetro	Variável	Valor
Energia do próton	E	7 TeV
Campo do dipolo magnético	B	8,33 T
No de partículas/pacote	N_p	$1,15 \times 10^{11}$
No de pacotes	k_b	2808
Luminosidade	$\mathcal{L}$	$2 \times 10^{33} - 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Tempo entre as colisões	τ_b	25ns
Duração da Luminosidade	τ_L	$\simeq 20\text{ns} (\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$

Tabela 1: Parâmetros do LHC para colisões próton - próton à energia de 14 TeV

pacotes (*bunches*), espaçados $25ns$ uns dos outros, no PS (*Proton Synchrotron*), onde são acelerados até atingirem a energia de $26GeV$. Em seguida, são acelerados no SPS (*Super Proton Synchrotron*) à energia de $450GeV$, sendo finalmente transferidos para o LHC. Esta operação é repetida 12 vezes para cada feixe. Uma visão geral do LHC com seus quatro principais experimentos é mostrada na figura 10. Os experimentos são:

- LHCb (*LHC beauty experiment*) [14], explorando a física do quark *bottom* nas colisões de pp com pico de luminosidade de $\mathcal{L} = 10^{32}cm^{-2}s^{-1}$;
- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [15], investigando a física de íons pesados em colisões chumbo-chumbo com $\mathcal{L} = 10^{27}cm^{-2}s^{-1}$;
- CMS (*Compact Muon Solenoid*) [16] e ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [17], ambos com propósitos gerais explorando colisões pp com $\mathcal{L} = 10^{34}cm^{-2}s^{-1}$.

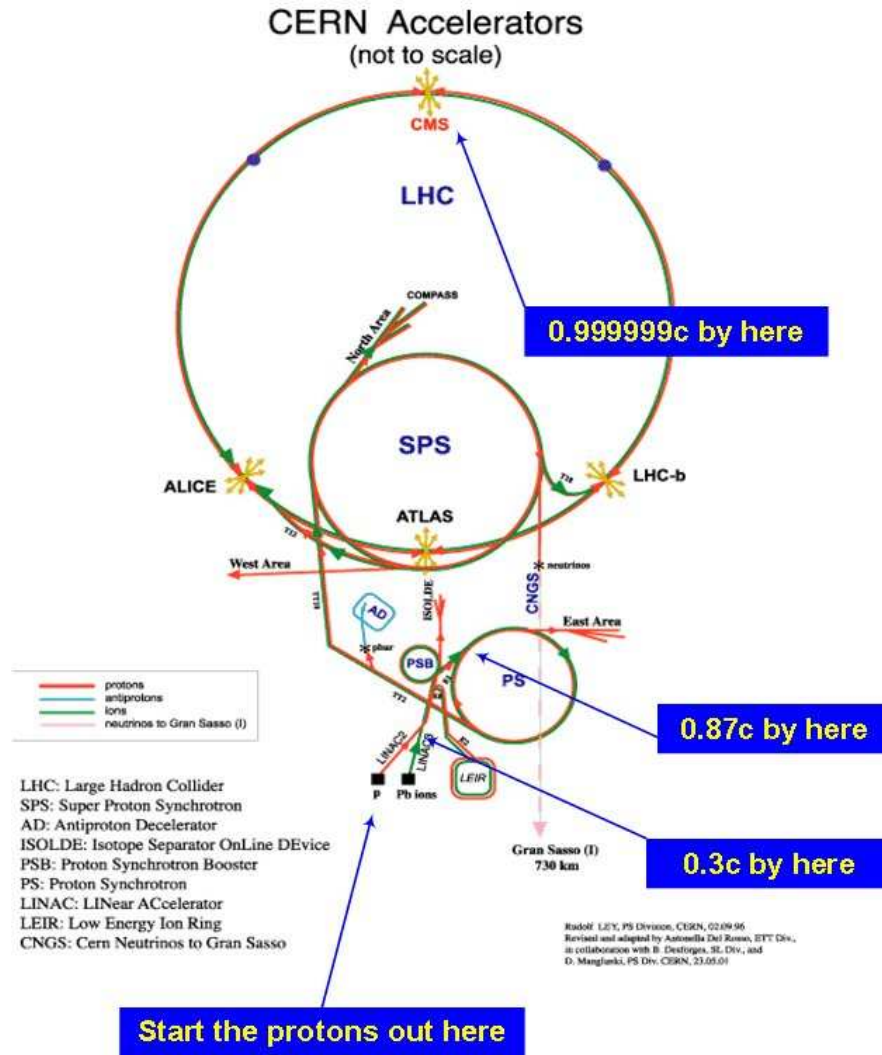


Figura 10: Esquema do LHC

2.2 Sistema de coordenadas

O sistema de coordenadas adotado pelo CMS tem como origem o ponto de interação nominal com o eixo y apontado para cima, o eixo x radialmente para o centro do LHC e o eixo z apontando na direção do feixe no sentido anti-horário. Como podemos ver na figura 11, o ângulo azimutal ϕ é medido a partir do eixo x no plano transversal $x-y$. A pseudorrapidez é definida como $\eta = -\ln \tan(\frac{\theta}{2})$, aonde o ângulo θ é medido a partir do eixo z .

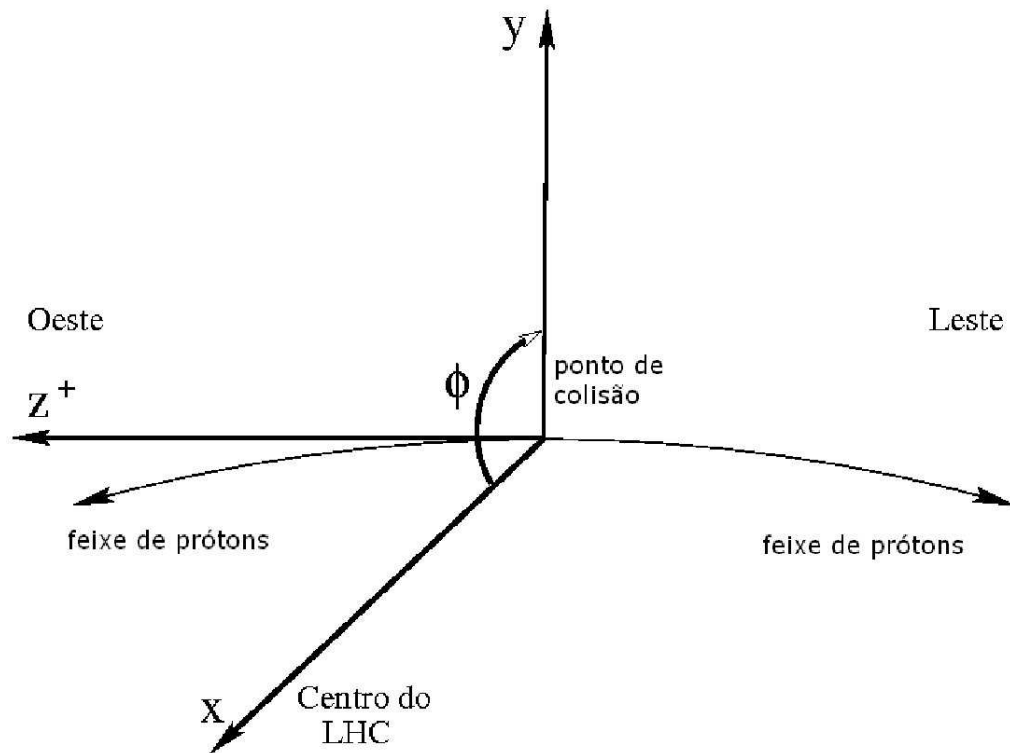


Figura 11: Sistema de coordenadas do CMS

2.3 *Compact Muon Solenoid - CMS*

Nesta seção será apresentada uma descrição simplificada do detector CMS, para maiores detalhes, deve-se consultar a referência [16]. O CMS é um detector com propósitos de explorar a física na escala de energia de TeV, procurar o bóson de Higgs, partículas supersimétricas e dimensões extras, além de procurar novos bósons massivos.

Para a realização desses objetivos o detector CMS foi projetado com as principais características:

- Alta eficiência na identificação de múons, boa resolução de momentum em uma longa faixa de valores e com uma grande cobertura em pseudorapidez $|\eta| < 2,5$. Boa resolução na massa de di-múons e habilidade para distinguir a carga dos múons com $p < 1\text{TeV}/c$;
- Boa resolução em momentum e eficiência de reconstrução no 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-elétrons ($\sim 1\%$ para

$100\text{GeV}/c^2$), grande cobertura em η e eficiente identificação de fótons e léptons em alta luminosidade;

- Calorímetros hadrônicos com vasta cobertura ($|\eta| < 5$) e com grande segmentação ($\Delta\eta \times \Delta\phi < 0,1 \times 0,1$) proporcionando uma boa resolução em E_T^{miss} e massa de di-jatos.

Com uma seção de choque total em interações $p-p$, a $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$, de aproximadamente 100mb , o CMS observará em média 10^9 eventos inelásticos por segundo que podem ser reduzidos pelo sistema de *trigger*, processo de seleção *online*, para 100 eventos por segundo para armazenagem e a subsequente análise dos dados. Quando estiver operando com luminosidade máxima, cerca de 20 colisões inelásticas (espalhamento *hard-core*) serão sobrepostas aos eventos de interesse. Isso implica que aproximadamente 1000 partículas carregadas emergirão a partir da região de interesse a cada 25ns. Nesse contexto, poderão ser confundidos os produtos de diferentes colisões ocorridas em um mesmo cruzamento de pacotes. O efeito desse empilhamento será reduzido pela alta granularidade e boa resolução temporal dos detectores que compõem o CMS. Com relação à resolução temporal, parte de seus subsistemas devem operar com tempo de resposta inferior a 25ns.

O CMS é constituído por um detector aproximadamente cilíndrico, com 21 metros de comprimento, 15 metros de diâmetro e aproximadamente 12500 toneladas, que tem como principais componentes: magneto supercondutor, um sistema de trajetórias (*Tracker*) localizado na parte mais interna do detector, calorímetro eletromagnético (ECAL), calorímetro hadrônico (HCAL), sistema de detecção de múons, e os sub-detectores para física frontal como o CASTOR (*Centauro And Strange Object Research*) e ZDC (*Zero Degree Calorimeter*). Um esquema geral do detector CMS pode ser observado na figura 12.

Faremos uma descrição mais detalhada desses sub-detectores nas subseções seguintes.

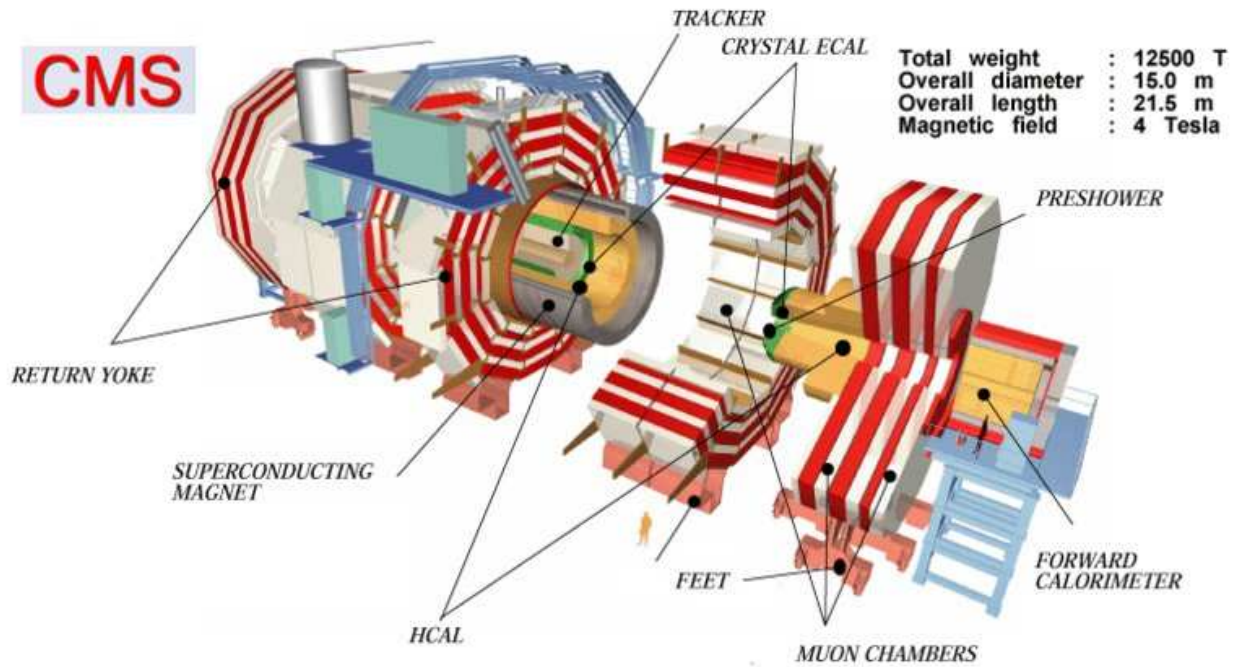


Figura 12: Esquema tridimensional do CMS

2.3.1 Magneto supercondutor

O magneto supercondutor foi projetado para chegar a um campo de aproximadamente 4 T. Nesse campo, partículas carregadas são desviadas de tal forma que o momento transversal (p_T) pode ser medido com boa precisão. O magneto do CMS tem 12,5 m de comprimento e 6,3 m de diâmetro. Quando operando com a corrente máxima, a energia armazenada no magneto é de 2,6 GJ. Nestas condições ocorre uma deformação na estrutura do magneto de 0,15%.

2.3.2 Sistema de trajetórias

O sistema de trajetórias (*Tracker*) é o subdetector mais interno do CMS e foi projetado para medir as trajetórias das partículas carregadas com precisão e eficiência, assim como reconstruir com boa precisão o vértice secundário. Devido à sua proximidade ao ponto de interação, o fluxo de partículas que atravessa esta região é extremamente alto, por isso se faz necessário uma tecnologia de detectores de alta granularidade e resposta rápida. O principal desafio no projeto do *Tracker* foi desenvolver detectores capazes de operar nessas condições com uma vida útil de aproximadamente 10 anos, pois o intenso fluxo de partículas também causa danos pela radiação. Devido às condições citadas acima, o sistema de trajetórias foi projetado com detector de silício. O tracker é composto de um detector de pixel com 3 camadas de barril com raios entre 4,4 cm e 10,2 cm e de

tiras de silício com 10 camadas de detecção estendendo o barril até um raio de $1,1m$, que descreveremos a seguir.

Detector de pixel

O detector de pixel é o detector mais próximo do vértice, região na qual o fluxo de partículas é o mais alto ($\approx 10^7/s$ em uma distância radial do ponto de interação de $r \approx 10cm$). Tal detector propicia excelente resolução para a reconstrução dos vértices secundários de partículas contendo quarks b e decaimentos de τ . Seus pixels têm dimensão típica de $100\mu m \times 150\mu m$. A figura 13 mostra a representação tridimensional deste detector.

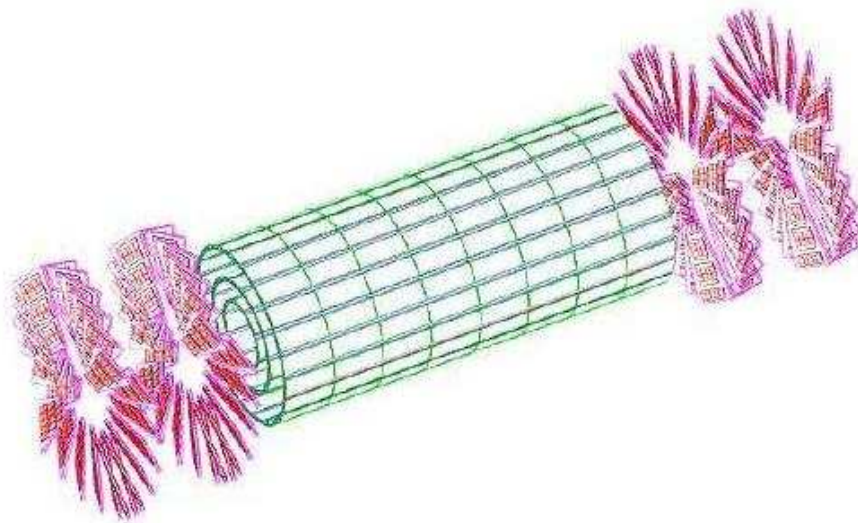


Figura 13: Esquema tridimensional do detector de pixel

Detector de silício

O detector de silício é constituído de 9,6 milhões de tiras de silício. Esta região do barril é dividida em 2 partes: TIB (*Tracker Inner Barril*), uma região intermediária do *tracker* ($20 < r < 55\text{cm}$) cujas tiras têm dimensão de $10\text{cm} \times 80\mu\text{m}$ e TOB (*Tracker Outer Barril*), uma região mais externa, ($55 < r < 110\text{cm}$) com dimensões de $25\text{cm} \times 180\mu\text{m}$. Cada sistema é completado por tampas, as quais são divididas em TEC (*Tracker End Cap*) que consiste em 9 discos na região $120 < |z| < 280\text{cm}$ e o TID (*Tracker Inner Disks*) com 3 discos no espaço entre o TIB e o TEC. Podemos visualizar a seção reta deste detector na figura 14.

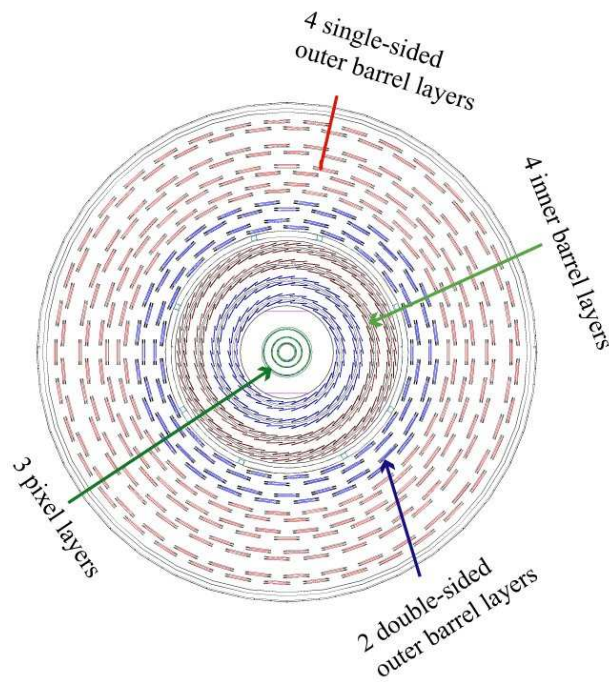


Figura 14: Seção reta do detector de silício do *tracker*

2.3.3 Calorímetro eletromagnético - ECAL

Ao redor do *tracker* está situado o calorímetro eletromagnético do CMS (ECAL) que é um calorímetro hermético e homogêneo feito de 61200 cristais de tungstato de chumbo ($PbWO_4$) na região do barril e 7324 cristais em cada uma das duas tampas.

Sua função é medir a energia de partículas como elétrons e fótons. Ao atravessarem o ECAL, essas partículas depositam energia nos cristais que convertem essa energia em luz. A luz assim produzida, é detectada pelos dispositivos fotossensíveis (APD -*Silicon Avalanche PhotoDiodes* na região do Barril e VPT -*Vacuum Phototriodes* na região da tampa) que a converte em sinais eletrônicos.

O ECAL é dividido em duas partes, o Barril (EB) e as tampas (EE), descritas abaixo:

- **Barril (EB)** - O barril possui uma cobertura em pseudorapidez de $0 < |\eta| < 1,479$, raio interno de 129 cm e é subdividido em 36 super-módulos. Cada super-módulo é composto de diversos sub-módulos, como mostra a figura 15.

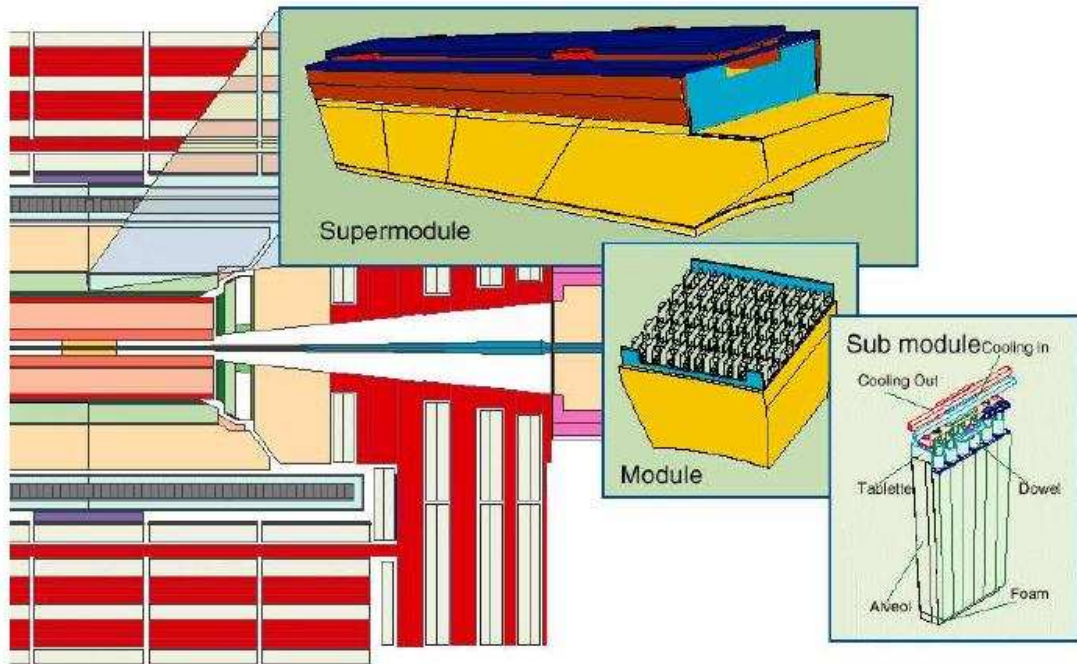


Figura 15: Seção do Barril do calorímetro eletromagnético do CMS

- **EndCap (EE)** - As tampas do calorímetro têm uma cobertura de $1,479 < |\eta| < 3,0$ e estão a 314 cm do ponto de interação. Um *preshower* foi instalado na frente da seção da tampa do ECAL, contendo 2 planos de detectores de silício, com segmentação de 1,9 mm. A figura 16 mostra a seção das EE .

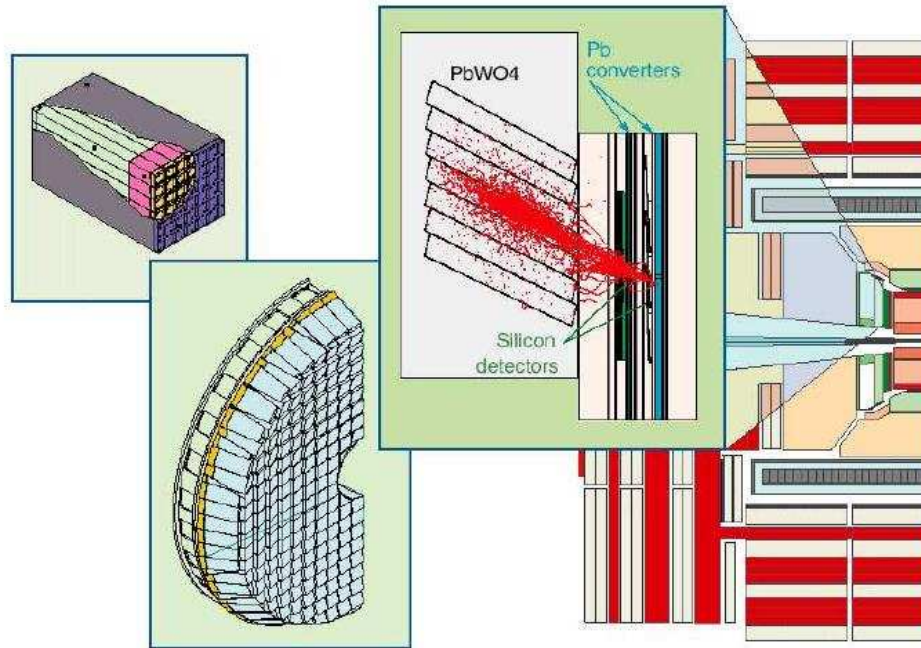


Figura 16: Seção das tampas do calorímetro eletromagnético do CMS

2.3.4 Calorímetro hadrônico - HCAL

O objetivo do calorímetro hadrônico (HCAL) é permitir a identificação de jatos de origem hadrônica e é um componente importante para medir o desbalanço de energia transversa (missing E_T) no evento, devido à presença de neutrinos e eventuais partículas exóticas. As partículas mais pesadas, com maior poder de penetração atravessarão o ECAL sem muita dificuldade, depositando sua energia quase que integralmente no HCAL. O meio passivo desse detector é o latão (70% de cobre e 30% de zinco) e a energia absorvida neste material é detectada através de cintiladores plásticos.

O HCAL está localizado entre o limite exterior do ECAL (a 1,77 m de distância radial do eixo do feixe) e o limite interior do magneto (a 2,95 m de distância radial do eixo do feixe). O HCAL possui um barril, HB, cobrindo a região de pseudo rapidez $|\eta| < 1,3$, uma seção externa ao solenóide, HO, cobrindo a região de $0 < |\eta| < 1,26$, uma seção nas tampas, HE, abrangendo $1,3 < |\eta| < 3,0$ e na região compreendida em $3,0 < |\eta| < 5,0$, complementando o HCAL, o calorímetro frontal, HF. Tais partições são descritas mais detalhadamente a seguir. A figura 17 mostra as localizações das seções do calorímetro hadrônico.

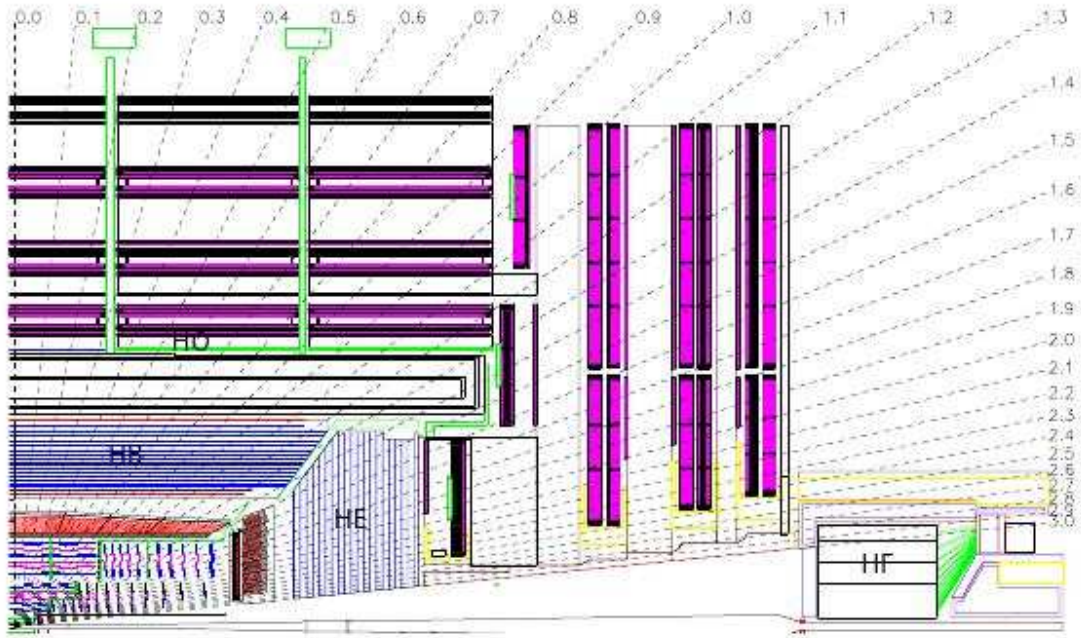


Figura 17: Visão longitudinal do detector CMS mostrando as localizações do barril (HB), *endcap* (HE), externo (HO) e os calorímetros frontais (HF)

Barril - HB

A seção do HCAL no barril (HB) consiste em 2304 torres com segmentação $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$. O HB é dividido em duas partes, cada uma com 36 cunhas no total, 18 de cada lado (HB+ e HB-), como na figura 18. Cada cunha, por sua vez, é segmentada em 4 setores em ϕ e 16 setores em η . As cunhas são subdivididas em quatro setores azimutais, resultando em 72 torres no total, as quais são arranjadas em uma projeção geométrica (η, ϕ). As cunhas foram feitas de placas de latão e alinhadas paralelamente ao eixo do feixe. O esquema de numeração das cunhas é mostrado na figura 18. Cada cunha é segmentada em quatro setores no ângulo azimutal.

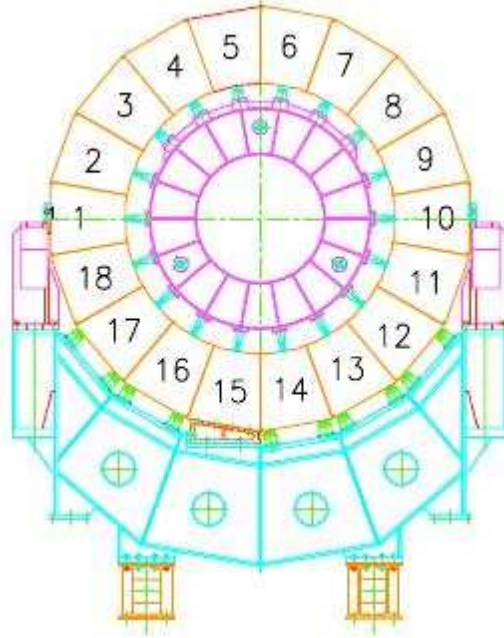


Figura 18: Esquema de numeração para as cunhas do HB. A cunha 1 está situada na direção ($x+$) do anel do LHC

Externo - HO

Como já mencionamos, esta seção do HCAL é externa ao magneto e possui, como meio ativo, cintiladores de 10 mm de espessura, 12 segmentos em ϕ (30 graus cada). Possui uma segmentação aproximadamente igual ao do HB.

O HO detecta chuveiros hadrônicos altamente penetrantes, aumentando a resolução em energia e E_T^{miss} .

***Endcap* - HE**

O *Endcap* do calorímetro hadrônico (HE) abrange 13,2 % do ângulo sólido ($1,3 < |\eta| < 3,0$), em uma região que contém cerca de 34% das partículas produzidas no estado final. A alta luminosidade do LHC ($10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) exige que o HE lide com altas taxas de contagem e seja tolerante à radiação (10M Rad depois de 10 anos de operação na luminosidade citada). O HE está localizado na parte final do magneto e por isso não contém qualquer tipo de material magnético, tem o latão como meio passivo e o cintilador como meio ativo. Possui uma granularidade em $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de : $0,087 \times 0,087$ para $|\eta| < 1,6$ e $\approx 0,17 \times 0,17$ para $|\eta| \geq 1,6$. Sua estrutura foi projetada para minimizar a região cega entre o HB e HE, isto é a região que não é capaz de detectar a presença de partículas.

Calorímetro frontal - HF

O calorímetro hadrônico frontal, localizado a 11,2 m do vértice nominal, deve lidar com o maior fluxo de partículas entre todos os componentes do HCAL. Em 14 TeV, cada colisão *pp* depositará em média 760 GeV nos calorímetros frontais e 100 GeV nos outros componentes do detector. O HF é essencialmente uma estrutura cilíndrica de aço com raio externo de 130 cm.

Foram usadas fibras de quartzo como meio ativo, as mesmas são paralelas à linha do feixe, e estão agrupadas para formar torres de $0,175 \times 0,175$ ($\Delta\eta \times \Delta\phi$).

2.3.5 Sistema de detecção de múons

O sistema de múons possui três funções: identificar o múon, medir o momentum e fazer *trigger*. A medida do momentum dos múons usando somente o sistema de múons consiste basicamente em determinar o ângulo da trajetória dos múons na saída do campo de 4T, considerando o ponto de interação como a origem do múon em questão. A resolução dessa medida é dominada por múltiplos espalhamentos no material antes da primeira câmara de múons. Para múons de alta energia é necessário combinar a informação do sistema de trajetórias com o sistema de múons num ajuste global da trajetória para melhorar a resolução do momentum.

Devido ao formato do magneto, o sistema de múons foi naturalmente projetado em formato cilíndrico, com uma seção em barril e duas tampas planares. O CMS usa 3 tipos de câmara de gás para a identificação do múon: tubos de arrasto (*Drift tubes* - DT) na região do barril ($|\eta| < 1,2$), câmaras proporcionais multifios com tiras catódicas (*cathode*

strip chambers - CSC) na região da tampa ($0,9 < |\eta| < 2,4$) e câmaras de placas resistivas (*resistive plate chambers* - RPC) nas regiões do barril e da tampa ($|\eta| < 1,6$). A figura 19 mostra a visão transversal de um quarto do detector, identificando os principais sub-sistemas do sistema de múons.

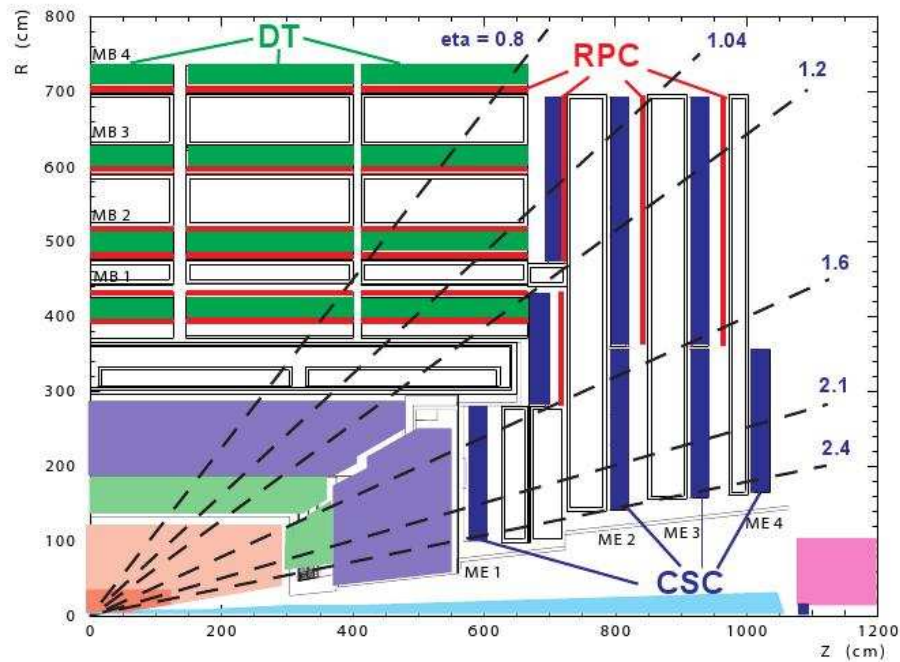


Figura 19: Visão longitudinal de um quarto do sistema de múons do CMS.

- **DT** - Foram instaladas 250 câmaras de DT, em quatro camadas: MB1, MB2, MB3 e MB4. A parte do barril do detector CMS é dividida em 5 discos. Cada um é dividido em 12 setores, cada um cobrindo 30 graus em ângulo azimutal. Detectores RPC estão localizados antes e/ou depois de cada câmara; um múon pode cruzar até 6 RPC e 4 camadas de câmaras DT, produzindo 44 pontos no sistema de múons. Podemos visualizar melhor esta configuração na figura 20.
- **CSC** - Existem 468 CSC na região da tampa divididas em 4 camadas de câmara para lado em η analogamente a DT. Cada câmara tem uma forma trapezoidal e consiste de 6 sub-câmaras preenchidas com gás, cada uma com um plano com tiras de catodo radiais, para a determinação em ϕ , e um plano de fios de anodo perpendiculares às tiras, para a obtenção de η . Um múon que passa ioniza o gás em cada plano gerando um efeito avalanche, produzindo carga nos fios de anodo e no grupo correspondente de tiras de catodo.
- **RPC** - Completam as câmaras DT e CSC com 3 camadas de câmaras nas tampas e 6 camadas na região central. As RPC são usadas para *trigger* devido à sua rápida

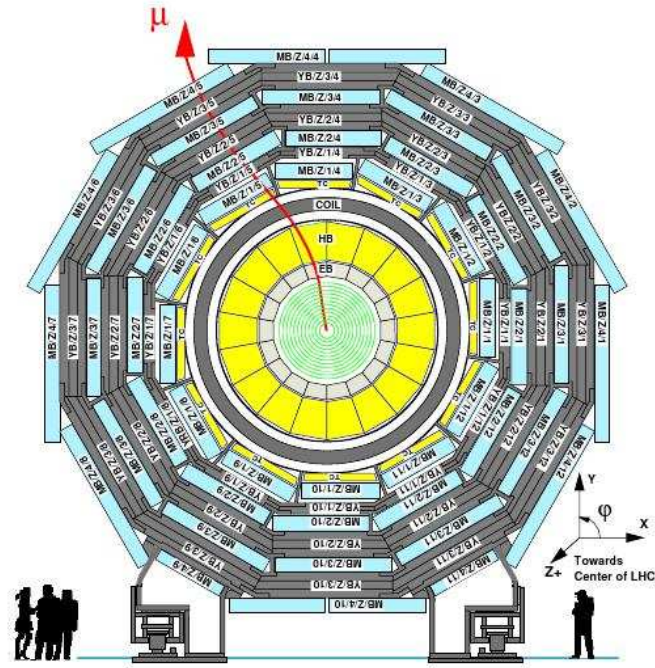


Figura 20: Visão da configuração das câmaras DT do sistema de múons do CMS.

resposta temporal.

2.3.6 Detectores frontais

Dois detectores adicionais compõem a região frontal do CMS: CASTOR (*Centauro And Strange Object Research*) e ZDC (*Zero Degree Calorimeter*). O detector CASTOR está instalado a aproximadamente 14 m a partir do vértice nominal e abrange a região $-5,2 < \eta < -6,6$; O ZDC mede a energia de partículas neutras em uma região $|\eta| \geq 8,3$ em uma distância de 140 m do ponto de interação.

CASTOR

O detector CASTOR (*Centauro And Strange Object Research*) é um calorímetro que utiliza a técnica de detecção de luz Cerenkov, constituído por camadas sucessivas de placas de tungstênio e placas de sílica fundida (quartzo), como agente ativo. A principal vantagem de calorímetros de quartzo são a resistência aos danos causados pela radiação, resposta rápida e dimensões compactas, tornando este tipo de detector apropriado para as condições encontradas na região frontal do CMS. As principais motivações são estudar a física das colisões núcleo-núcleo e processos difrativos e física de pequenos valores de x (*low- x physics*). na região difrativa, assim como estudar a física de pequenos valores de x (*low- x physics*). O CASTOR foi instalado a 14,38 m do ponto de interação e abrange

uma pseudorapidez de $-5,2 < \eta < -6,6$, pois o CASTOR foi instalado apenas no lado negativo do sistema de coordenadas do CMS. Há previsão de se construir um segundo CASTOR e instalá-lo em um dos períodos planejados para upgrade do CMS. A figura 21 mostra esquematicamente a localização do CASTOR na região frontal do CMS.

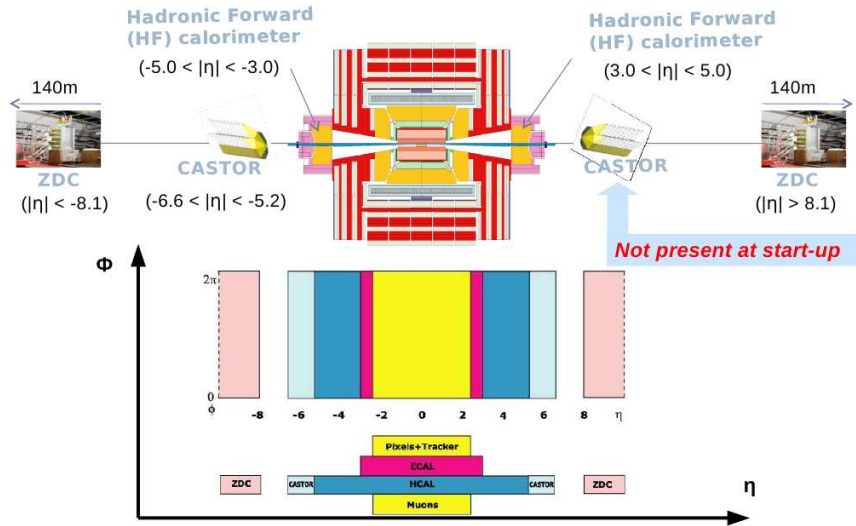


Figura 21: Localização do CASTOR na região frontal do CMS

O CASTOR tem simetria azimutal em torno do feixe e é constituído por 16 setores azimutais ($\Delta\phi = 22,5$ graus) e 14 módulos longitudinais.

Cada segmentação em módulo-setor constitui uma unidade de leitura (*Readout Units- RU*), a fim de observar e medir a propagação dos chuveiros hadrônicos. As placas estão inclinadas a 45graus em relação ao plano xy a fim de maximizar a coleta de luz Cerenkov. A luz que chega ao topo das placas de quartzo por reflexão interna é coletada nos RU e transmitida por guias de luz para os tubos fotomultiplicadores (PMT). As figuras 22 e 23 mostram com detalhes sua configuração.

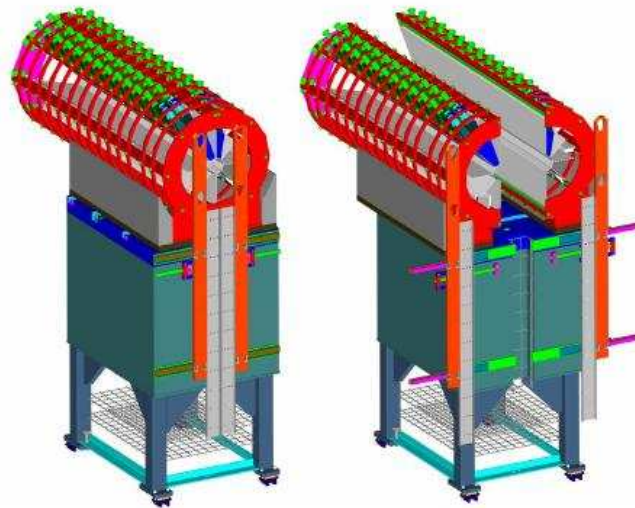


Figura 22: Visão tridimensional da configuração do CASTOR e suporte.

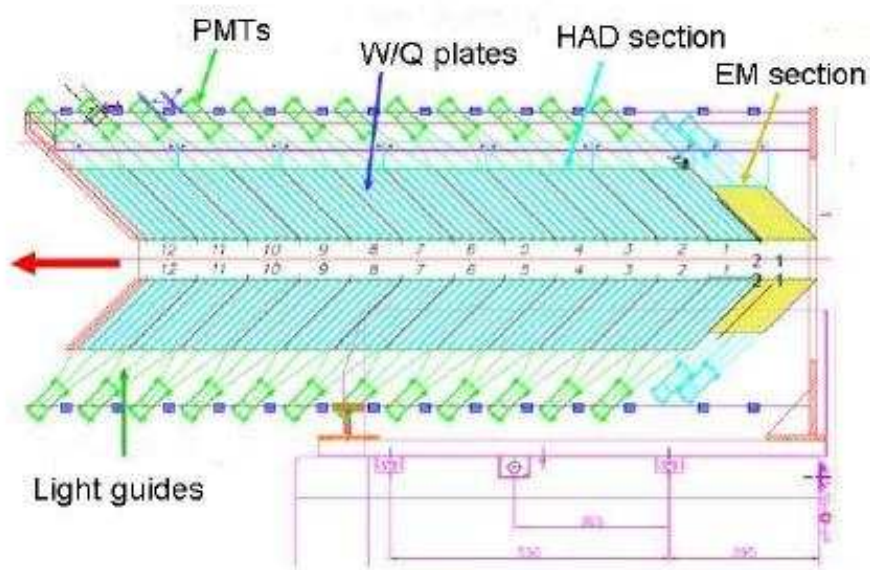


Figura 23: Detalhes dos componentes e geometria do calorímetro CASTOR.

2.4 Simulação e reconstrução

Para atender às suas necessidades computacionais, a Colaboração CMS desenvolveu uma coleção de softwares, conhecida como CMSSW. O CMSSW foi desenvolvido na linguagem C++, principalmente, e é constituído de uma arquitetura em módulos, um modelo de armazenagem de informação por evento (*Event Data Model - EDM*) e serviços necessários para a simulação, calibração e alinhamento e módulos de reconstrução dos dados.

Três etapas são necessárias na produção de amostras simuladas de Monte Carlo: geração, simulação e digitalização e reconstrução.

- **Geração** - Os geradores simulam colisões entre duas partículas com uma energia de centro de massa especificada. Ao fim, são registradas informações sobre todas as partículas produzidas (identificação, carga, massa, quadrimomentum) e vértices formados em cada evento, além de informações gerais como a energia do feixe incidente e os processos específicos que ocorreram em nível partônico
- **Simulação do detector** - Esta etapa é responsável pela caracterização da resposta do detector à passagem das partículas criadas no evento gerado. Este processo é baseado no conjunto de ferramentas GEANT4 [18], que contém uma implementação dos processos físicos que descrevem as interações hadrônicas e eletromagnéticas levando em consideração o material do detector e o campo magnético empregado.
- **Digitalização /reconstrução** - Nesta última etapa é feita a simulação da eletrônica utilizada no CMS, com a consequente conversão dos depósitos de energia nos elementos sensíveis do detector em sinais eletrônicos, os quais são por fim digitalizados. A seguir, é feita a reconstrução dos dados, que consiste em traduzir as informações eletrônicas coletadas para objetos físicos.

Todas essas etapas são feitas para a produção de Monte Carlo, porém para a análise dos dados reais é necessária apenas a reconstrução dos dados. O processo de reconstrução ao qual são submetidos os eventos simulados é análogo àquele pelo qual passam os dados reais.

2.5 Sistema de gatilho

O LHC tem altas taxas de interações para as colisões de próton-próton e de íons pesados, como mencionado nas seções anteriores. Para prótons, o intervalo nominal de

passagem do feixe é de 25 ns , que corresponde a uma frequência de 40 milhões de colisões por segundo. Como não é possível medir e armazenar todos estes eventos, é necessário um sistema para uma pré-seleção dos eventos de interesse físico. no CMS, essa taxa é reduzida em duas etapas chamadas *Trigger* Nível 1 (*Level 1* -L1) e *Trigger* de alto nível (*High Level Trigger* - HLT), respectivamente.

- **L1** - Seleciona os eventos a partir de informações eletrônicas básicas dos calorímetros e do sistema de múons. Os dados ficam armazenados em uma memória temporária para análise rápida, baseada em certos limites de energia transversa ou momento transverso de partículas e objetos primitivos como múons, fótons, jatos, por exemplo.
- **HLT** - Se o evento passar do L1, após $3,2\text{ }\mu\text{s}$, os dados são tranferidos para o sistema de aquisição de dados. Estes eventos então , são selecionados em tempo real pelos gatilhos de alto nível, que são filtros implementados em software e processados por um cluster de computadores.

Dois elementos do sistema de monitoramento do CMS, os dispositivos *Beam Scintillator Counters* (BSC) e os *Beam Pick-up Timing eXperiment* (BPTX), são usados para o *trigger* dos eventos de interesse, MB. Os BSC estão localizados a uma distância de $\pm 10,89\text{ m}$ do ponto de interação nominal (PI) e têm aceitação geométrica no intervalo de $3,23 < |\eta| < 4,65$. Cada BSC é um conjunto de 16 peças de cintiladores com uma resolução de 3 ns e uma eficiência para a detecção de partículas ionizantes de $96,3\%$. Os dois BPTX, localizados ao redor da linha do feixe em uma distância do feixe de $\pm 175\text{ m}$ do PI, foram projetados para obter informações precisas sobre a estrutura dos pacotes e os tempo de chegada deles com um resolução melhor que $0,2\text{ ns}$.

3 ANÁLISE DOS EVENTOS DE MINIMUM BIAS

3.1 Introdução

Neste capítulo apresentamos um estudo com eventos de *minimum bias* (MB) em colisões pp a 7 *TeV* de energia no centro de massa, usando o detector CMS. O objetivo é melhor compreender a formação de lacunas de rapidez na região do espaço de fase coberta pelo detector, com a finalidade de caracterizar a assinatura experimental dos processos difrativos no aparato e assim estimar sua contribuição para a composição da amostra de MB. Para uma compreensão mais ampla sobre difração nos eventos MB, consultar a referência [32].

Os eventos de MB são definidos através da coincidência temporal entre os feixes incidentes e pelo menos um detector frontal e por isso são caracterizados por interações partônicas moles: processos de QCD não difrativos, difração simples e difração dupla. Para a execução do estudo, foram usadas amostras oficiais de Monte Carlo do CMS [22] produzidas com o gerador PYTHIA [?], em suas versões 6 e 8, e uma subamostra significativa dos dados coletados pelo CMS a 7 *TeV*. Tais amostras foram analisadas com o CMSSW, software padrão da colaboração CMS

3.2 Amostras usadas

Conforme antecipado, foram usadas duas amostras distintas de Monte Carlo, geradas com as versões 6 e 8 do PYTHIA e que serão referidas daqui por diante como PYTHIA6 e PYTHIA8. suas denominações técnicas (que indicam as condições particulares usadas na simulação do detector e reconstrução dos dados) e número de eventos nas amostras são apresentadas na tabela 2.

	<i>Global Tag</i>	Número de eventos
PYTHIA6 Tune D6T	START_V10	1000000
PYTHIA8	DESIGN_36_V10	1000000

Tabela 2: Denominações técnicas e número de eventos das amostras de Monte Carlo.

As duas versões do gerador implementam modelagens diferenciadas dos processos difrativos. Uma breve apresentação é feita, a seguir.

3.2.1 Eventos simulados

Gerador PYTHIA6

O gerador PYTHIA6 apresenta várias parametrizações (*tunes*) que são baseadas em dados de experimentos anteriores e em diferentes funções de distribuição partônica (PDF). Neste trabalho foi utilizada a parametrização D6T [26], a qual usa a PDF externa CTEQ6L1 que é baseada nos dados Drell Yan do Tevatron. A seção de choque utilizada pelo PYTHIA6 é dada pelo modelo de Schuler and Sjöstrand [27] e é dividida em seções de choque elástica, difrativa e não difrativa inelástica, como na equação 2.

$$\sigma_{tot}^{pp}(s) = \sigma_{elastico}^{pp}(s) + \sigma_{SD(Xp)}^{pp}(s) + \sigma_{SD(pX)}^{pp}(s) + \sigma_{DD}^{pp}(s) + \sigma_{ND}^{pp}(s). \quad (1)$$

A massa difrativa M_X e o momentum transferido t são gerados de acordo com

$$\frac{d^2s}{dt dM_X^2} \sim \frac{1}{M_X^2} e^{-b|t|} \quad (2)$$

Para os sistemas mais massivos, a produção de partículas é feita a partir do vínculo com os números quânticos do hadron original.

Gerador PYTHIA8

O gerador PYTHIA8 [21] utiliza o mesmo modelo de seção de choque do PYTHIA6 [27], porém o comportamento de M_X e de t é dado pelo modelo de fluxo do Pomeron, onde tanto este quanto a dPDF são baseados no ajuste H1 2007 Fit Jet e H1 2006 A e B (modelagem de processo duro). Para $1,2 < M_X < 10 \text{ GeV}$ usa-se o modelo não perturbativo, como no PYTHIA6, porém para $M_X > 10 \text{ GeV}$ é usado o modelo perturbativo.

3.2.2 Eventos reais

Foi utilizada uma subamostra de dados selecionada através de um *trigger* de *minimum bias* no intervalo de runs 135521 - 137026. Tanto a denominação técnica quanto o número de eventos contido nesta amostra são também apresentadas na tabela 3.

	<i>GlobalTag</i>	Número de eventos
Run2010A-Jun14thReReco_v2	GR_R_36X_V12A	1424640

Tabela 3: Denominações técnicas e número de eventos das amostras de dados reais.

3.3 Seleção de eventos

A leitura de dados de MB no CMS é desencadeada por um sinal em qualquer um dos cintiladores BSC em coincidência com um sinal em qualquer um dos dois detectores BPTX, indicando pelo menos um pacote atravessando o PI. Esta é uma definição menos restritiva de MB, com o objetivo de incluir eventos de difração simples nesta amostra. em outros experimentos operando em colisores de hadrons, é comum definir-se os eventos de MB a partir da atividade simultânea em detectores frontais localizados em ambos os lados do PI (equivalentes aos BSC do CMS). Em suma, são os seguintes critérios de seleção de eventos utilizados:

- **Trigger de nível 1 (L1)** [23]: A seleção foi feita através da coincidência entre os *triggers* L1TechBPTXplusANDminus e L1TechBSCMinBiasOR. Fisicamente, corresponde à ocorrência de sinais temporalmente correlacionados em ambos os BPTX e em pelo menos um BSC;
- **Trigger de alto nível (HLT)**[24]: adicionalmente ao trigger de L1, foi exigido que o evento satisfaça o trigger de alto nível HLTL1BscMinBiasORBptxPlusORMinus. Este filtro exige pelo menos um hit em qualquer BSC.
- Um vértice primário reconstruído com $|z| < 15 \text{ cm}$;
- Veto de eventos compatíveis com partículas do halo do feixe, os chamados *beam halo*. Tais eventos deixam sinais nos contadores BSC, porém, com tempo incompatível com partículas provenientes de interações dos feixes no PI;
- Veto de eventos em que uma longa seção horizontal do detector de pixel é atingida (*beam scraping*).

Este conjunto de seleção foi utilizado tanto para as amostras de Monte Carlo quanto para as de dados reais, exceto pelo *trigger* de alto nível, o qual não foi considerado nas amostras de Monte Carlo.

3.4 Estudo das variáveis cinemáticas

Nesta seção fazemos um estudo das distribuições de algumas variáveis cinemáticas relevantes para a caracterização e estudo dos processos difrativos, utilizando as amostras simuladas de MB apresentadas na seção 3.2.

Inicialmente, na subseção 3.4.1, estudamos estas distribuições utilizando diretamente as informações de saída do gerador PYTHIA, isto é, os quadrimomenta e mais alguns números quânticos caracterizando as partículas. Já na subseção 3.4.2, estudamos as mesmas distribuições, porém, utilizando informações de objetos reconstruídos a partir da simulação da propagação das partículas no detector.

Em ambos os estudos apresentamos as distribuições separadamente para cada uma das componentes da amostra de MB, a saber, difração simples (SD), difração dupla (DD) e não -difrativa (ND).

3.4.1 Nível de gerador

Para o estudo dos eventos a nível de gerador, foram selecionadas apenas as partículas estáveis no estado final e não foi considerado nenhum limiar de energia. Todas as distribuições dessa subseção foram feitas com informações diretamente dos geradores sem qualquer simulação do detector ou reconstrução.

O fluxo de energia carregado pelas partículas estáveis para cada componente da amostra é apresentada na figura 24 em função da variável η . Para a componente de difração simples foi considerado apenas a topologia $pp \rightarrow pX$, em que o próton no estado final encontra-se na região $\eta < 0$.

Vemos que os processos difrativos depositam praticamente toda sua energia na região frontal do detector, enquanto os processos não difrativos apresentam uma atividade significativa na região central. Portanto, a ausência de atividade em um intervalo de rapidez torna-se uma boa variável de caracterização dos processos difrativos.

Nas figuras 25 e 26 podem-se ver, respectivamente, as distribuições da energia transversa e de momentum na direção z para todas as partículas estáveis produzidas. Observa-se que no caso das componentes difrativas há uma diferença significativa entre as distribuições dos geradores em questão e atribuímos isso à diferente modelagem dos geradores PYTHIA8 e PYTHIA6.

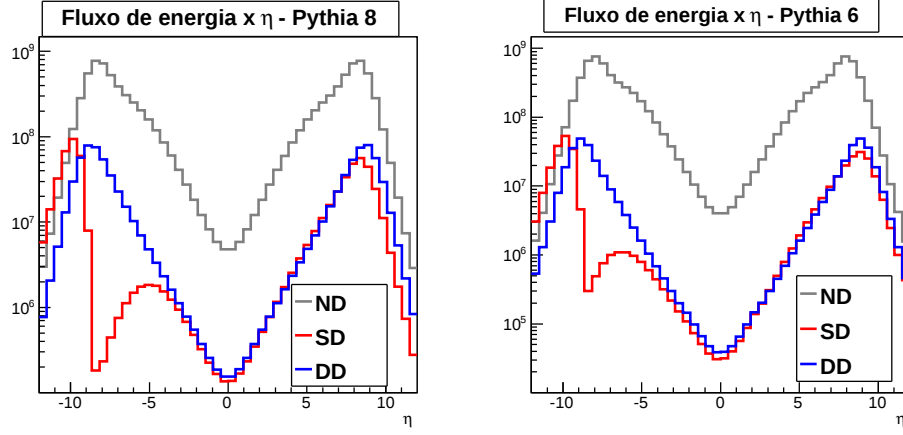


Figura 24: Distribuição do fluxo de energia em relação ao η para cada componente da amostra de *minimum bias* a nível de gerador.

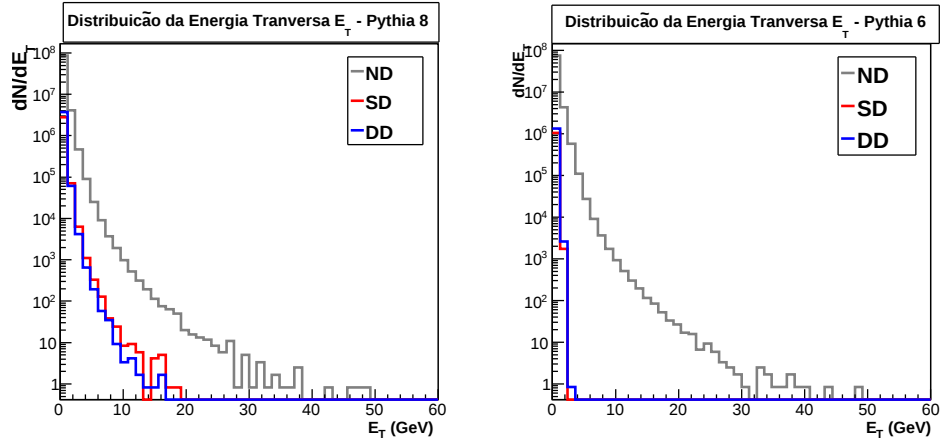


Figura 25: Distribuição de energia transversa para cada componente da amostra de *minimum bias* a nível de gerador.

Uma outra variável importante comumente usada para caracterizar eventos de difração simples (SD) é a fração de momentum perdida pelo próton, definida como:

$$\xi_{prton} = 1 - \frac{p'_z}{p_z}, \quad (3)$$

em que p'_z e p_z são o momentum longitudinal do próton espalhado e incidente, respectivamente.

Porém, ξ pode ser estimada a partir das partículas do sistema dissociado utilizando a equação 4,

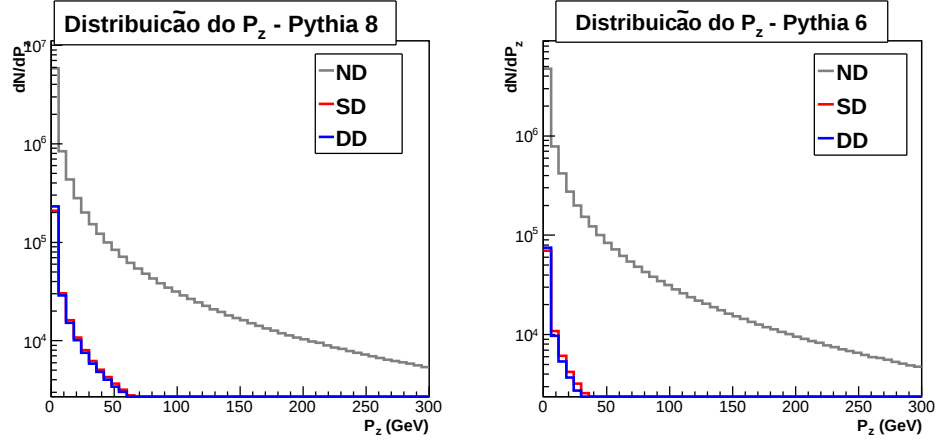


Figura 26: Distribuição de momentum longitudinal para cada componente da amostra de *minimum bias* a nível de gerador.

$$\xi_{est} = \frac{\sum E_T e^{k\eta}}{\sqrt{s}}, \quad (4)$$

onde o somatório é feito sobre todas as partículas a nível de gerador e $k = +1$ (ou -1) se o próton difratado tem $\eta > 0$ (ou $\eta < 0$) . A distribuição dessa variável para todas as partículas estáveis é mostrada na figura 27, onde incluímos também os processos de DD e ND, para comparação.

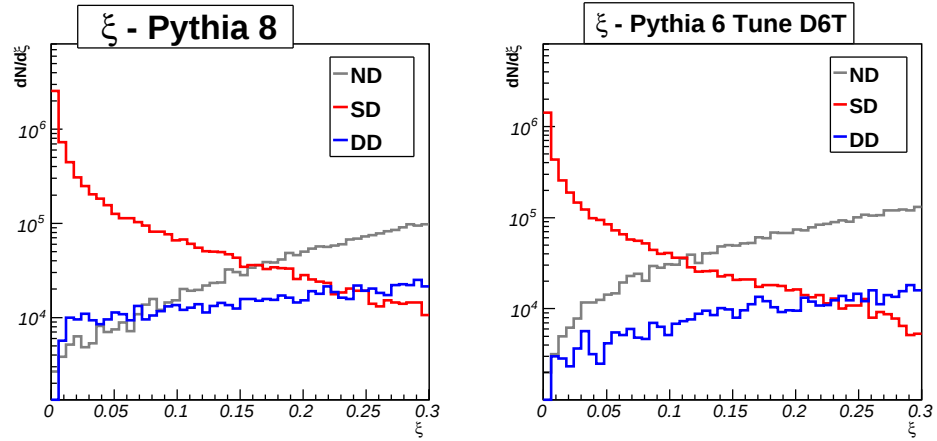


Figura 27: Distribuição da fração do momentum perdido pelo próton, ξ , para cada componente da amostra de *minimum bias*

Para verificar o método da estimativa de ξ , foi feita a correlação entre a fração de momentum calculado pela equação 3 e 4 para a componente de difração simples, que é mostrada na figura 27. Pode-se notar que a equação 4 reproduz bem a fração do momentum perdido pelo próton. Este bom acordo deve-se ao fato de que todas as partículas

geradas foram usadas no cálculo de ξ_{est} . O mesmo não é verdade quando se usam partículas ou objetos determinados experimentalmente, devido à limitação do espaço de fase.

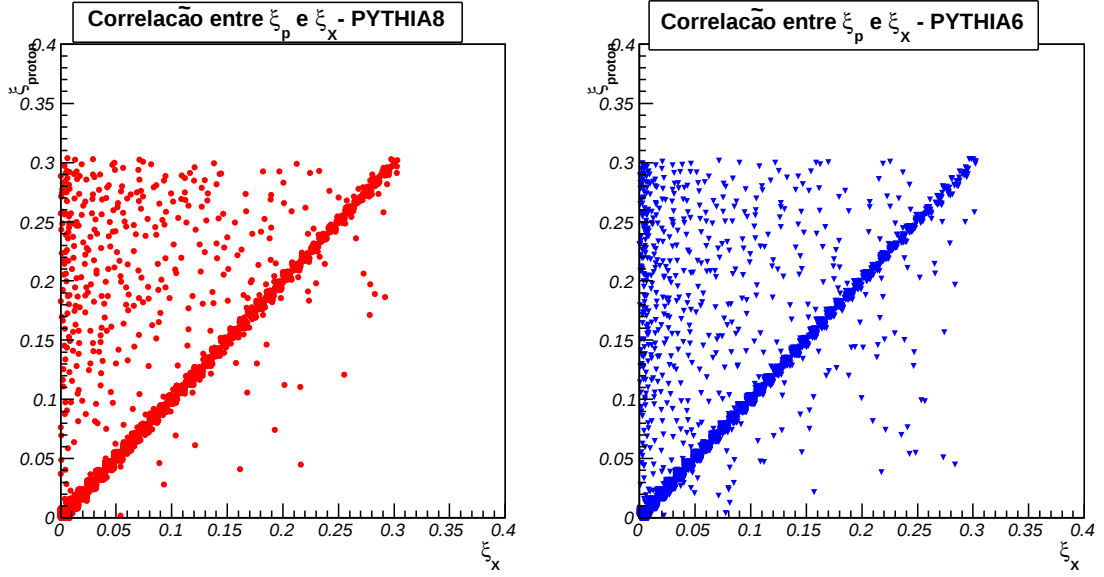


Figura 28: Correlação entre ξ calculado diretamente do próton e o ξ estimado a partir da equação 4.

3.4.2 Nível de reconstrução do detector

Nesta etapa do estudo, foi feita a comparação dos eventos de Monte Carlo com os dados reais. Inicialmente, foram obtidos os fatores de normalização das amostras simuladas em relação à luminosidade integrada dos dados. A normalização é fundamental quando se comparam distribuições em termos absolutos. Para o cálculo da luminosidade dos dados reais foi utilizado um programa [25], o qual a partir de um arquivo de saída com o relatório dos blocos de luminosidade analisados e o *trigger* HLT utilizado, calcula a luminosidade efetiva dos dados em questão. Para a amostra de dados reais utilizada nesta análise foi estimada a luminosidade integrada de $\simeq 14,376\mu b^{-1}$. A estimativa da luminosidade integrada ($\mathcal{L}$) correspondente às amostras de Monte Carlo é obtida através da relação 3.4.2.

$$\mathcal{L}_{MB}^{MC} = \frac{N}{\sigma_{MB}} \quad (5)$$

sendo N o número de eventos na amostra e σ_{MB} a seção de choque configurada no gerador Monte Carlo. Com estes valores de $\mathcal{L}_{MB}^{MC}$ obtém-se os fatores de normalização correspondentes. As amostras de Monte Carlo foram geradas com os mesmos parâmetros de seção de choque, $\sigma = 71260\mu b$ e número de eventos na amostra, $N = 1000000$ assim obtemos a luminosidade integrada de $\mathcal{L} \simeq 14,03\mu b^{-1}$. Obtemos então um fator de normalização de aproximadamente $F_{norm} = 1,024$.

Neste estudo foram considerados três objetos físicos reconstruídos, denominadas *CaloTower*, *ParticleFlow* e *Tracker*, que serão definidos a seguir.

CaloTowers

Estes objetos correspondem à reconstrução das torres dos calorímetros, ECAL e HCAL a partir da segmentação em $\eta - \phi$ do HCAL. Todas as células dos calorímetros contidas nas respectivas regiões de $\eta - \phi$ são associadas com a *CaloTower*[29] e consideradas seus constituintes. Na reconstrução das torres são definidos limiares de energia nos arquivos de configuração do algoritmo de reconstrução em dois níveis: RecHit e Calo-tower. Assim a partir da deposição da energia na *CaloTower* e a posição geométrica onde ela foi depositada define-se um quadrivetor correspondente, tratando-se o objeto *CaloTower* como uma "pseudo-partícula" sem massa, $E = |p|$. O quadrimomentum é calculado

considerando-se o vértice localizado em $z = 0$ (o vértice não é conhecido no tempo de criação das *CaloTowers*).

Como a região estudada não é homogênea, pois é instrumentada com diferentes subsistemas, os quais utilizam diferentes tecnologias tendo diferentes níveis de ruídos, foram aplicados diferentes limiares de energia para cada subdetector. Tais limiares foram baseados em estudos interno da colaboração CMS [30] e são apresentados na tabela 4.

	Limiar de Energia (GeV)
HB	2,0
HE	2,5
HF	4,0

Tabela 4: Limiar de energia usado para cada subdetector usando o objeto *CaloTower*

Nas figuras 29, 30 vêm-se as distribuições da energia transversa e momentum longitudinal. Nos histogramas representados pela letra (a) é feita a compração entre os dados reais, em verde, e as amostras geradas com o PYTHIA8, em azul escuro, e PYTHIA6 em rosa. Nos histogramas representados pelas letras (b) e (c) faz-se a comparação das componentes não difrativa (ND), difrativa simples (SD) e difrativa dupla (DD) para PYTHIA8 e 6 respectivamente.

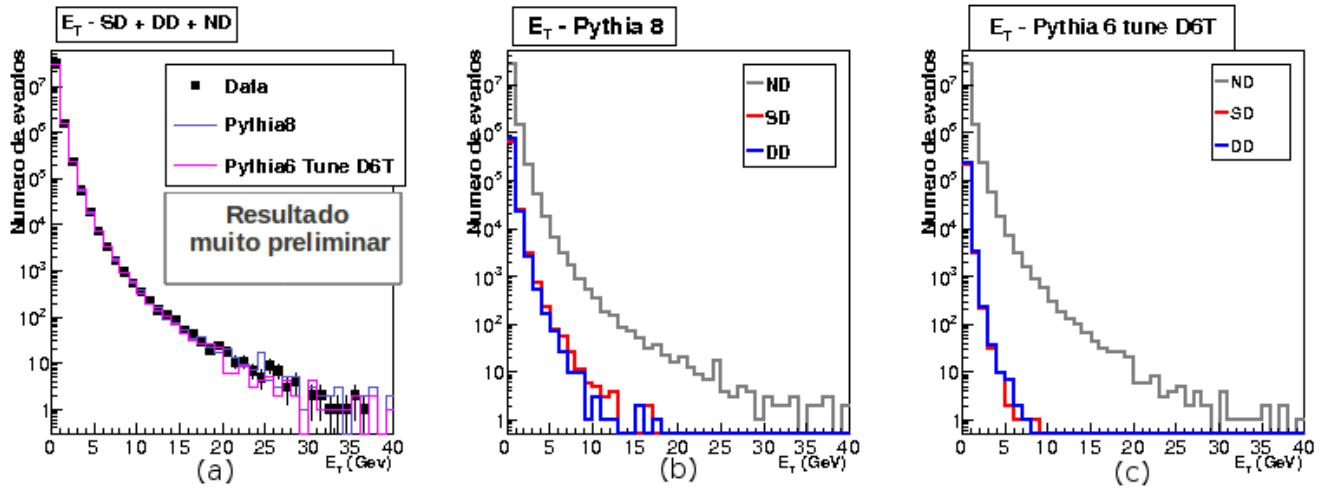


Figura 29: Distribuição da energia transversa depositada nas torres dos calorímetros; (a) mostra as distribuições dos dados reais representados pelos pontos pretos, e os geradores PYTHIA6 e 8, em rosa e azul, respectivamente. (b) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA8; (c) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA6.

Na figura 31 são mostradas as distribuições de ξ , considerando-se agora as torres reconstruídas dos calorímetros. Para estimar essa variável foi utilizada a equação 4.

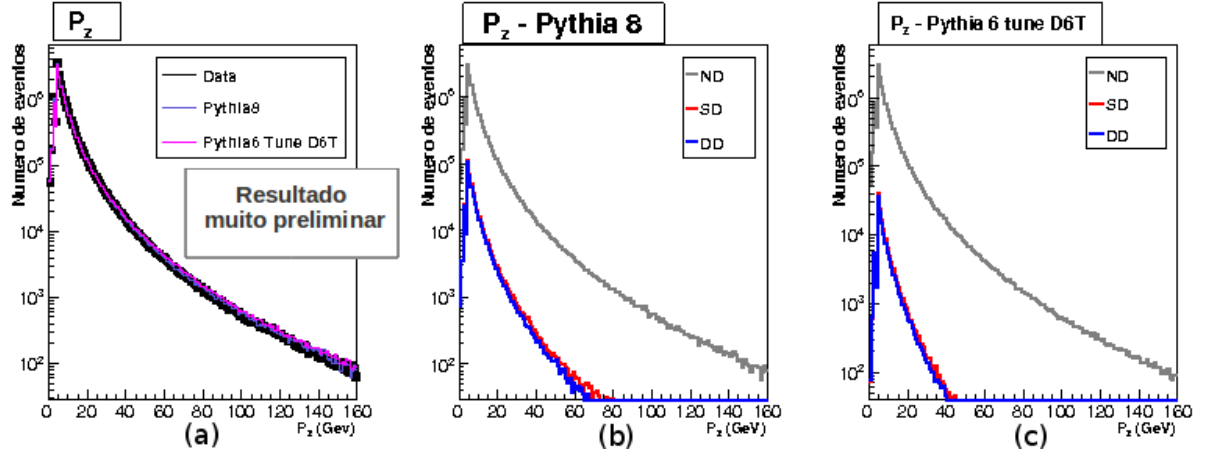


Figura 30: Distribuição do momentum na direção z , obtido a partir das torres; (a) mostra as distribuições dos dados reais representados pelos pontos pretos, e os geradores PYTHIA6 e 8, em rosa e azul, respectivamente. (b) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA8; (c) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA6.

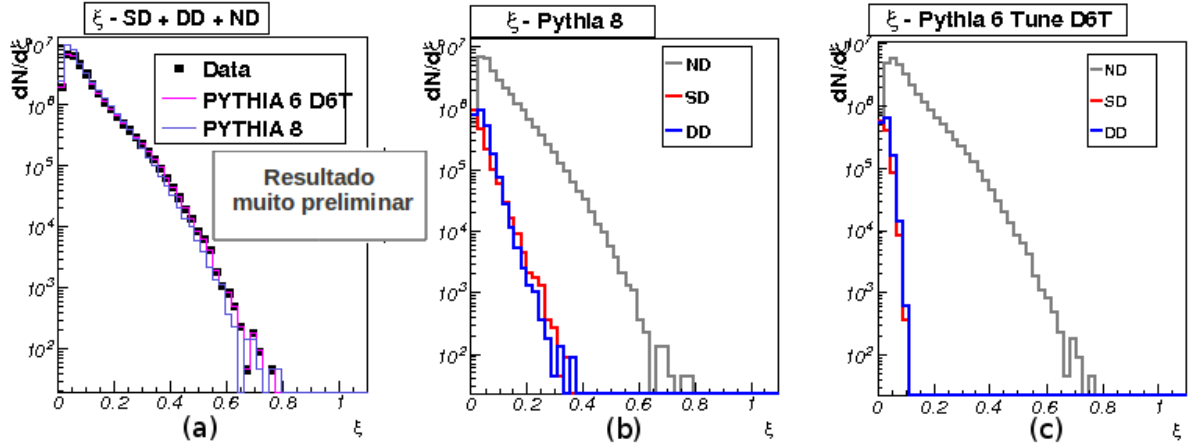


Figura 31: Distribuição da fração do momentum perdido pelo próton, ξ , obtido a partir da equação 4 usando o objeto *CaloTower*; (a) mostra as distribuições dos dados reais representados pelos pontos pretos, e os geradores PYTHIA6 e 8, em rosa e azul, respectivamente. (b) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA8; (c) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA6.

ParticleFlow

O objetos físicos *ParticleFlow* [31] consistem na reconstrução e identificação de todas as partículas estáveis em um evento, como elétrons, múons, fótons, hadrons carregados e neutros, a partir da combinação de todos os subdetectores.

A combinação de intenso campo magnético e grande granularidade do ECAL são essenciais para a viabilidade da reconstrução dos fótons no CMS, permitindo a sepa-

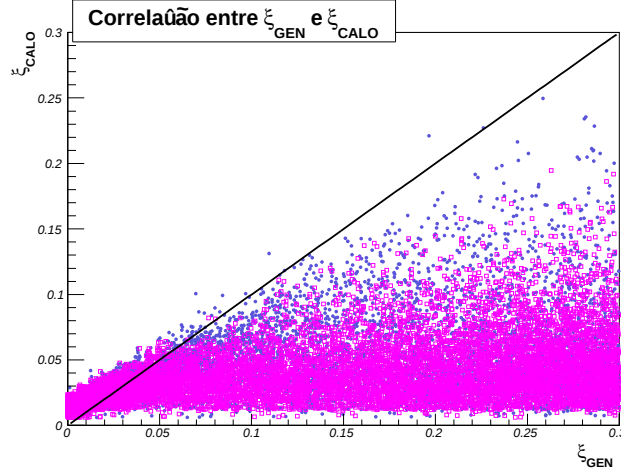


Figura 32: Correlação entre ξ_{CALO} estimado para o objeto *CaloTower* e ξ_{GEN} , onde a reta equivale à $\xi_{\text{CALO}} = \xi_{\text{GEN}}$.

ração da energia depositada pelo fóton da enegia depositada por partículas carregadas. O ECAL também é usado para a reconstrução dos elétrons, através da deposição de energia do próprio elétron e de fótons irradiados por efeito Bremsstrahlung pelo elétron quando passa pelo o sistema de traços a caminho do ECAL. A informação proveniente do sistema de traços também é considerada na reconstrução de hadrons carregados e múons, combinada com a dos subdetectores HCAL e câmaras de múons, respectivamente. Os hadrons neutros são recontruídos a partir do excesso de energia depositada pelos hadrons carregados nas mesmas células do calorímetro.

Na análise dos objetos *ParticleFlow* foram considerados os limiares de energia mostrados na tabela 5

		Limiar de Energia (GeV)
HB	Gama	0,5
	Hadrons Neutros	1,5
HE	Gama	2,5
	Hadrons Neutros	1,5
HF	-	4,0

Tabela 5: Limiar de energia usado para cada subdetector usando o objeto *ParticleFlow*

Para os objetos *ParticleFlow* foram feitas as distribuições cinemáticas observadas nas seções anteriores. Na figura 33 e 34 são mostras as distribuições da energia transversa e momentum longitudinal, respectivamente. Pode-se perceber que não há nenhuma diferença relevante nas distribuições feitas a partir dos objetos *CaloTower* e *ParticleFlow*.

Na figura 35 são mostradas as distribuições da ξ , considerando-se agora os objetos

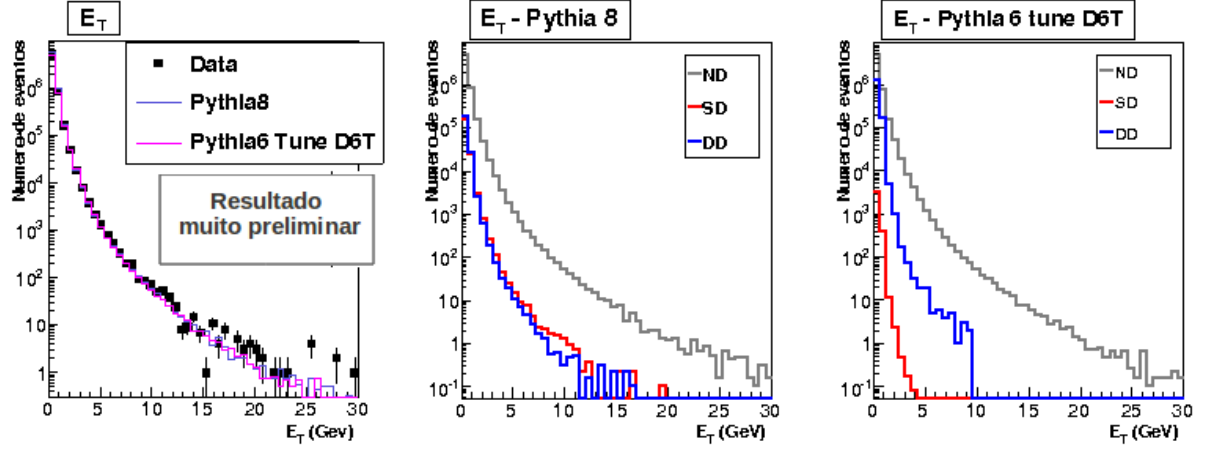


Figura 33: Distribuição da energia transversa depositada nas torres dos calorímetros e reconstruídas para o objeto *ParticleFlow*; (a) mostra as distribuições dos dados reais representados pelos pontos pretos, e os geradores PYTHIA6 e 8, em rosa e azul, respectivamente. (b) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA8; (c) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA6.

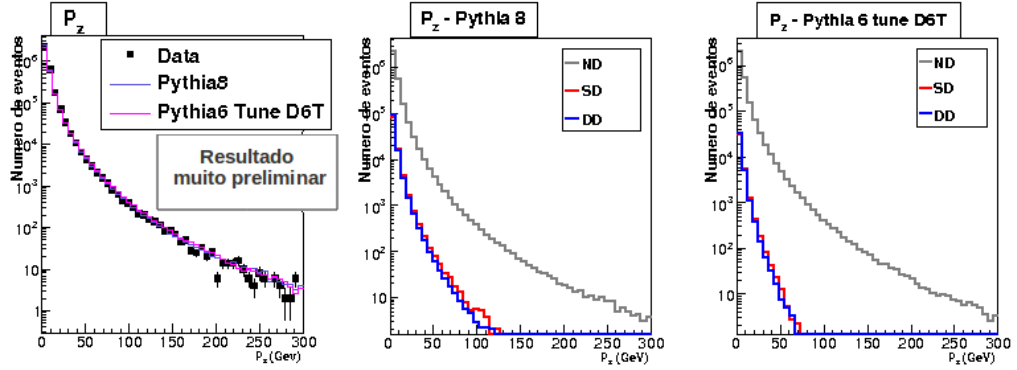


Figura 34: Distribuição do momentum longitudinal reconstruído para o objeto *ParticleFlow*; (a) mostra as distribuições dos dados reais representados pelos pontos pretos, e os geradores PYTHIA6 e 8, em rosa e azul, respectivamente. (b) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA8; (c) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA6.

ParticleFlow. Para estimar essa variável foi utilizada a equação 4.

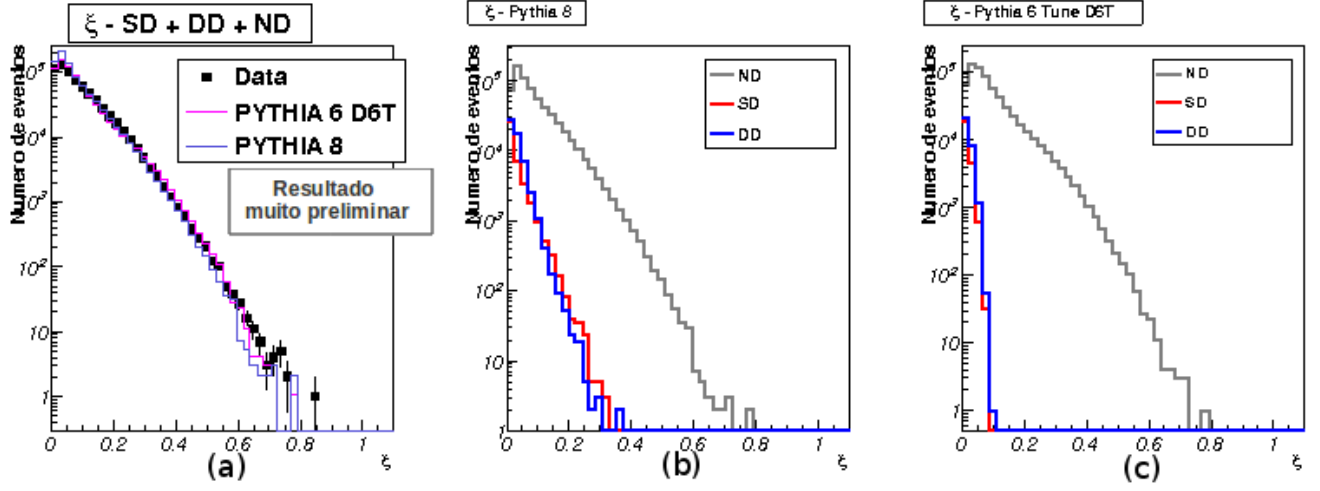


Figura 35: Distribuição da fração do momentum perdido pelo próton, ξ , estimada a partir da equação 4 usando o objeto *ParticleFlow*; (a) mostra as distribuições dos dados reais representados pelos pontos pretos, e os geradores PYTHIA6 e 8, em rosa e azul, respectivamente. (b) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA8; (c) mostra as distribuições de cada componente da amostra para PYTHIA6.

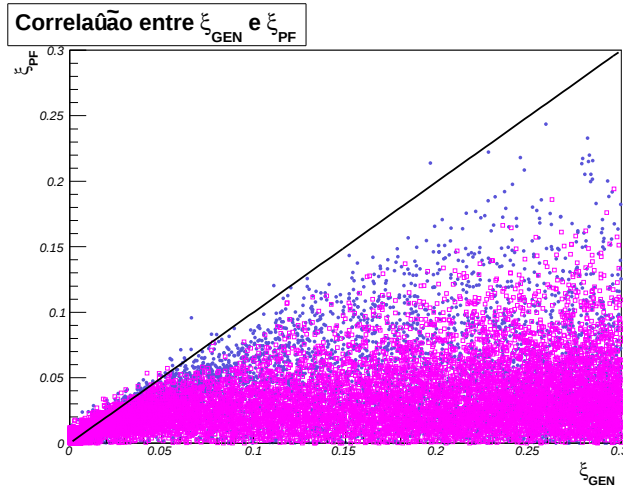


Figura 36: Correlação entre a ξ_{PF} estimado para o objeto *ParticleFlow* e ξ_{GEN} , onde a reta equivale à $\xi_{PF} = \xi_{GEN}$.

3.5 Estudo da lacuna de rapidez

Nesta seção estudaremos as lacunas de rapidez formadas em eventos de MB. Conforme discutido na seção 1.4.3, a formação de grandes lacunas de rapidez é uma assinatura característica de eventos difrativos.

Para os estudos que se seguem, definimos duas variáveis básicas: o maior intervalo de rapidez sem partículas (ou objetos) no evento, $\Delta\eta$, e o centro deste intervalo de rapidez,

η_{CENTRO} . Tais variáveis são obtidas a partir de uma varredura sobre todas as partículas (objetos) produzidas (reconstruídas) no evento, usando-se as relações :

$$\Delta\eta = \eta_2 - \eta_1$$

$$\eta_{centro} = \frac{\eta_2 + \eta_1}{2}$$

Os índices 1 e 2 denotam duas (dois) partículas (objetos) consecutivas (os) ordenadas (os) em η .

Similarmente à seção anterior, apresentamos os resultados em subseções distintas para partículas geradas e objetos reconstruídos.

3.5.1 Nível de gerador

Considerando-se todo o espaço de fase, obtem-se as distribuições de $\Delta\eta$ e η_{CENTRO} mostradas nas figuras 37 e 38, respectivamente.

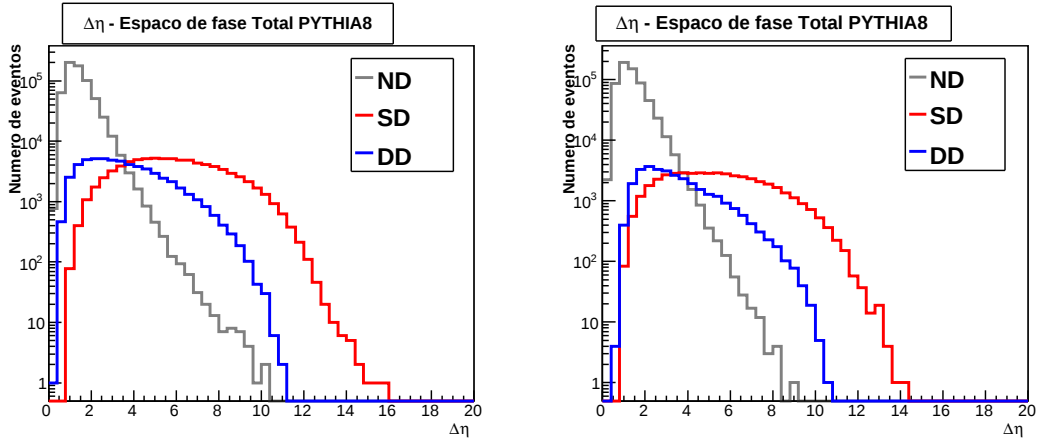


Figura 37: Distribuição da maior lacuna de rapidez de um evento considerando o espaço de fase total. No primeiro histograma temos as distribuições para PYTHIA8 e no segundo para PYTHIA6.

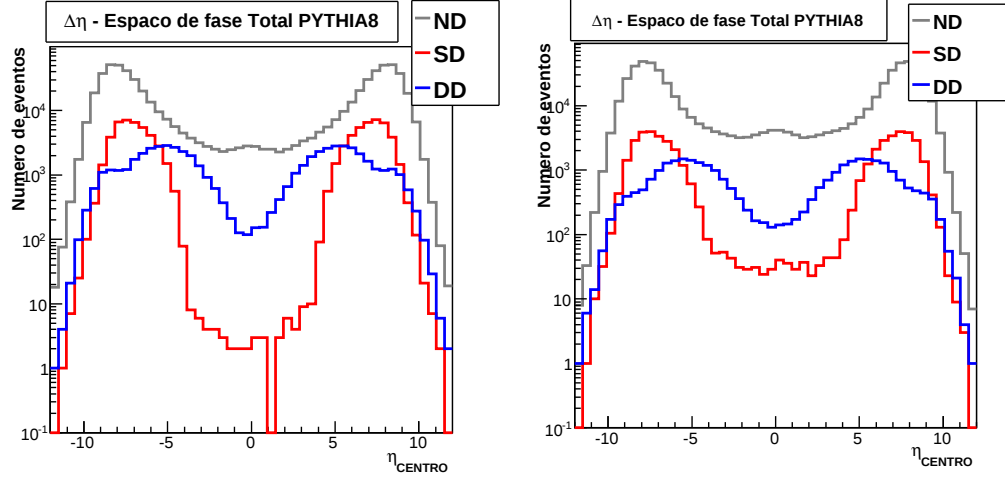


Figura 38: Distribuição do centro da LRG de um evento considerando o espaço de fase total. No primeiro histograma temos as distribuições para PYTHIA8 e no segundo para PYTHIA6.

Na figura 39 mostramos o efeito de se exigir a ocorrência de um intervalo de rapidez no evento, em função do tamanho mínimo do intervalo, podendo analisar a contribuição relativa de cada processo na amostra MB considerando o espaço de fase total.

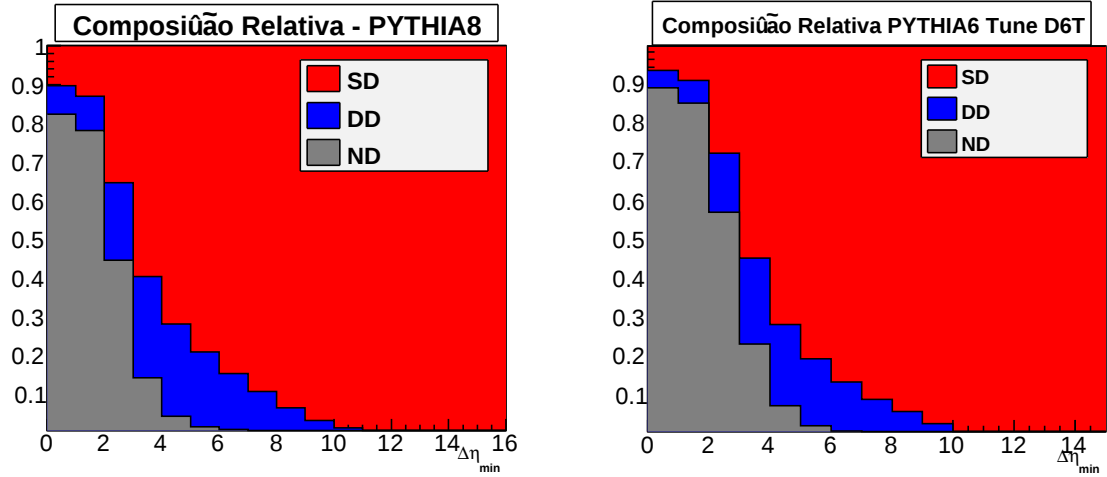


Figura 39: Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mínimo exigido no evento considerando o espaço de fase total.

Vemos que os processos difrativos predominam com a exigência da maior lacuna de rapidez no evento, LRG, superior a aproximadamente 3, $|\Delta\eta| > 3$ e que a LRG para os processos difrativos tem um limite diferenciado, para as componentes de DD, o limite superior é aproximadamente 10, $|\Delta\eta| < 10$, e para a componente SD, o limite vai até aproximadamente 15, $|\Delta\eta| < 15$.

Porém, na prática, não é possível observar e medir as partículas produzidas em todo o espaço de fase, mas apenas em uma fração deste, devidamente instrumentada com detectores. No CMS, atualmente, a região instrumentada, completamente operacional e devidamente incluída na simulação do detector, limita-se a $|\eta| < 5,2$. Por esta razão, apresentamos nas figuras 40 e 41 as distribuições de $\Delta\eta$ e η_{CENTRO} obtidas ao se restringir o espaço de fase à região $|\eta| < 5,2$.

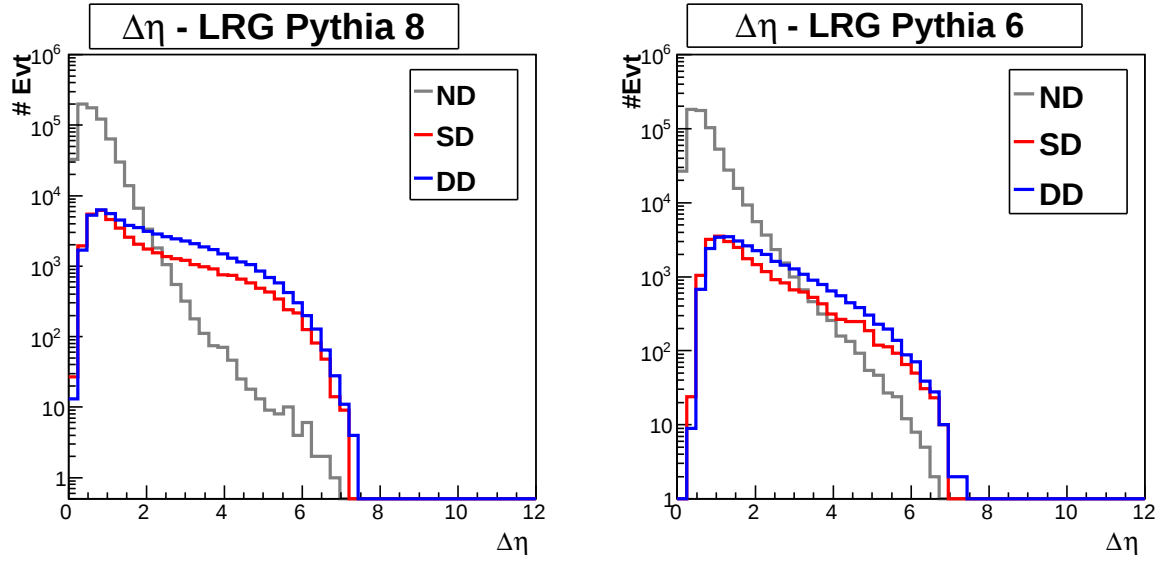


Figura 40: Distribuição da maior lacuna de rapidez de um evento considerando o espaço de fase restrito à $|\eta| < 5,2$.

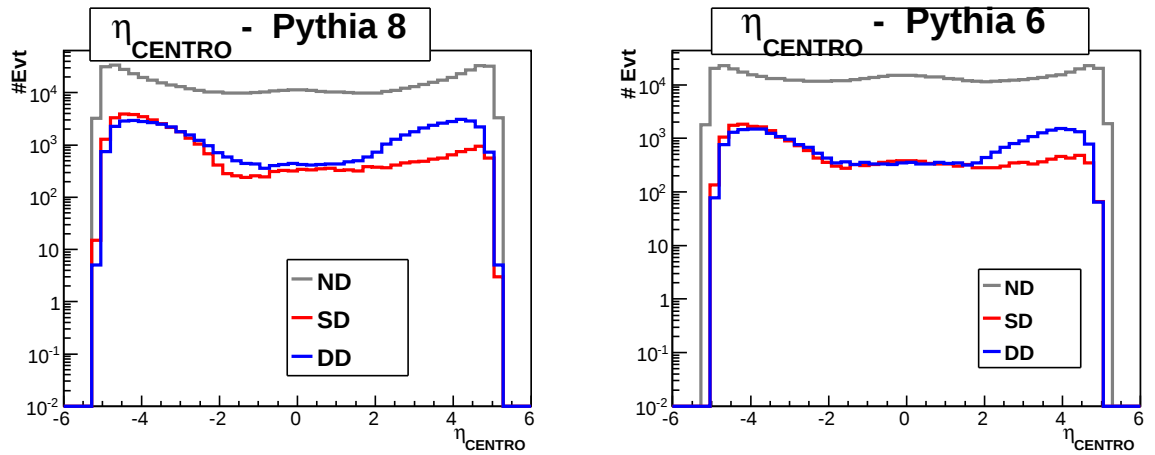


Figura 41: Distribuição do centro da maior lacuna de rapidez de um evento considerando o espaço de fase restrito à $|\eta| < 5,2$.

A distribuição da lacuna de rapidez da componente ND decresce rapidamente, conforme esperado, pois nesses processos as partículas são produzidas uniformemente distribuídas em η . Já as distribuições de $\Delta\eta$ dos eventos SD e DD mostram valores tipicamente maiores do que os dos eventos ND. Porém, estes valores são significativamente menores do que os obtidos no estudo anterior devido a restrição imposta no espaço de fase ($|\eta| < 5,2$), já que nestas classes de eventos há em geral, um grande intervalo de rapidez que se estende até valores característicos de um próton que tenha perdido uma pequena fração de seu momentum longitudinal. Nas figuras 42 e 43 mostram-se as distribuições de partículas em função de η para um subconjunto de 100 eventos de SD e DD, respectivamente. Para facilitar a visualização da extensão das lacunas de rapidez, no caso de eventos de SD, são mostrados apenas eventos em que o próton que se dissocia é aquele que se propaga no sentido positivo.

Nas distribuições do centro da LRG, há uma assimetria para o processo difrativo SD devido a ter sido considerado apenas os processos com estado final com o próton espalhado para o lado correspondente a $\eta < 0$.

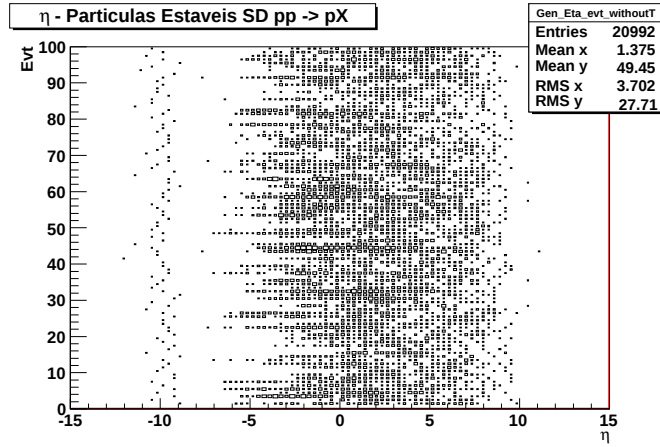


Figura 42: Distribuição de eta das partículas para cada evento para a componente de difração simples $pp \rightarrow pX$ considerando o espaço de fase total.

Como consequência da restrição do espaço, a proporção das componentes difrativas na amostra de MB se equivalem ao exigermos uma lacuna de rapidez mínima, como pode ser visto na figura 44.

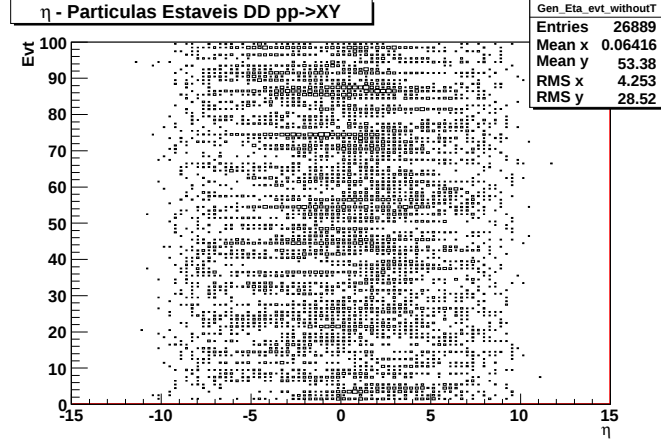


Figura 43: Distribuição de eta das partículas para cada evento para a componente de difração dupla $pp \rightarrow XY$ considerando o espaço de fase total.

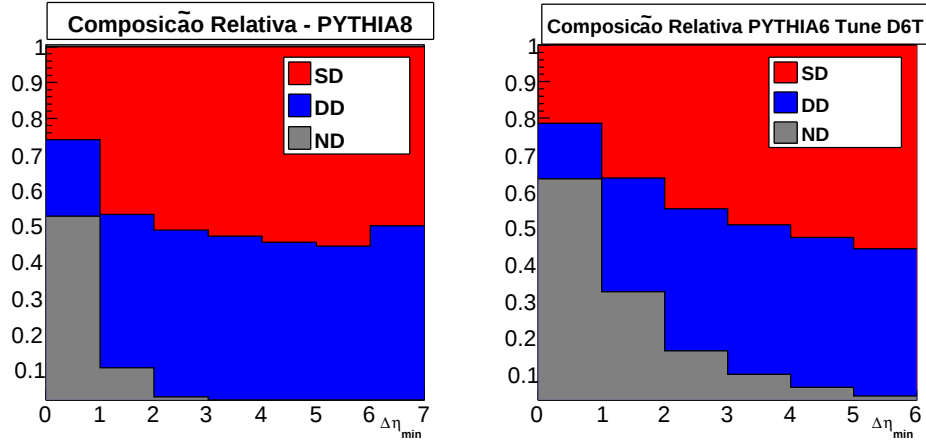


Figura 44: Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mínimo exigido no evento considerando o espaço de fase $|\eta| < 5,2$.

3.5.2 Nível de reconstrução

Após o estudo apresentado na subseção anterior sobre as distribuições de intervalo de rapidez utilizando todas as partículas estáveis produzidas pelo gerador de Monte Carlo, passamos agora ao estudo das mesmas distribuições, porém, utilizando os objetos reconstruídos no detector a partir das partículas geradas. em outras palavras, vamos estudar as lacunas de rapidez observadas no detector em contraposição às lacunas observadas nos eventos somente gerados apresentadas na seção anterior.

CaloTower

Para as distribuições deste objeto foram considerados os limiares de energia da tabela 4. As figuras 45 e 46 mostram as distribuições do LRG e seu centro, respectivamente, para cada componente dos eventos de MB. Para as distribuições que contém todas as componentes faz-se uma comparação com os dados reais, representados pelos pontos pretos.

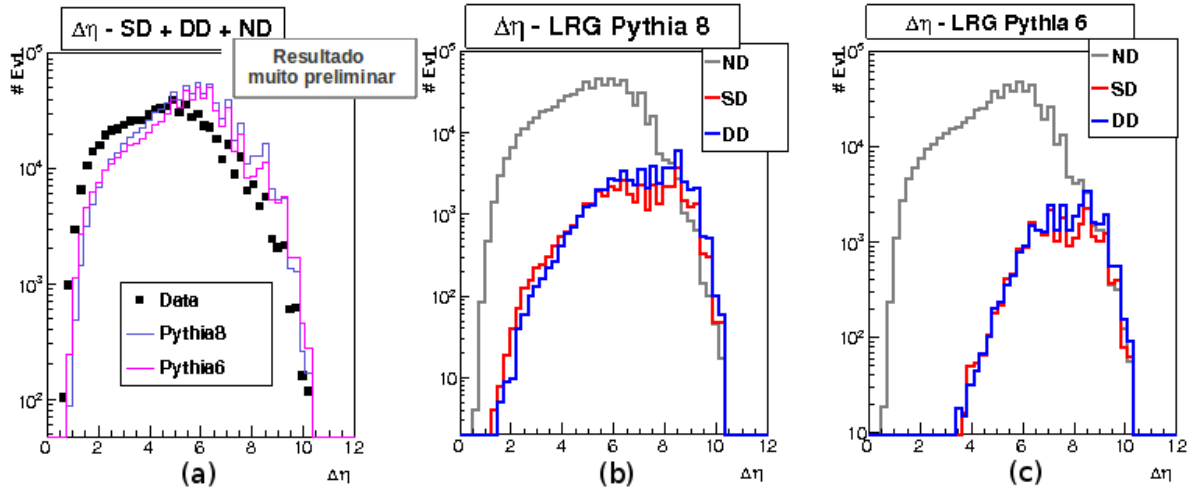


Figura 45: Distribuição da LRG usando o objeto *CaloTower*. Na distribuição (a) temos a comparação entre os geradores PYTHIA8 e 6, linhas azul e rosa, respectivamente, com os dados reais representados em pontos pretos. (b) temos a LRG para cada componente dos eventos de MB usando o PYTHIA8; (c) temos as distribuições para o gerador PYTHIA6.

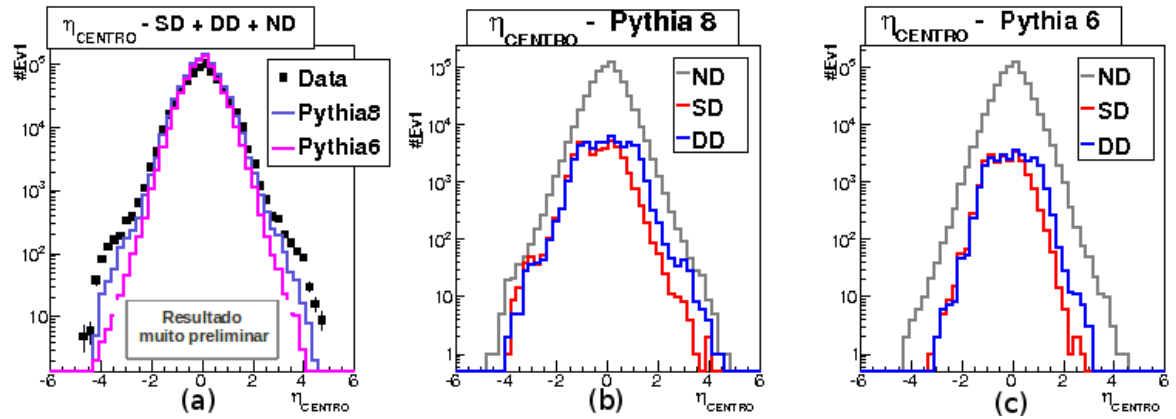


Figura 46: Distribuição de η_{CENTRO} usando o objeto *CaloTower*. Na distribuição (a) temos a comparação entre os geradores PYTHIA8 e 6, linhas azul e rosa, respectivamente, com os dados reais representados em pontos pretos. (b) temos o η_{CENTRO} para cada componente dos eventos de MB usando o PYTHIA8; (c) temos as distribuições para o gerador PYTHIA6.

Pode-se perceber a diferença bem acentuada entre as distribuições da LRG e do seu centro usando o objeto *CaloTower* e as de nível de gerador nas figuras 47 e 48, onde as linhas contínuas, nos histogramas à esquerda, correspondem às distribuições a nível de gerador e as tracejadas a nível reconstruídas. Os histogramas à direita correspondem a correlação entre LRG_{GEN} e LRG_{CALO} (η_{centro}^{GEN} e η_{centro}^{CALO}).

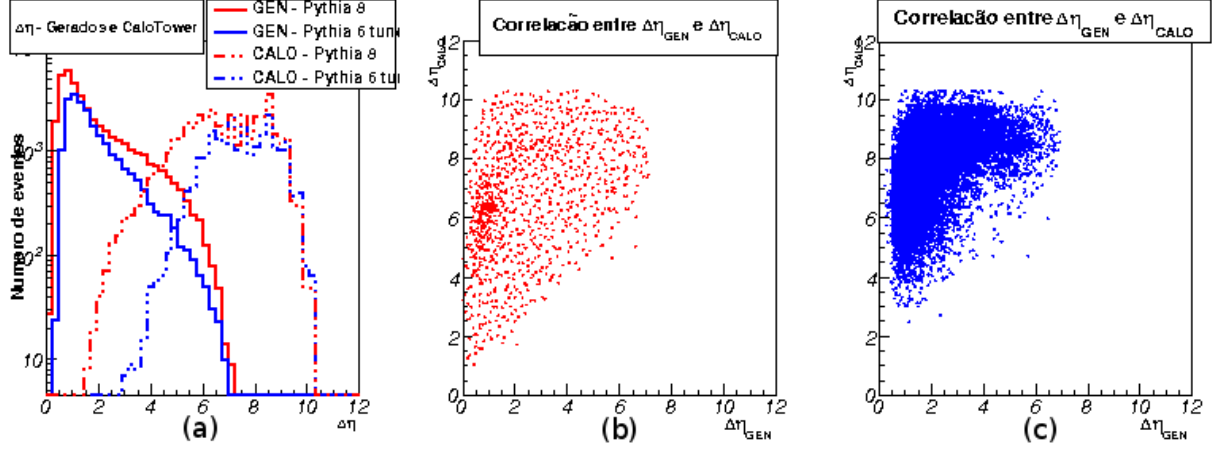


Figura 47: No histograma à esquerda tem-se as distribuições da LRG gerada e reconstruída para o objeto *CaloTower* sobrepostas; linhas contínuas correspondem a LRG gerada e tracejadas as reconstruídas; Nos histogramas (b) e (c) mostram-se a correlação entre as distribuições apresentadas no histograma (a).

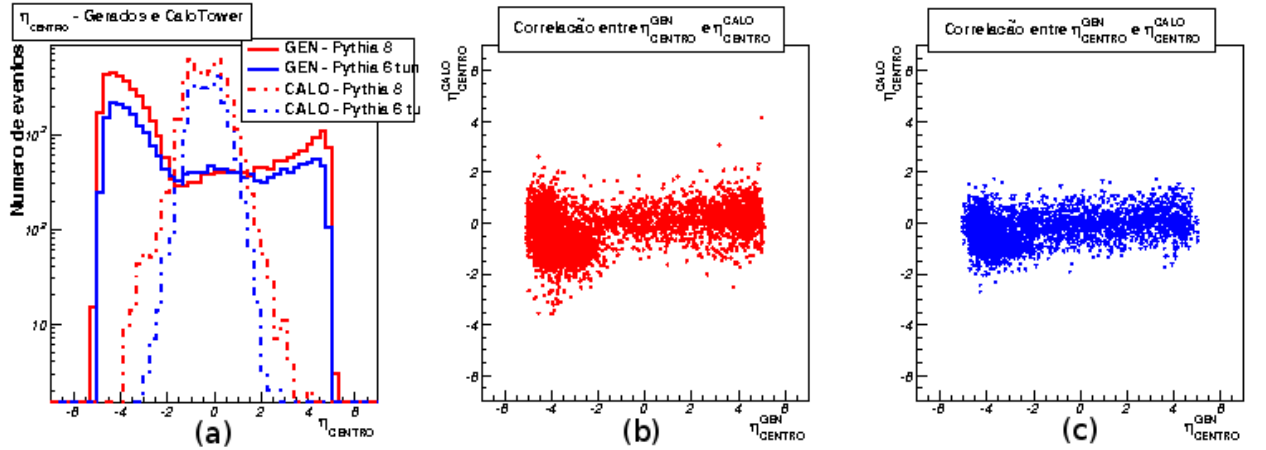


Figura 48: No histograma à esquerda tem-se as distribuições do η_{CENTRO} gerada e reconstruída para o objeto *CaloTower* sobrepostas; linhas contínuas correspondem o η_{CENTRO} gerado e tracejadas as reconstruídas; Nos histogramas (b) e (c) mostram-se a correlação entre as distribuições apresentadas no histograma (a).

Para explicar este comportamento, analisamos as distribuições de η por evento com a exigência de um limiar de energia depositada na torre e sem esta exigência, mostradas nas figuras 49 e 50. Pode-se notar que o corte na energia das torres, necessário para eliminar o ruído da eletrônica, tem também o efeito de suprimir a maior parte da atividade devida aos eventos de MB na região central do detector. Isto é uma consequência do pequeno valor médio de energia das partículas produzidas nesta região, conforme pode ser visto nas figuras 51 e 52 para as componentes SD (difração simples) e DD (difração dupla). Nas figuras 49 e 50, as distribuições à direita foram obtidas com a aplicação dos cortes nos limiares de energia, enquanto as distribuições à esquerda foram obtidas sem cortes. Para as distribuições das figuras 51 e 52 não foi aplicado o corte nos limiares de energia.

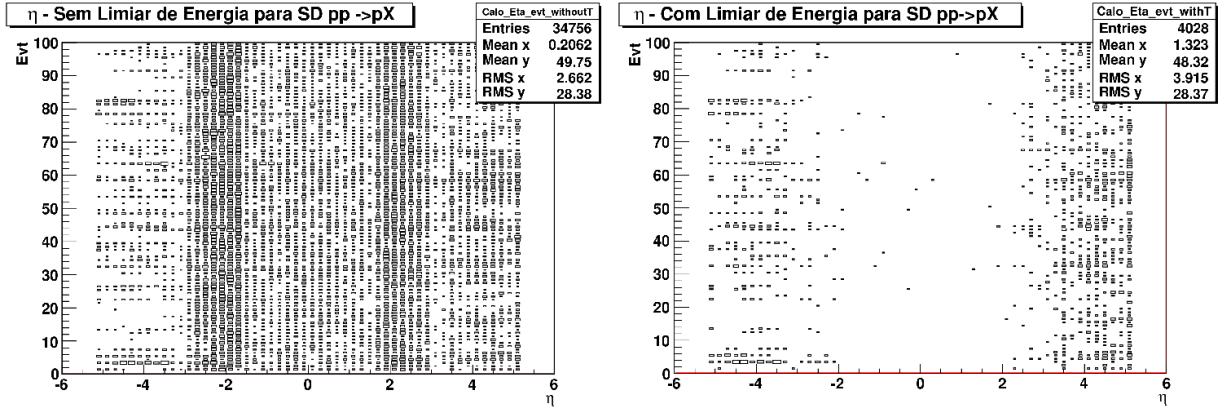


Figura 49: Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos simples (SD).

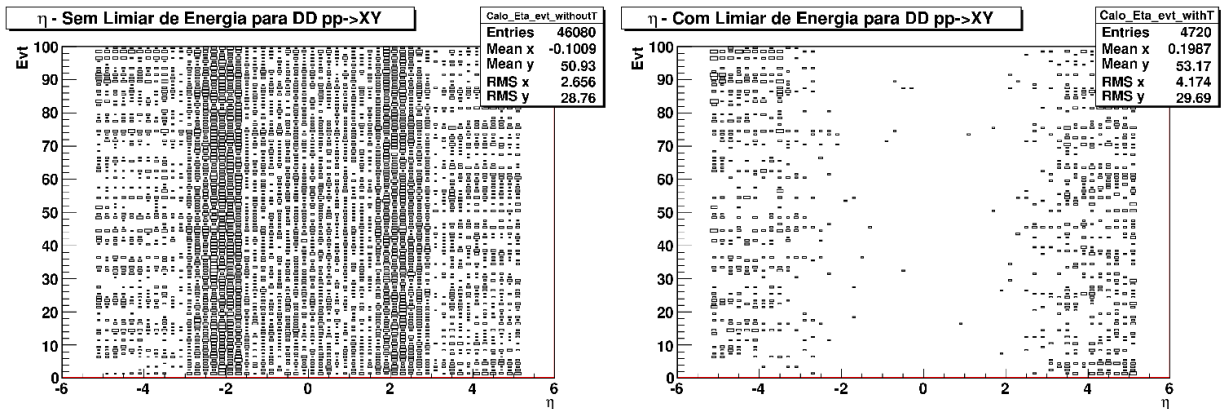


Figura 50: Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos duplos (DD).

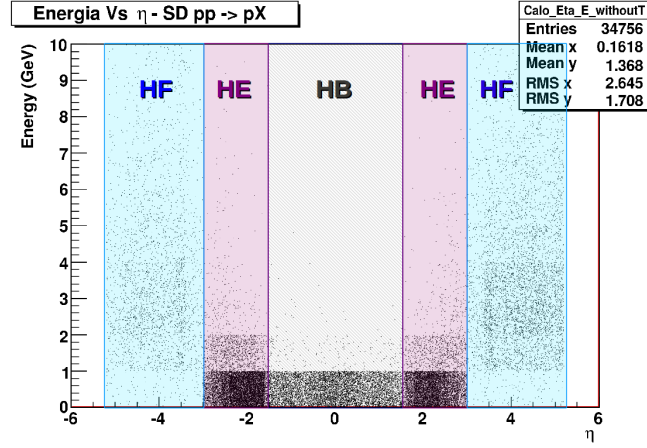


Figura 51: Distribuição da energia por η para a componente difrativa simples, SD.

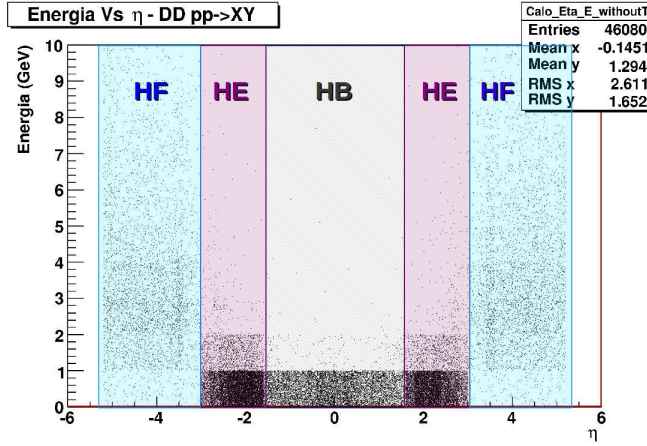


Figura 52: Distribuição da energia por η para a componente difrativa dupla, DD.

Com a não detecção da atividade, forma-se uma lacuna de rapidez falsa na região central do detector que se manifesta como um excesso em torno de $\eta_{CENTRO} = 0$. Portanto ao reconstruir os dados e ao aplicar os cortes necessários para a eliminação do ruído na eletrônica, perdemos a informação do LRG e a lacuna de rapidez observada não tem significado físico. Para verificar se este mesmo efeito acontece utilizando o objeto físico *ParticleFlow* foi feito o mesmo estudo do LRG para estes objetos, o qual é apresentado a seguir.

Podemos perceber na figura 53 que a proporção da componente não-difrativa em função de uma LRG mínima no evento, aumenta significativamente para grandes lacunas de rapidez quando usamos o objeto CaloTower.

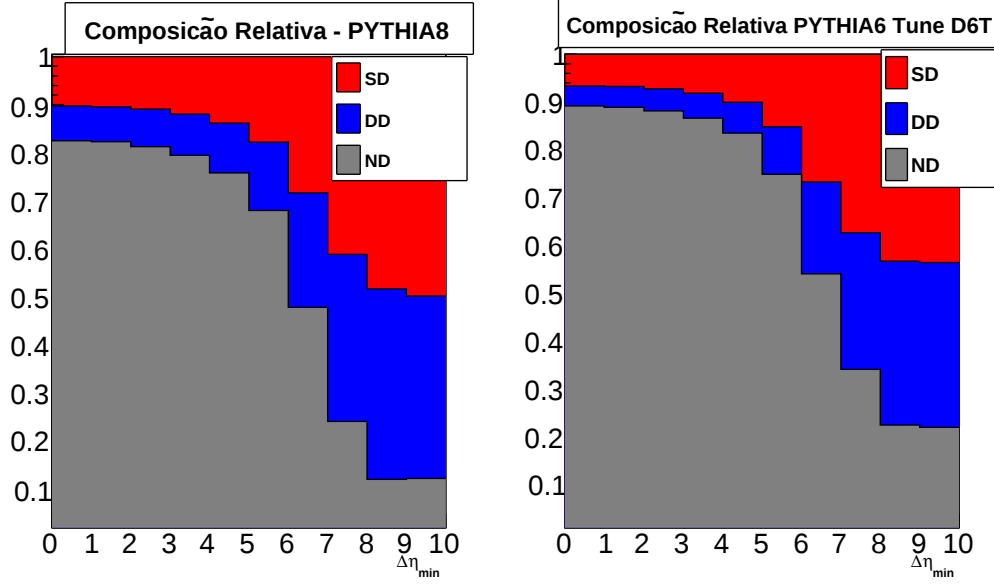


Figura 53: Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mínimo exigido no evento utilizando o objeto físico *CaloTower*.

ParticleFlow

O mesmo estudo feito com *CaloTowers* foi feito repetido com *ParticleFlow*, usando-se os limiares de energia da tabela 5. As figuras 54 e 55 mostram as distribuições do LRG e de seu centro, respectivamente, para cada componente dos eventos de MB. Para as distribuições que contém todas as componentes faz-se uma comparação com os dados reais, representados pelos pontos pretos.

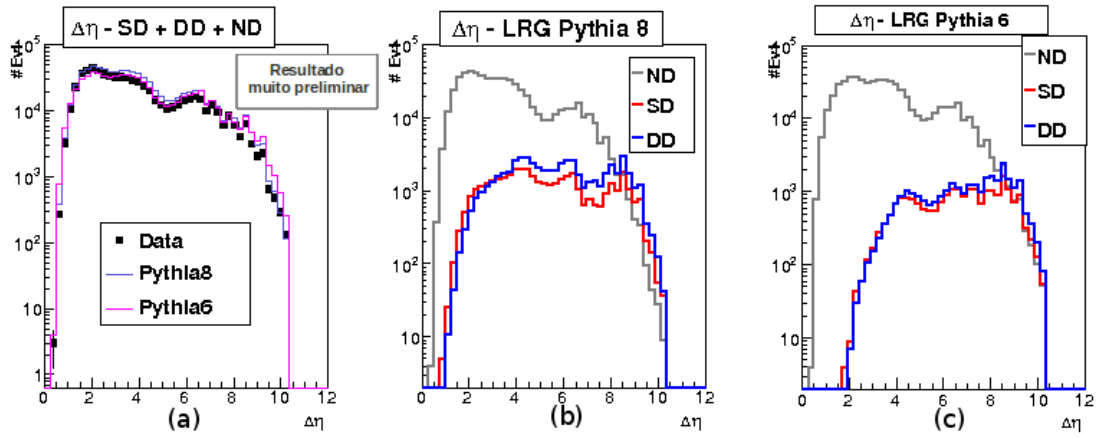


Figura 54: Distribuição da LRG usando o objeto *ParticleFlow*. Na distribuição (a) temos a comparação entre os geradores PYTHIA8 e 6, linhas azul e rosa, respectivamente, com os dados reais representados em pontos pretos. (b) temos a LRG para cada componente dos eventos de MB usando o PYTHIA8; (c) temos as distribuições para o gerador PYTHIA6.

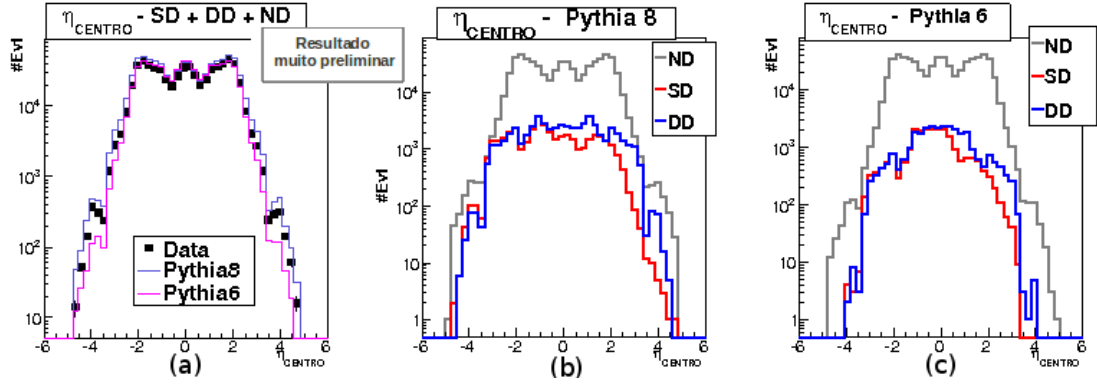


Figura 55: Distribuição do η_{CENTRO} usando o objeto *ParticleFlow*. Na distribuição (a) temos a comparação entre os geradores PYTHIA8 e 6, linhas azul e rosa, respectivamente, com os dados reais representados em pontos pretos. (b) temos a LRG para cada componente dos eventos de MB usando o PYTHIA8; (c) temos as distribuições para o gerador PYTHIA6.

Mais uma vez é evidente a diferença entre as distribuições obtidas com os objetos reconstruídos (*ParticleFlow*) e as distribuições obtidas com as partículas geradas.

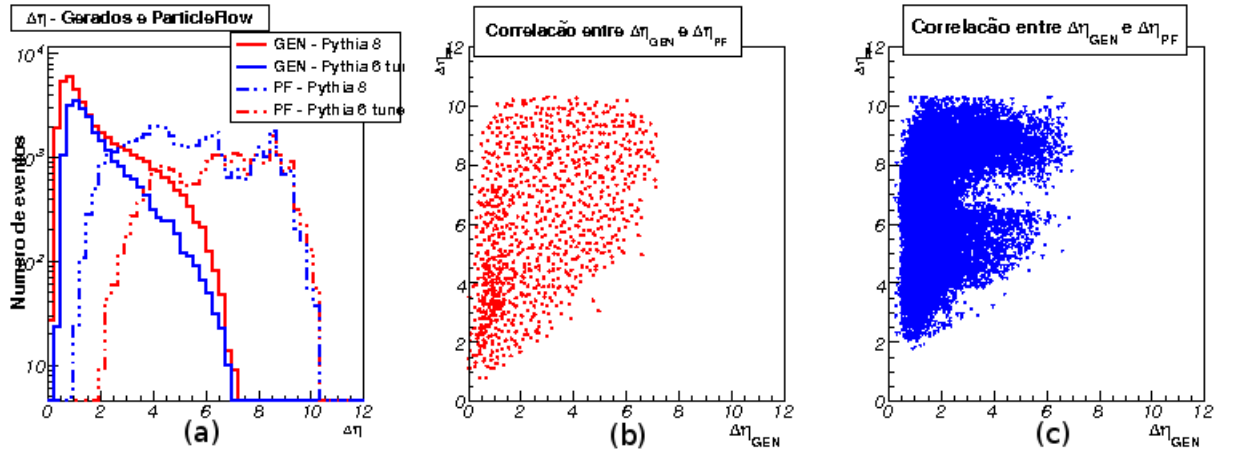


Figura 56: No histograma à esquerda tem-se as distribuições da LRG gerada e reconstruída para o objeto *ParticleFlow* sobrepostas; linhas contínuas correspondem a LRG gerado e tracejadas as reconstruídas; Nos histogramas (b) e (c) mostram-se a correlação entre as distribuições apresentadas no histograma (a).

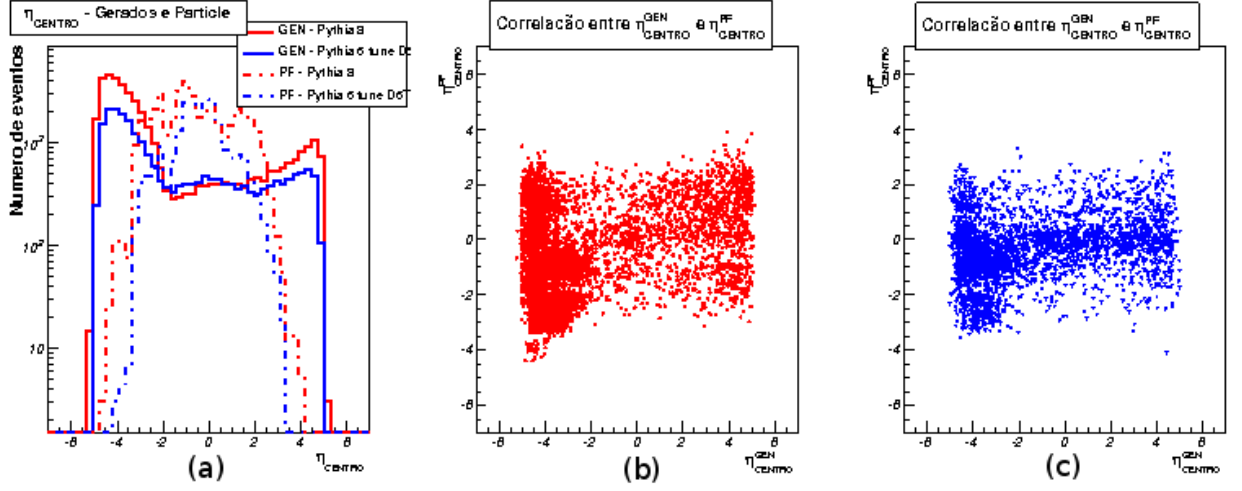


Figura 57: No histograma à esquerda tem-se as distribuições do η_{CENTRO} gerada e reconstruída para o objeto *ParticleFlow* sobrepostas; linhas contínuas correspondem o η_{CENTRO} gerado e tracejadas as reconstruídas; Nos histogramas (b) e (c) mostram-se a correlação entre as distribuições apresentadas no histograma (a).

Percebe-se que não há uma diferença significativa entre as distribuições dos objetos físicos *CaloTower* e *ParticleFlow*. Nas distribuições, mostradas nas figuras 58 e 59, nota-se que o mesmo efeito acontece quando aplicamos os limiares de energia para cada subsistema: perdemos informação do LRG quando consideramos os limiares da parte central do detector.

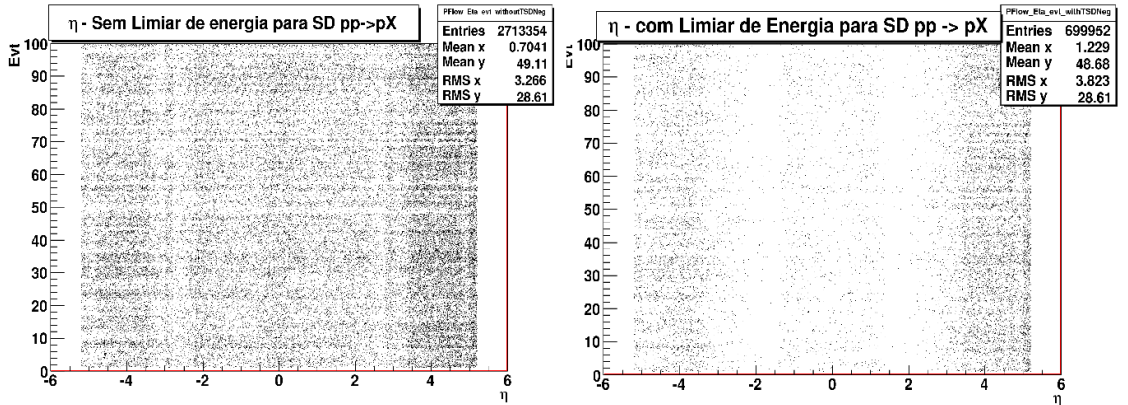


Figura 58: Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos simples (SD) considerando o objeto *ParticleFlow*.

A contribuição relativa das componentes na amostra de MB para o objeto *ParticleFlow*, é similar a composição quando consideramos o objeto *CaloTower*, como esperado já que vimos que o mesmo perda de informação acontece em ambos os casos. Pode-se ver tal contribuição na figura 60.

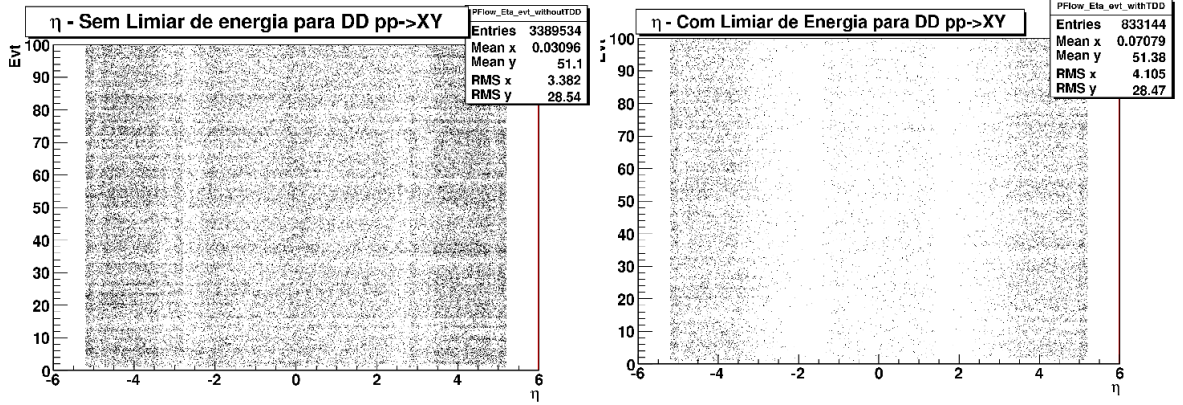


Figura 59: Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos duplos (DD) considerando o objeto *ParticleFlow*

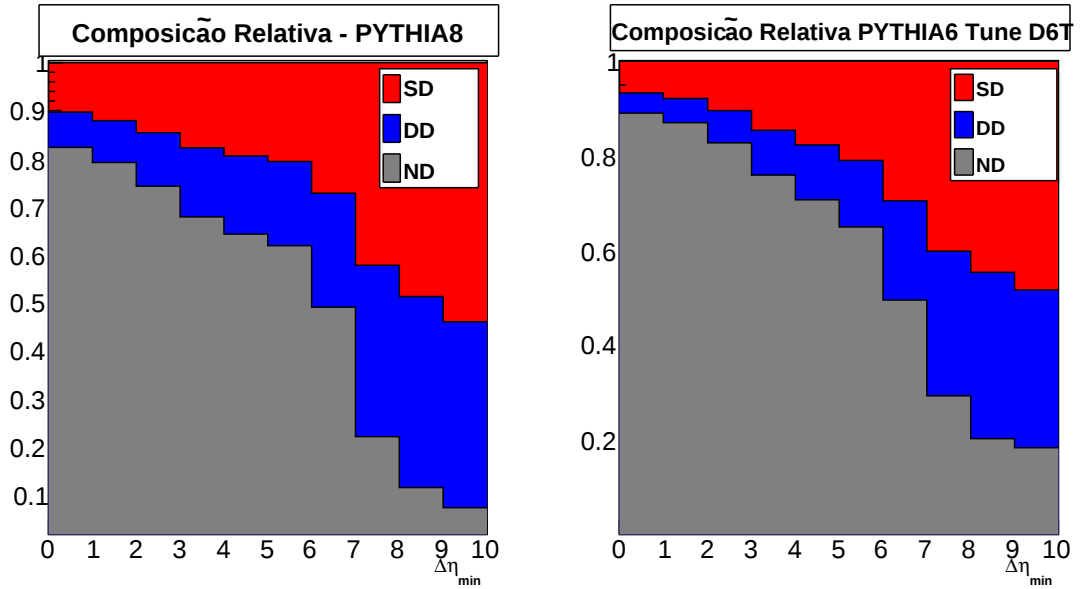


Figura 60: Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mínimo exigido no evento utilizando o objeto físico *ParticleFlow*.

Torres e traços

Dos estudo apresentados nas subseções anteriores fica claro que ao se suprimir o ruído das torres, através da aplicação de cortes nos seus limiares de energia, suprime-se também a atividade observada dos eventos de MB, e surgem lacunas de rapidez não - físicas, dando origem a distribuições observadas da LRG não condizentes com as distribuições obtidas com as partículas geradas.

Nesta subseção estudamos a possibilidade de obter distribuições mais condizentes usando a informação combinada dos traços e das torres, um refinamento em relação às

análises anteriores.

CaloTower + Tracker

Nas figuras 61 e 62 têm-se as distribuições da LRG e do η_{CENTRO} com a nova configuração. Para as distribuições da topologia difrativa simples foi considerado apenas a componente em que o próton no estado final tem $\eta < 0$. Observa-se um melhor acordo entre estas distribuições e as geradas, apresentadas nas figuras 63 e 64, do que o obtido anteriormente usando somente os objetos *CaloTower* ou *ParticleFlow*.

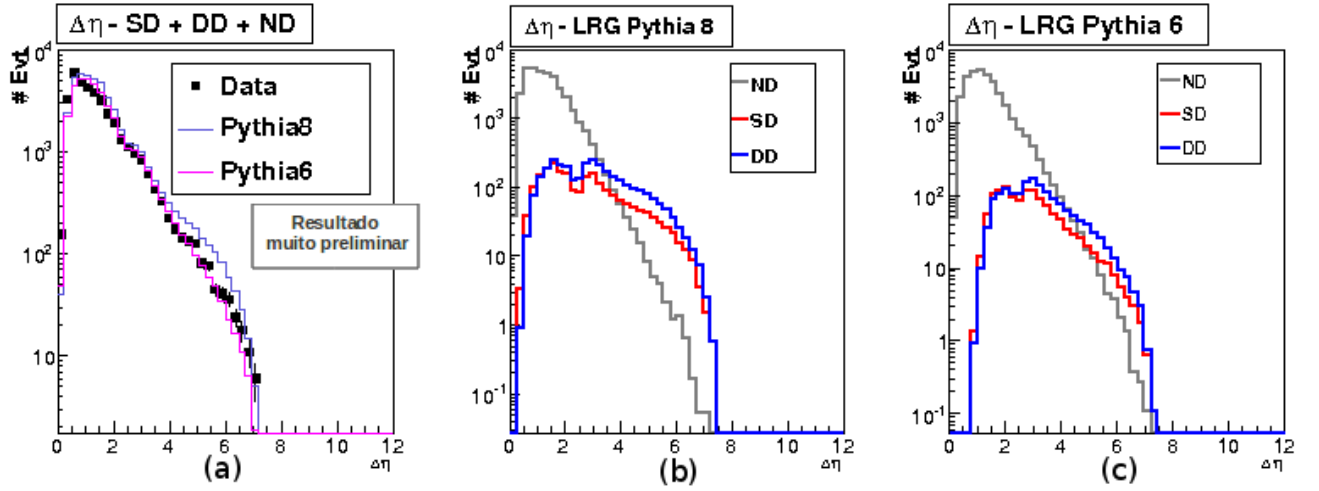


Figura 61: Distribuição da LRG usando os objetos *CaloTower* e *Tracker*. Na distribuição (a) temos a comparação entre os geradores PYTHIA8 e 6, linhas azul e rosa, respectivamente, com os dados reais representados em pontos pretos. (b) temos a LRG para cada componente dos eventos de MB usando o PYTHIA8; (c) temos as distribuições para o gerador PYTHIA6.

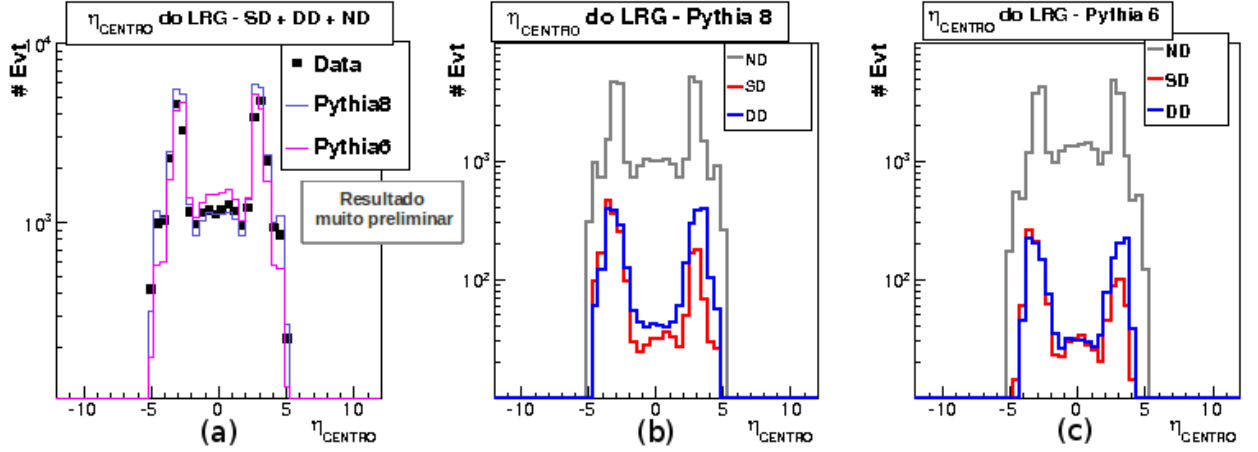


Figura 62: Distribuição do η_{CENTRO} usando os objetos *CaloTower* e *Tracker*. Na distribuição (a) temos a comparação entre os geradores PYTHIA8 e 6, linhas azul e rosa, respectivamente, com os dados reais representados em pontos pretos. (b) temos a LRG para cada componente dos eventos de MB usando o PYTHIA8; (c) temos as distribuições para o gerador PYTHIA6.

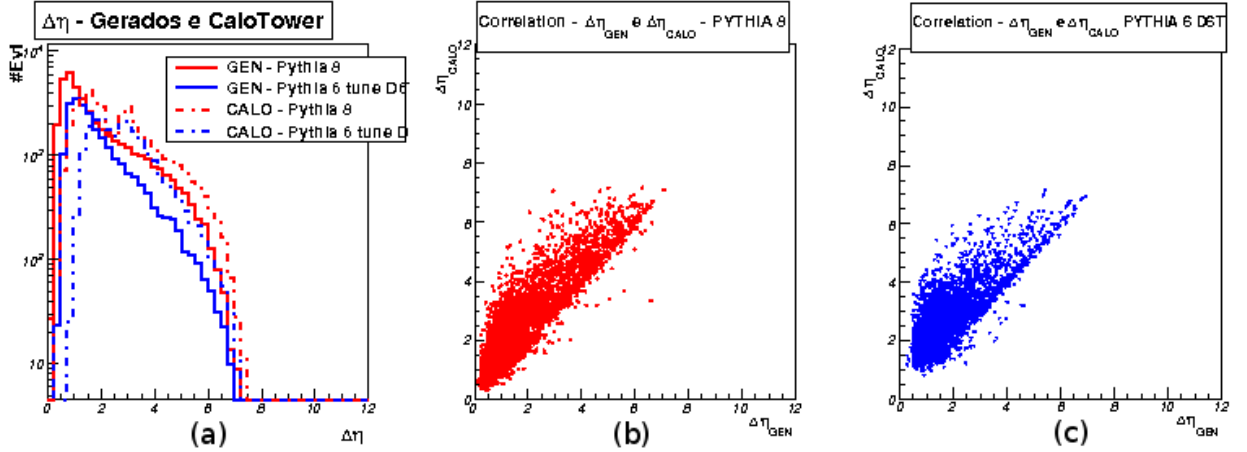


Figura 63: No histograma à esquerda tem-se as distribuições da LRG gerada e reconstruída pelos objetos *CaloTower* e *Tracker* sobrepostas; linhas contínuas correspondem a LRG gerado e tracejadas as reconstruídas; Nos histogramas (b) e (c) mostram-se a correlação entre as distribuições apresentadas no histograma (a).

Entretanto, apesar da aparente concordância entre a LRG gerada e a reconstruída considerando as informações do sistema de trajetórias, a distribuição do η_{CENTRO} da componente SD apresenta um excesso no lado positivo em η , o que não condiz com a topologia selecionada ($pp \rightarrow pX$). Analisando a distribuição dos η por evento exposta na figura 65, nota-se que na região próxima de $\eta \simeq 3.0$ ainda perde-se informação devido ao corte de limiar de energia utilizado, já que o sistema de trajetórias não abrange esta região por completo. Atribuímos à essa hipótese a justificativa para ocorrência do excesso na

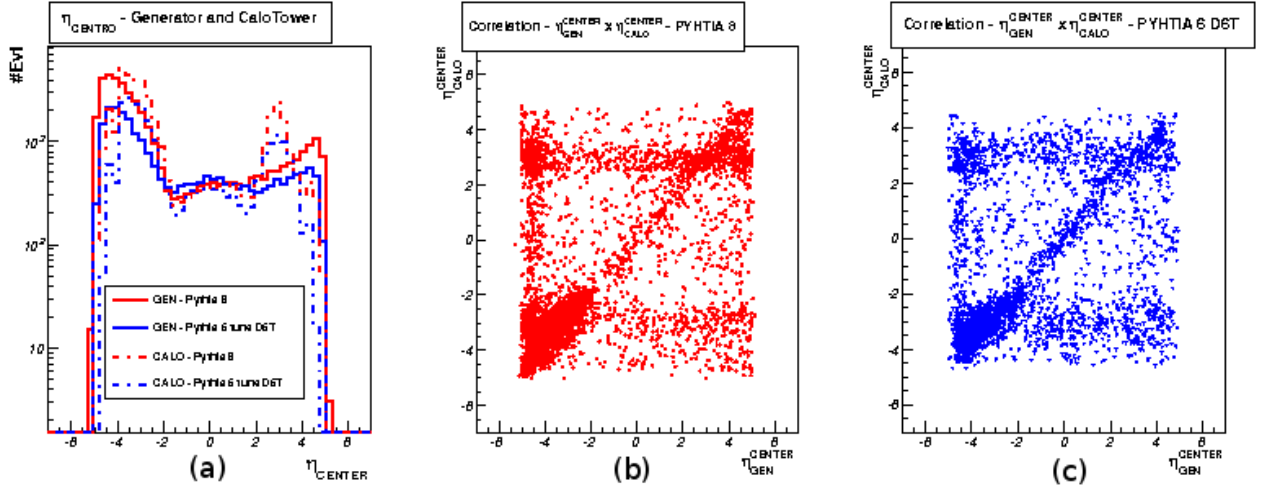


Figura 64: No histograma à esquerda tem-se as distribuições do η_{CENTRO} gerada e reconstruída pelos objetos *CaloTower* e *Tracker* sobrepostas; linhas contínuas correspondem o η_{CENTRO} gerado e tracejadas as reconstruídas; Nos histogramas (b) e (c) mostram-se a correlação entre as distribuições apresentadas no histograma (a).

região do $\eta > 0$ nas distribuições do η_{CENTRO} para a composição de SD com a produção do próton na região $\eta < 0$.

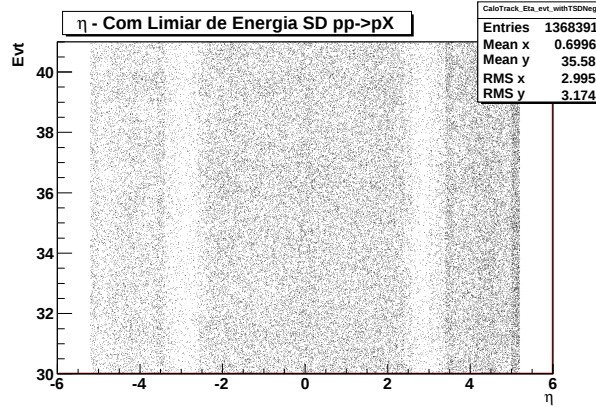


Figura 65: Distribuição da posição geométrica η para cada evento nos processos difrativos simples (SD) considerando os objetos *CaloTower* e sistema de trajetórias.

Contudo, com a combinação do objeto *CaloTower* e da informação do sistema de trajetórias a contribuição da componente não-difrativa, para valores altos da LRG, diminui consideravelmente em relação aos estudos dos objetos reconstruídos anteriormente feitos. Assim, temos a possibilidade de selecionarmos eventos difrativos a partir de uma lacuna de rapidez mínima exigida em um evento. Porém não conseguimos ainda diferenciar a componente de difração simples da difração dupla através da informação da LRG conforme podemos ver na figura 66.

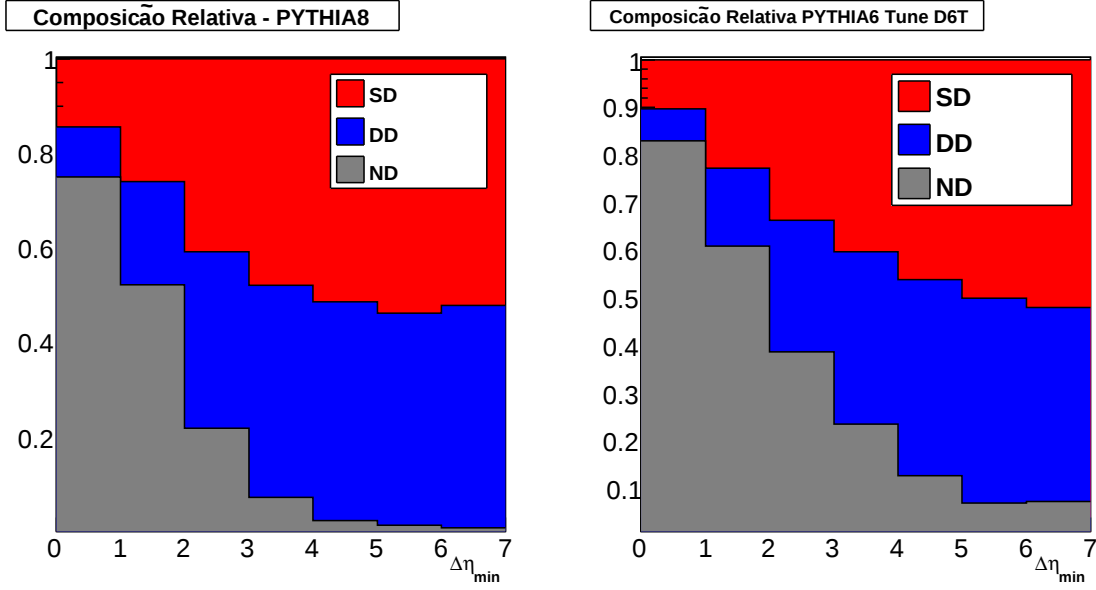


Figura 66: Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mínimo exigido no evento utilizando os objetos físicos *CaloTower* e traços.

ParticleFlow + Tracker

Para os objetos *ParticleFlow* foi feito o mesmo estudo considerando os objetos do *tracker*. Nas figuras 67 e 68 mostramos as distribuições para a LRG e o seu centro η_{CENTRO} para a nova configuração .

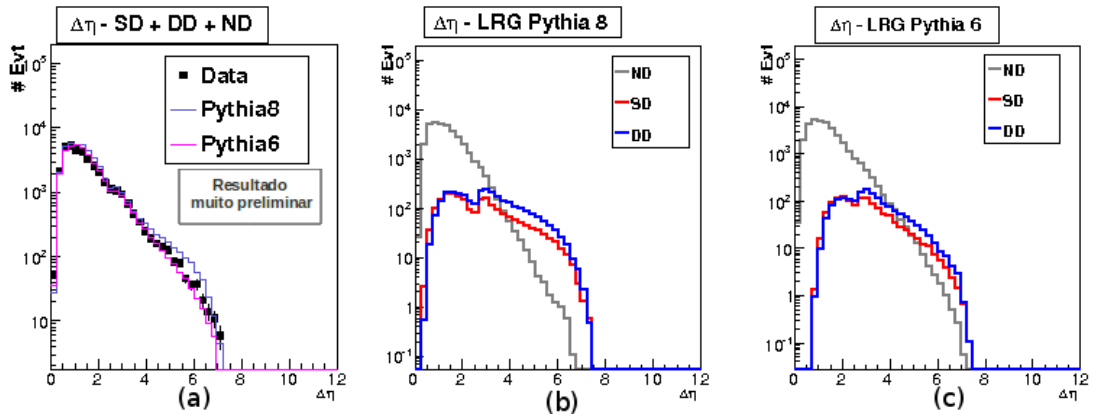


Figura 67: Distribuição da LRG usando os objetos *ParticleFlow* e *Tracker*. Na distribuição (a) temos a comparação entre os geradores PYTHIA8 e 6, linhas azul e rosa, respectivamente, com os dados reais representados em pontos pretos. (b) temos a LRG para cada componente dos eventos de MB usando o PYTHIA8; (c) temos as distribuições para o gerador PYTHIA6.

Podemos perceber que, assim como o objeto *CaloTower*, recuperamos aparentemente as distribuições da LRG a nível de geração. Porém o mesmo efeito pode ser perce-

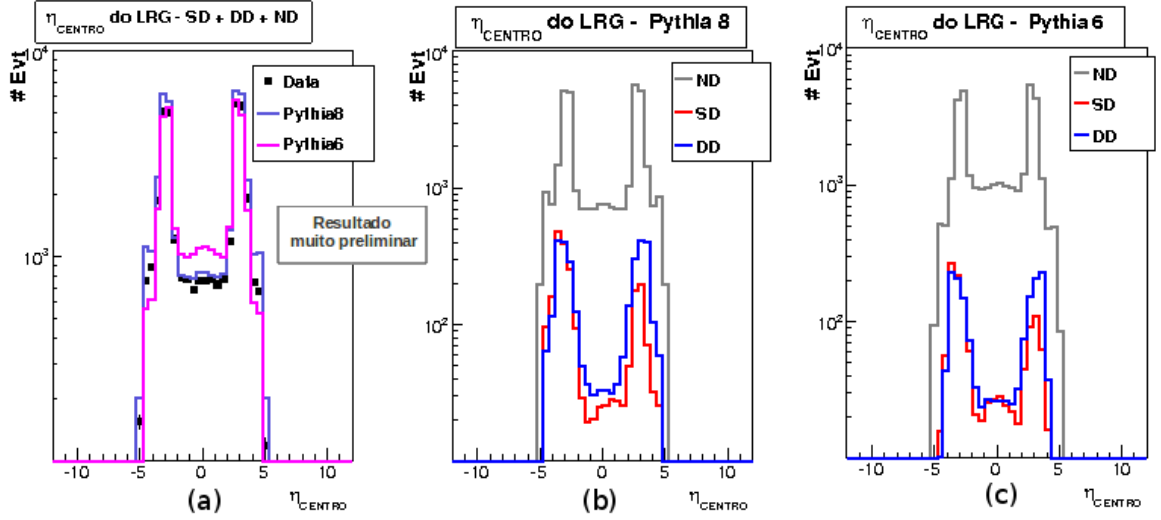


Figura 68: Distribuição do η_{CENTRO} usando os objetos *ParticleFlow* e *Tracker*. Na distribuição (a) temos a comparação entre os geradores PYTHIA8 e 6, linhas azul e rosa, respectivamente, com os dados reais representados em pontos pretos. (b) temos a LRG para cada componente dos eventos de MB usando o PYTHIA8; (c) temos as distribuições para o gerador PYTHIA6.

bido na região do HE, aonde tem-se um excesso para a componente difrativa simples ($pp \rightarrow pX$). Este efeito é evidente na figura 70.

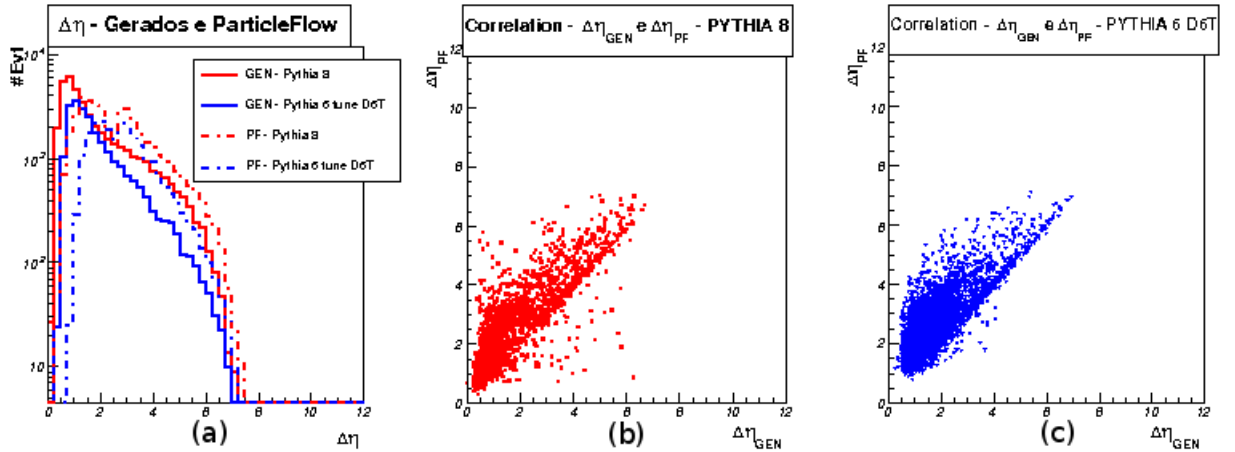


Figura 69: No histograma à esquerda tem-se as distribuições da LRG gerada e reconstruída pelos objetos *ParticleFlow* e *Tracker* sobrepostas; linhas contínuas correspondem a LRG gerado e tracejadas as reconstruídas; Nos histogramas (b) e (c) mostram-se a correlação entre as distribuições apresentadas no histograma (a).

Para o objeto *ParticleFlow* obtemos contribuição relativa das componentes nos eventos de MB similar ao observado para o objeto *CaloTower*, conforme mostrado na figura 71.

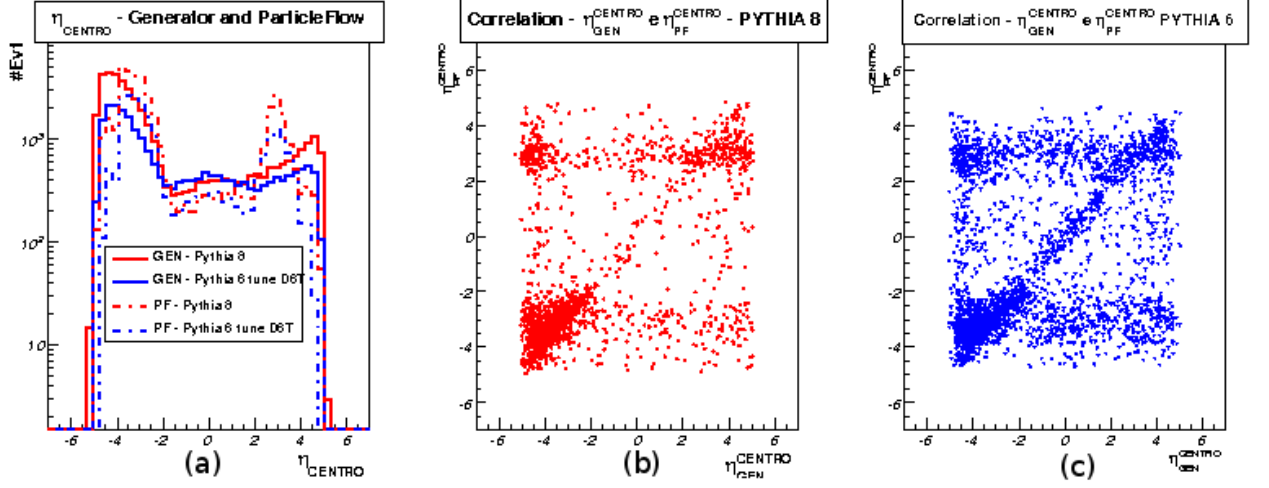


Figura 70: No histograma à esquerda tem-se as distribuições do η_{CENTRO} gerada e reconstruída pelos objetos *ParticleFlow* e *Tracker* sobrepostas; linhas contínuas correspondem o η_{CENTRO} gerado e tracejadas as reconstruídas; Nos histogramas (b) e (c) mostram-se a correlação entre as distribuições apresentadas no histograma (a).

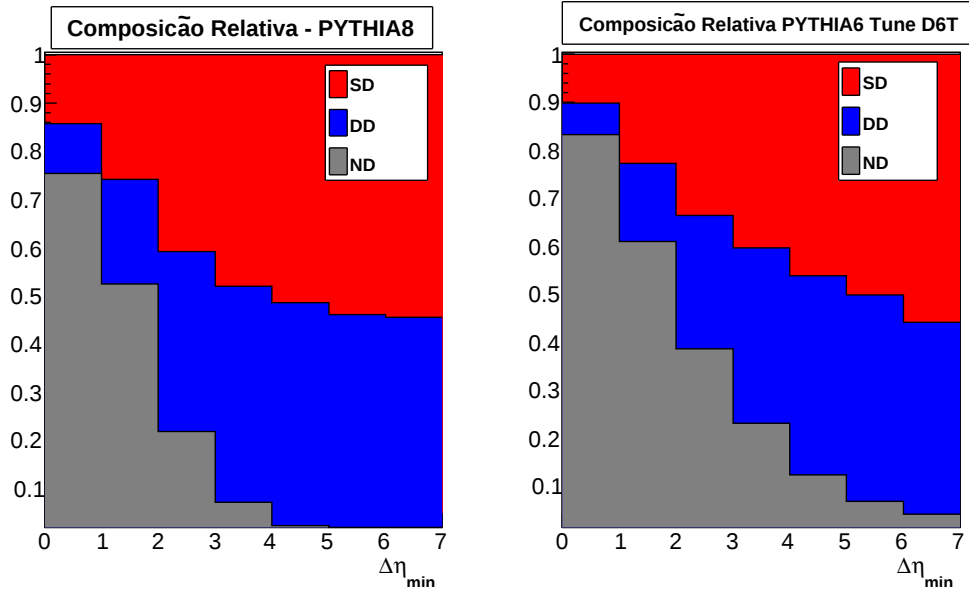


Figura 71: Composição da amostra de MB em função do intervalo de rapidez mínimo exigido no evento utilizando os objetos físicos *ParticleFlow* e traços.

4 CONCLUSÃO

Esta dissertação apresenta um amplo estudo das distribuições de lacunas de rapidez em eventos de MB nas interações pp a 7 TeV, usando eventos simulados e dados coletados pelo CMS.

Este estudo é importante pois pode proporcionar meios e selecionar eficientemente as componentes difrativas presentes nos eventos de MB, já que a formação de lacunas de rapidez no espaço de fase é uma assinatura característica dos processos difrativos.

Inicialmente obtivemos as distribuições relevantes, a maior lacuna de rapidez (LRG) no evento e a pseudorapidez do centro da lacuna η_{CENTRO} , a partir da informação direta dos geradores. Conforme o esperado, os eventos difrativos apresentam uma distribuição aproximadamente plana no tamanho da lacuna, enquanto os eventos não difrativos apresentam uma distribuição que decresce exponencialmente, com valor médio bem menor do que o dos eventos difrativos. Em seguida, restringimos o espaço de fase a valores limitados pela abrangência do detector CMS ($|\eta| < 5, 2$) e repetimos o estudo anterior. Mesmo com a restrição do espaço de fase, há uma clara diferença entre as distribuições associadas aos processos difrativos e não-difrativos. Em particular, há uma clara predominância dos processos difrativos para $|\Delta\eta| \geq 2$. Por outro lado, as distribuições associadas às topologias SD e DD, tornam-se essencialmente indistinguíveis.

A seguir, foram feitos os estudos com os objetos *Calotower* e *ParticleFlow*. Foram considerados os limiares de energia para a supressão de ruídos das torres dos calorímetros. A exigência de um limiar de energia suprime não só o ruído mas, também, parte significativa de sinal, isto é, da atividade hadrônica observada nos calorímetros, resultando falsa lacuna de rapidez no evento. Isto faz com que as distribuições observadas sejam muito diferentes das geradas. Tais efeitos ocorreram de forma similar para ambos os objetos em questão.

Em decorrência da supressão de atividade observável nos detectores centrais usando somente os objetos *CaloTower* e *ParticleFlow*, estudamos a possibilidade de obter distribuições mais condizentes usando a informação combinada do sistema de trajetórias e das torres, o qual seria um refinamento do trabalho em relação às análises anteriores. Nesta etapa do estudo, percebemos uma melhoria considerável na correlação entre as distribuições feitas a nível de gerador e as distribuições com dados reconstruídos, considerando as informações do sistema de trajetórias. Com isso, a contribuição da componente não-difrativa em função da exigência de uma LRG mínima no evento diminui consideravel-

mente em relação aos estudos feitos com apenas os objetos *CaloTower* e *ParticleFlow*, aproximando-se mais da contribuição encontrada a nível de geração de dados. Contudo, devido ao sistema de trajetórias não abranger toda a região dos calorímetros centrais, verifica-se ainda uma supressão da atividade nos calorímetros em torno do $|\eta| \simeq 3$. Este comportamento pode ser verificado na distribuição do centro de LRG, utilizando tanto o *CaloTower* quanto *ParticleFlow*, quando aparece um excesso na região de $\eta \simeq 3$ para a topologia de difração simples. Este excesso não era esperado já que foi considerada, nesta etapa da análise, apenas a topologia em que o próton do estado final é espalhado na região $\eta < 0$.

No entanto, mesmo observando uma discrepância na correlação das distribuições de dados reconstruídos com de gerados, podemos perceber um bom acordo dos dados simulados com os dados reais.

As ditribuições da LRG e seu centro não tiveram diferença significativa quando comparamos os geradores PYTHIA8 e PYTHIA6.

Para o refinamento deste estudo, é preciso ainda fazer um estudo sistemático do impacto da variação dos limiares de energia na determinação das lacunas de rapidez.

REFERÊNCIAS

- [1] GOOD, M. L.; WALKER, W.D. Diffraction dissociation of beam particles. *Phys. Rev.* v. 120, p. 1857-1860, dec. 1960.
- [2] COLLINS, P. D. B. An introduction to regge theory and high-energy physics. Cambridge: Cambridge University Press, 1977. 300 p.
- [3] REGGE, T. Introduction to complex orbital momenta. *Il Nuovo Cimento*, Itália, v. 14, n. 5, p. 951-976, dec. 1959.
- [4] REGGE, T. Bound states, shadow states and mandelstam representation. *Il Nuovo Cimento*, Itália, v. 18, n.5, p. 947-956, dec 1960.
- [5] CHEW, G. F. P.; FRAUTSCHI, S. C. Principle of equivalence for all strongly interacting particles within the S-matrix framework. *Phys. Rev. Lett.*, Califórnia, v.7, p. 394-397, oct. 1961.
- [6] GRIBOV, V. N. Possible Asymptotic Behaviour of Elastic Scattering. *Sov. Phys. JETP* 14, 478 (1962).
- [7] ABATZIS, S. et al. Observation of a narrow scalar meson at 1450 MeV in the reaction $pp \rightarrow p'(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)p_s$ at 450 GeV/c using the CERN Omega spectrometer. *Phys. Lett. B*, v. 324, p. 509-514, abr. 1994.
- [8] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Total cross sections. *Phys. Lett. B*, v. 296, p. 227-232, dec. 1992.
- [9] BARONE, V.; PREDAZZI, E. *High-energy particle diffraction*. Germany: Springer, 2002.
- [10] BYCKLING, E. and KAJANTIE, K. *Particle Kinematics*. New York: Wiley, 1973.
- [11] COLLINS, J.; *Light-cone variables, rapidity and all that*, 1997. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/hep-ph/9705393>>. Acesso em Jan 2011.
- [12] EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH - CERN. Disponível em: <<http://user.web.cern.ch/user/cern.html>>. Acesso em: Jan. 2011.
- [13] EVANS, L.; BRYANT, P.; *LHC Machine. Journal of instrumentation*, v. 3, aug. 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001
- [14] THE LHCb COLLABORATION; ALVES Jr, A AUGUSTO. et al. *The LHCb detector at the LHC . Journal of Instrumentation*, v. 3, aug. 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08005
- [15] THE ALICE COLLABORATION; AAMODT, K. et al. *The ALICE experiment at the CERN LHC. Journal of Instrumentation*, v. 3, aug. 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002

- [16] CMS COLLABORATION; Chatrchyan, S. et al. *The CMS experiment at the CERN LHC. Journal of Instrumentation*, v. 3, aug. 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004
- [17] THE ATLAS COLLABORATION; Aad, G. et al. *The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider. Journal of Instrumentation*, v. 3, aug. 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003
- [18] GEANT4 COLLABORATION; *GEANT4: A simulation toolkit*. Nucl. Instrum. Meth. A506 177 (2003) 250-303. doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [19] SJOSTRAND, T.; Mrenna, S.; SKANDS, P.. *PYTHIA 6.4 physics and manual. Journal of High Energy Physics*, v. 2006, n. 026, mai. 2006.
- [20] CMS COLLABORATION. *The CMS offline workBook*.
Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBook?redirectedfrom=CMS.WorkBook>>.
Acesso em: Jan. 2011.
- [21] SJOSTRAND, T.; Mrenna, S.; SKANDS, P.. *Present program version: PYTHIA 8.1*.
Disponível em: <<http://home.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>>. Acesso em: Jan. 2011.
- [22] CMS COLLABORATION. *Summer production 2010*. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/ProductionReProcessingSummer10>>.
Acesso em: Jan. 2011.
- [23] CMS COLLABORATION. *L1 technical trigger bits*. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/L1TechnicalTriggerBits>>.
Acesso em: Jan. 2011.
- [24] CMS COLLABORATION. *MinBias trigger study*. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/MinBiasTriggerStudy>>. Acesso em: Jan. 2011.
- [25] CMS COLLABORATION. *LumiCalc*.
Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/LumiCalc>>.
Acesso em: Jan. 2011.
- [26] CMS COLLABORATION. *Pythia tuning*
Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/PythiaTuning>>.
Acesso em: Jan. 2011.
- [27] SCHULER, A. G. and SJÖSTRAND, T. *Hadronic diffractive cross section and the rise of the total cross section Phys. Rev. D.*, v.49, n5, p. 2257-2267; march. 1994.
- [28] CMS COLLABORATION. *SWGGuideFrontierConditions*.
Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGGuideFrontierConditions>>. Acesso em: Jan. 2011.

- [29] CMS COLLABORATION. *Guide caloTowers* Disponível em:<<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideCaloTowers>>. Acesso em: Jan. 2011.
- [30] CMS COLLABORATION; SCHUL, N. *Exclusive dimuons uptade with 299mb^{-1}* Talk apresentado na reunião interna.
- [31] CMS COLLABORATION. *Particle-Flow event reconstruction in CMS performanca for jets, taus, and E_T^{miss} , Geneva – Suia, dez.2009.CMSPASPFT – 09/001.*
- [32] CMS COLLABORATION; PROSKURYAKOV A.; VILELA A.; ARNEODO M.. *Observation of diffraction in proton-proton collisions at 7 TeV centre-of-mass energies at the LHC.* , CMS PAS FWD-10-007.
- [33] CMS COLLABORATION. *Observation of single-diffractive production of di-jets at the LHC.*, CMS PAS FWD-08-002.

APÊNDICE A – Estudo complementar da multiplicidade de torres no HF

Nesta apêndice é feito o estudo da lacuna de rapidez através da multiplicidade no detector frontal HF, tendo em vista, nos estudos anteriores, a distribuição do centro da LRG, a qual se apresenta um excesso na região deste detector. Com isso o HF foi dividido em duas partes: região mais central ($3,0 < |\eta| < 4,0$) e região mais frontal ($4,0 < |\eta| < 5,2$). O objetivo é analisar os excessos difrativos no bin(0,0) nas distribuições de multiplicidade, que caracterizam a lacuna de rapidez em um evento. Foi feita a seleção das componentes de MB (SD, DD e ND) para verificar o comportamento dessas distribuições para cada componente. Neste estudo complementar foi utilizado apenas o objeto físico *CaloTower*.

Na figura 72 é mostrada as distribuições para os para a região $\eta < 0$ utilizando o gerador PYTHIA8. Nestas distribuições foram consideradas para a topologia difrativa simples apenas a qual tem o próton espalhado para a região $\eta < 0$, ou seja, $pp \rightarrow pX$. Podemos perceber um excesso para a multiplicidade zero bem claro para os processos difrativos que evidencia a presença de uma lacuna de rapidez.

PYTHIA8

Para $\eta > 0$

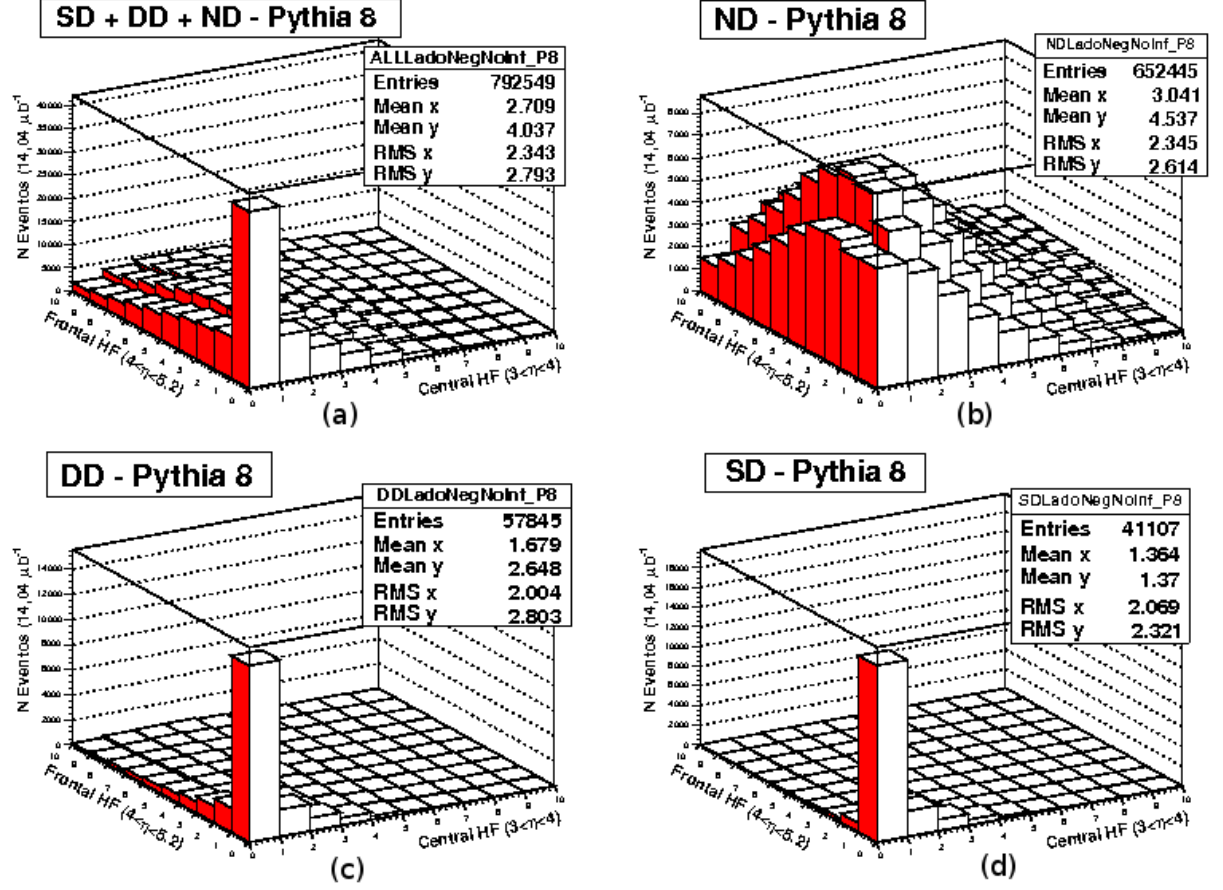


Figura 72: Distribuição da multiplicidade no HF para a região $\eta < 0$; (a) distribuição considerando toda a amostra. (b) distribuição considerando apenas a componente ND; (c) distribuição para a componente DD; (d) distribuição para a componente SD ($pp \rightarrow pX$.)

A fim de melhorar a proporção de eventos difrativos com multiplicidade zero no HF, analisamos a multiplicidade de traços para verificar se é possível uma seleção dos eventos difrativos a partir da informação do sistema de trajetórias. Esta distribuição é mostrada na figura 73.

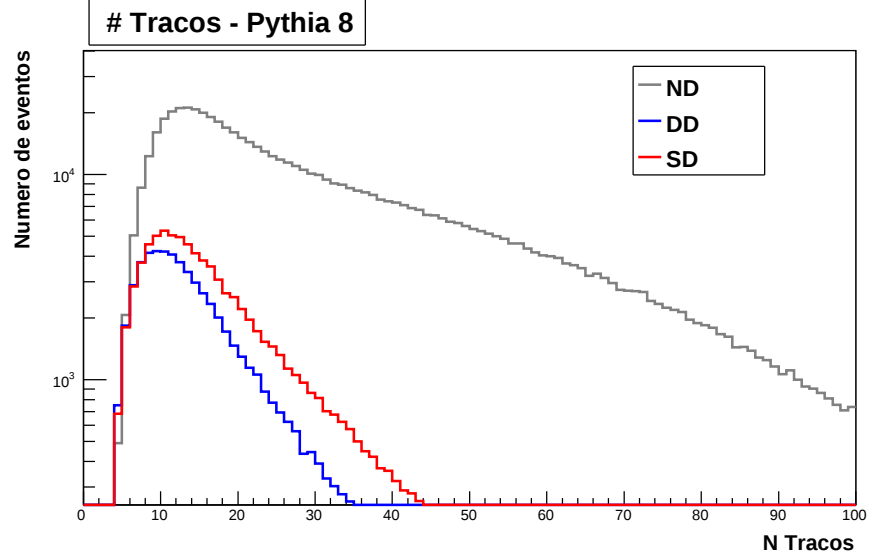


Figura 73: Distribuição da multiplicidade de traços usando o gerador PYTHIA8.

Com isso, foi refeita as distribuições de multiplicidade no HF mostradas anteriormente, porém agora selecionamos apenas eventos com o número de traços inferior ou igual a 12. O resultado para esta seleção é exposta na 74.

Na tabela 6 tem-se os números de eventos para cada componente da amostra de MB no bin de multiplicidade zero. As incertezas estatísticas são calculadas por $\sqrt{N}$.

	Seleção de traços	N_{SD}	N_{DD}	N_{ND}
$N_{HF} = 0$	No inf	17950 ± 134	14083 ± 119	23978 ± 155
	$N_{\text{Tracos}} \leq 12$	11124 ± 105	8853 ± 94	13262 ± 115

Tabela 6: Número de eventos para cada componente da amostra de MB no bin 0,0 da distribuição de multiplicidade do HF.

Podemos verificar an tabela acima que a seleção no número de traços não contribui significativamente para o aumento da proporção de multiplicidade zero no detector frontal para processos moles diferenciando-se do estudo feito com difração simples dura apresentado na nota interna do CMS [33].

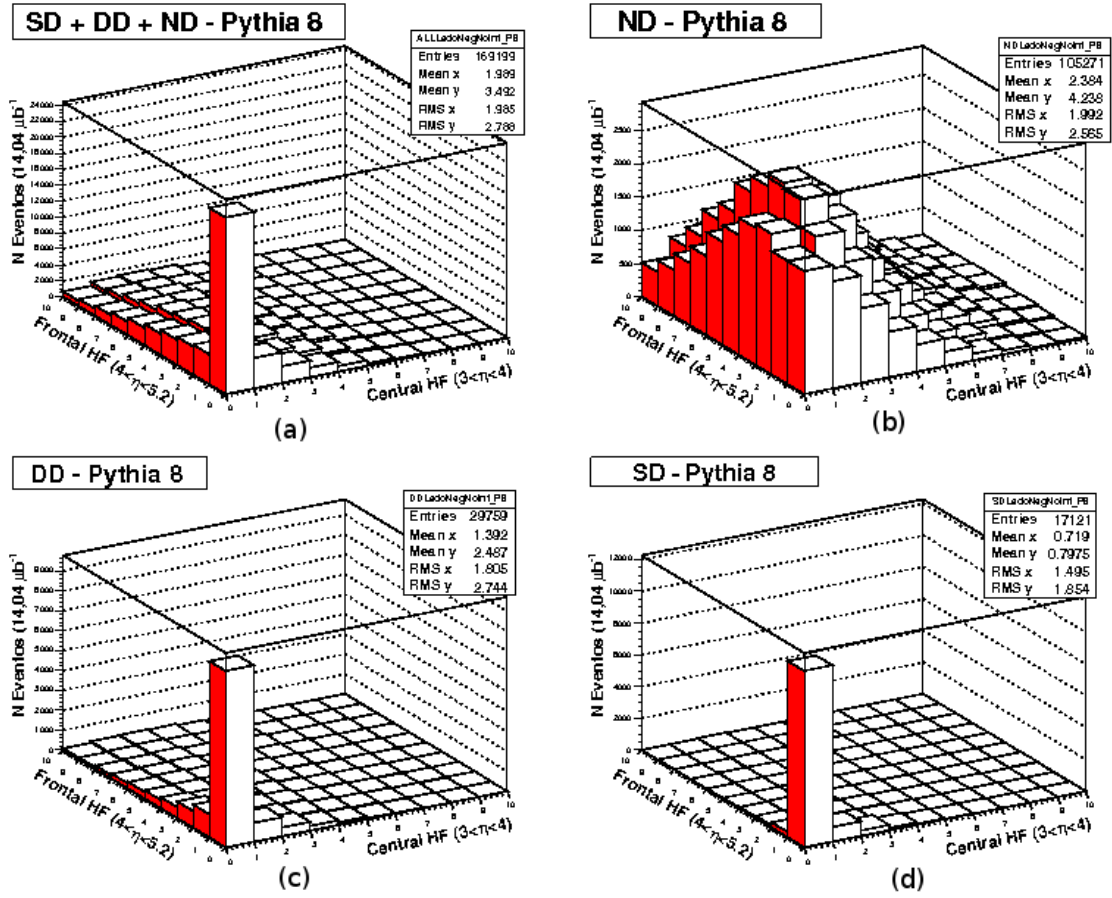


Figura 74: Distribuição da multiplicidade no HF para a região $\eta < 0$ para PYTHIA8 selecionando eventos com número de traços inferior ou igual a 20. (b) distribuição considerando apenas a componente ND; (c) distribuição para a componente DD; (d) distribuição para a componente SD ($pp \rightarrow pX$.)