



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

Felipe Torres da Silva de Araujo

**Estudo das correlações cinemáticas em topologias de difração
dura no contexto do CMS/LHC**

Rio de Janeiro
2010

Felipe Torres da Silva de Araujo

**Estudo das correlações cinemáticas em topologias de difração
dura no contexto do CMS/LHC**

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

Orientador: Prof. Dr. Alberto Franco de Sá Santoro

Rio de Janeiro
2010

CATALOGAÇÃO NA FONTE
UERJ / REDE SIRIUS / Biblioteca CTC/D

A663 Araujo, Felipe Torres da Silva.
Estudo das correlações cinemáticas em topologias de difração
dura no contexto CMS/LHC / Felipe Torres da Silva Araujo. – 2010.
113f.: il. color.

Orientador: Alberto Franco de Sá Santoro.
Dissertação (Mestrado) - Universidade do Estado do Rio
de Janeiro, Instituto de Física Armando Dias Tavares.

1.Partículas (Física nuclear) - Teses. 2. Difração - Teses. 3. Hadrons -
Teses I. Santoro, Alberto Franco de Sá. II. Universidade do Estado do Rio
de Janeiro. Instituto de Física Armando Dias Tavares. III. Título.

CDU 539.12

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

Assinatura

Data

Felipe Torres da Silva de Araujo

Estudo das correlações cinemáticas em topologias de difração dura no contexto do 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.

Aprovado em 12 de março de 2010

Banca Examinadora:

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

Prof. Dr. Juan Martin Otarola Goicocheia
Universidade Federal do Rio de Janeiro

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

Prof. Dr. Francisco Caruso Neto
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof. Dr. Bernardo Mattos Tavares
Universidade Federal do Rio de Janeiro

Prof. Dr. Luis Antonio Campinho Pereira da Mota
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

AGRADECIMENTOS

À minha namorada Ana Claudia e minha mãe Doralice pela compreensão e apoio durante esse período de trabalho duro.

À todos os meus familiares do Rio de Janeiro pela acolhida tão calorosa que é própria à nossa família.

Ao Prof. José Pedro Cordeiro, coordenador do Projeto Estação Ciência - Casa da Física, por toda amizade, incentivo e inspiração que ele trouxe, não só a mim, mas a todos os monitores do projeto, além dos infindáveis momentos de discussão e aprendizado sobre Ciência, “Cienciocracia” e Educação.

Aos professores do DFNAE, Wagner Carvalho, André Sznajder, André Massafferri e Vitor Oguri pelo trabalho em equipe e apoio incondicional.

Aos meus amigos, Luana, Dilson, Jordan, Ana, Sandro e Diego, por todo o companheirismo e amizade. Em especial à minha amiga Eliza Melo.

Aos amigos da T2-HEPGRID, Eduardo, Samir, Diego, Fabiana, Thiago, João, José e Patrícia, por todo o conhecimento compartilhado durante as infinitas horas de trabalho.

À Dra. Maria Antonia pela ajuda nos momentos mais difíceis.

Aos amigos do Grupo de Física Difrativa do experimento CMS/CERN (Centro Europeu de Pesquisa Nuclear), Michele Arneodo, Maria Magherita Obertino, Monika Grothe e Antonio Vilela, sem os quais a realização desse trabalho seria impossível.

Ao Prof. Vitor Oguri pela disponibilidade e coorientação.

Ao Prof. Alberto Santoro pela orientação, dedicação e paciência.

À CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) pelo suporte financeiro.

À T2-HEPGRID Brazil por ter fornecido equipamentos e condições técnicas.

Ao Programa HELEN (*High Energy Physics LatinAmerican-European Network*) por possibilitar minha breve permanência no laboratório CERN.

Ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física Armando Dias Tavares, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro, por ter fornecido condições acadêmicas e institucionais para realização deste trabalho.

RESUMO

ARAÚJO, Felipe Torres da Silva de. *Estudo das correlações cinemáticas em topologias de difração dura no contexto do CMS/LHC*. 2010. 113 f. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2010.

O presente trabalho trata do estudo, por meio de simulação de Monte Carlo, de correlações entre variáveis cinemáticas nas topologias de difração simples e de dupla troca de *pomeron* com vista a delimitar e estudar o espaço de fase referente às topologias citadas, em especial no que se refere à produção inclusiva de dijetos no contexto do experimento CMS/LHC. Será também apresentada uma análise da produção, por difração simples, de dijetos inclusivos a energia no centro de massa $\sqrt{s} = 14$ TeV (também por simulação de Monte Carlo), na qual estabelecemos um procedimento, a ser usado com dados, para a observação desse tipo de processo. Ainda analisamos a influência de diversos valores da probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez, $\langle |S^2| \rangle$, nos resultados, de forma que com 10 pb^{-1} de dados acumulados, uma simples observação da produção de dijetos difrativos inclusivos, pelo método proposto, pode vir a excluir valores muito pequenos de $\langle |S^2| \rangle$.

Palavras-chave: Física de Partículas. Difração Dura. Correlações. Dijetos.

ABSTRACT

This work is about the study, by means of a Monte Carlo simulation, of correlations in kinematical variables on topologies of single diffraction and double pomeron exchange looking for determinate and study the phase space of the cited topologies, specially in what is about inclusive production of dijets at CMS/LHC. It will be also presented an analysis on the single diffractive production of inclusive dijets at center of mass energy $\sqrt{s} = 14$ TeV (also by means of a Monte Carlo simulation), in which we established a data-driven procedure, for the observation of this kind of process. We also analyze the impact of different values of rapidity gap survival probability, $\langle |S^2| \rangle$, on the results, in such a way that we can conclude that an observation of inclusive diffractive dijets, in 10 pb^{-1} of data, using the procedure proposed, may exclude very low values of $\langle |S^2| \rangle$.

Keywords: Particles Physics. Hard Difraction. Correlations. Dijets.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - (a) Espalhamento elástico. (b) Difração simples. (c) Difração dupla. As linhas cerrilhadas representam a troca de números quânticos do vácuo.	20
Figura 2 - Espalhamento Elástico. (a) Representação esquemática, onde IR significa intervalo de rapidez. (b) Distribuição em (η, ϕ) das partículas de estado final, onde os dois pontos são hádrons provenientes do feixe. O intervalo entre esses dois pontos corresponde à idealização de um intervalo de rapidez.	21
Figura 3 - Difração Simples. (a) Representação esquemática, onde IR significa intervalo de rapidez. (b) Distribuição em (η, ϕ) das partículas de estado final, onde o ponto maior é o hádron proveniente do feixe e os pontos menores são partículas de estado final. O intervalo corresponde à idealização de um intervalo de rapidez.	22
Figura 4 - Difração Dupla. (a) Representação esquemática, onde IR significa intervalo de rapidez. (b) Distribuição em (η, ϕ) das partículas de estado final, onde cada conjunto de pontos representa partículas separadas por um intervalo de rapidez.	22
Figura 5 - Dupla troca de <i>pomeron</i> . (a) Representação esquemática, onde IR significa intervalo de rapidez. (b) Distribuição em (η, ϕ) das partículas de estado final, onde os pontos maiores são hádrons provenientes do feixe e os pontos menores são partículas de estado final. As regiões entre o conjunto de partículas e os pontos maiores correspondem aos intervalos de rapidez.	23
Figura 6 - Esquema da distribuição angular, em θ , do calorímetro do experimento UA2, onde z está definido na linha do feixe (próton).	24
Figura 7 - $\sigma_{pIP \rightarrow jj} / \sigma_{pIP \rightarrow X}$, em função de $x_{próton}$ (fração de <i>momentum</i> perdida pelo próton espalhado). Apresenta boa correlação com a função de estrutura $xG(x) \propto (1-x)^5$	25
Figura 8 - (a) Distribuição de x_F , <i>momentum</i> longitudinal do jato normalizado à metade da massa difrativa, M_x . (b) distribuição em θ dos jatos, no sistema do laboratório. Linha sólida: $xG(x) \propto (1-x)^5$, linha tracejada: $xG(x) \propto x(1-x)$ e histograma: dados reais.	26
Figura 9 - Representação esquemática do (a) Espalhamento difrativo profundamente inelástico, dDIS e do (b) Espalhamento profundamente inelástico, DIS. Sob a ótica da fatorização, temos: no caso difrativo um fóton virtual (γ^*) interage com um <i>parton</i> , proveniente do <i>pomeron</i> , de <i>momentum</i> β . Já no caso não difrativo o fóton virtual interage com um <i>parton</i> , proveniente do próton, com <i>momentum</i> x_B	26

Figura 10 -Funções de estrutura F_2 em função de β ou x_{Bj} com x_P fixo, em intervalos de Q^2 . (a) Difrativo e (b) não difrativo.	28
Figura 11 -Funções de estrutura F_2 em função de Q^2 com x_P fixo, em intervalos de β ou x_{Bj} . (a) Difrativo e (b) não difrativo.	29
Figura 12 -dPDF determinada com dados do HERA, ajustada em segunda ordem de α_s , para diferentes Q^2 , em função de z , onde <i>Singlet</i> representa a contribuição de singletos de <i>quarks</i> e <i>Gluon</i> representa a contribuição de glúons.	30
Figura 13 -Comparação entre a seção de choque da produção difrativa de dijetos com a predição feita por dPDF. z_P^{jets} estima a fração de <i>momentum</i> dos pártons resultantes da interação dura e x_P é a fração de <i>momentum</i> carregada pelo <i>pomeron</i> . Os pontos são dados reais e as áreas preenchidas ou linhas pontilhadas são as estimativas por dPDF.	31
Figura 14 -Modelo, não realista, da troca de um <i>pomeron</i> no Tevatron. A interação dura ocorre entre um párton do (anti)próton e um párton, do <i>pomeron</i> , com <i>momentum</i> β . No estado final é observado o resultado da interação dura e um (anti)próton com fração de <i>momentum</i> $1 - \xi$	31
Figura 15 -A função de estrutura $F_{jj}^D(\beta)$ do próton, a partir dos valores esperados pela extrapolação dos dados do HERA (linhas contínua e pontilhada) e a função medida pelo experimento CDF (pontos), a qual é, aproximadamente, 10% da esperada.	32
Figura 16 -Esquema do detector CMS e seus subdetectores.	33
Figura 17 -Sistema de coordenadas do CMS.	34
Figura 18 -O acelerador LHC e seus diferentes setores e pontos de interação.	35
Figura 19 -Esquema do corte longitudinal do sistema de traços. As linhas externas representam diferentes regiões de η	37
Figura 20 -Câmaras do barril do sistema de múons, $ R > 350$ cm e $ z < 700$ cm. As câmaras CSC e as RPCs, no barril e tampa. As linhas tracejadas representam diferentes regiões de η	38
Figura 21 -Esquema do corte longitudinal do calorímetro eletromagnético e suas divisões com as correspondentes regiões em η	40
Figura 22 -Esquema do corte longitudinal do calorímetro hadrônico e suas divisões com as correspondentes regiões em η	41
Figura 23 -Segmentação do HCAL, no plano r, z . As diferenças de cor representam os agrupamentos ópticos com diferentes sistemas de leitura.	42
Figura 24 -Esquema do corte longitudinal do calorímetro hadrônico frontal. Todas as dimensões estão em milímetros.	44
Figura 25 -Localização do CASTOR na região frontal do CMS.	45
Figura 26 -Esquema do corte longitudinal do calorímetro CASTOR com detalhes da sua geometria e seus componentes.	46

Figura 27 -Distribuição do <i>momentum</i> transverso (GeV) de todos os jatos: (a) difração simples; (b) dupla troca de <i>pomeron</i>	47
Figura 28 -Distribuição de pseudorapidez: (a) difração simples; (b) dupla troca de <i>pomeron</i> . O eixo vertical representa o número de jatos com normalização arbitrária.	48
Figura 29 -Distribuição de energia (GeV) e pseudorapidez: (a) difração simples; (b) dupla troca de <i>pomeron</i> . O eixo vertical representa o número de jatos com normalização arbitrária.	48
Figura 30 -Distribuição da aplanaridade: (a) difração simples; (b) dupla troca de <i>pomeron</i> . O eixo vertical representa o número de eventos com normalização arbitrária.	50
Figura 31 -Distribuição da esfericidade: (a) difração simples; (b) dupla troca de <i>pomeron</i> . O eixo vertical representa o número de eventos com normalização arbitrária.	50
Figura 32 -Distribuição do <i>thrust</i> : (a) difração simples; (b) dupla troca de <i>pomeron</i> . O eixo vertical representa o número de eventos com normalização arbitrária.	51
Figura 33 -Esquema da reação de difração simples $pp \rightarrow Xp$ no qual X inclui um sistema de dijetos. O símbolo $\mathbb{P}$ indica a troca de números quânticos do vácuo (<i>pomeron</i>). O intervalo de rapidez está posicionado entre o sistema X e o próton p'	52
Figura 34 -Espectro da fração de eventos gerados (com normalização arbitrária) pelo POMWIG em relação à fração de <i>momentum</i> carregada pelo <i>pomeron</i> (ξ) para produção de dijetos via difração simples.	53
Figura 35 -(a) Energia transversa média (GeV), não corrigida, dos dois jatos com maior energia para POMWIG (linha contínua) e MADGRAPH (linha tracejada), considerando somente eventos que passam pelo <i>trigger</i> L1SingleJet30, de nível L1. (b) Espectro da fração de eventos (normalização arbitrária) que passam pela seleção de <i>trigger</i> para a distribuição de ξ gerado do POMWIG.	55
Figura 36 -Distribuições de energia transversa dos jatos, após a seleção de HTL, para as amostras reconstruídas de POMWIG (linha contínua) e MADGRAPH (linha tracejada) antes dos cortes de seleção de dijetos. Para facilitar a comparação, a área sob a curva é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Média de E_T dos dois jatos principais. (d) Diferença de E_T entre os dois jatos principais.	56
Figura 37 -Distribuições de pseudorapidez de jatos após a seleção HLT para amostras reconstruídas de POMWIG (linha contínua) e MADGRAPH (linha tracejada) antes dos cortes de seleção de dijetos. Para facilitar a comparação, a área sob as curvas é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Diferença de pseudorapidez entre os dois jatos.	57

Figura 38 -Distribuições de ângulo azimutal dos jatos após a seleção de HTL para amostras reconstruídas de POMWIG (linha contínua) e MADGRAPH (tracejada) antes dos cortes de seleção de dijetos. Para facilitar a comparação, a área sob as curvas é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Diferença de ϕ entre os dois jatos principais. (d) $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ entre os dois jatos principais.	58
Figura 39 -Distribuição, ponderada pela energia, de η das partículas estáveis (excluindo neutrinos) para eventos difrativos (POMWIG, linha contínua) e eventos não difrativos (MADGRAPH, linha pontilhada). A cobertura, em η dos subdetectores HF e CASTOR correspondem as áreas em realce. Os eventos difrativos foram gerados com o lado do intervalo no hemisfério positivo de η . O pico em $\eta \gtrsim 10$ é devido aos prótons espalhados da interação difrativa. As áreas das duas distribuições estão normalizadas à unidade.	59
Figura 40 -Distribuição de multiplicidade de traços centrais ($ \eta < 2$) após os cortes de seleção de dijetos para eventos difrativos (POMWIG, linha contínua) e eventos não difrativos (MADGRAPH, linha tracejada). Foram excluídos os traços associados aos jatos.	60
Figura 41 -Distribuição de energia transversa dos jatos, depois da seleção de dijetos, para amostras reconstruídas de POMWIG (linhas contínua) e MADGRAPH (linha tracejada). Para facilitar a comparação, a área abaixo das curvas é normalizada a unidade. (a) Jato mais energético. (b) Segundo jato mais energético. (c) Energia transversa, E_T , média dos dois principais jatos. (d) Diferença de E_T entre os dois principais jatos.	61
Figura 42 -Distribuição de pseudorapidez dos jatos, depois da seleção de dijetos, para amostras reconstruídas de POMWIG (linhas contínua) e MADGRAPH (linha tracejada). Para facilitar a comparação a área sob as curvas é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Diferença de pseudorapidez entre os dois jatos principais.	62
Figura 43 -Distribuição de ângulo azimutal dos jatos, depois da seleção de dijetos, para amostras reconstruídas de POMWIG (linhas contínua) e MADGRAPH (linha tracejada). Para facilitar a comparação a área sob as curvas é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Diferença de ϕ entre os dois jatos principais. (d) $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ entre os dois jatos principais.	63
Figura 44 -Distribuição de valores gerados de ξ para os eventos de POMWIG no bin (0,0) de multiplicidade da figura 46. A linha contínua (ou tracejada) corresponde ao intervalo gerado em valores positivos (ou negativos) de η	65

Figura 45 -Distribuições de multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>) em eventos sem cortes na multiplicidade nos traços centrais. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e de MADGRAPH.	66
Figura 46 -Distribuições de multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>) em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e de MADGRAPH.	67
Figura 47 -Distribuições de multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>) em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	68
Figura 48 -Distribuição de valores gerados de ξ para os eventos de POMWIG no bin (0,0) de multiplicidade da figura 50. A linha contínua (tracejada) corresponde ao intervalo gerado em valores positivos (negativos) de η	69
Figura 49 -Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos sem corte na multiplicidade de traços. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	70
Figura 50 -Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	71
Figura 51 -Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	72
Figura 52 -Multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>), no lado oposto ao do intervalo, em eventos sem corte de multiplicidade nos traços centrais. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	73
Figura 53 -Multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>), no lado oposto ao do intervalo, em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	74

Figura 54 -Multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>), no lado oposto ao do intervalo, em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	75
Figura 55 -Multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>), no lado do intervalo, em eventos sem cortes na multiplicidade de traços centrais, para uma escolha aleatória do lado do intervalo. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	77
Figura 56 -Multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>), no lado do intervalo, em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$, para uma escolha aleatória do lado do intervalo. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	78
Figura 57 -Multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>), no lado do intervalo, em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$, para uma escolha aleatória do lado do intervalo. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	79
Figura 58 -Multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos sem corte na multiplicidade de traços para uma escolha aleatória do lado do intervalo. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	80
Figura 59 -Multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$ e lado do intervalo escolhido aleatoriamente. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	81
Figura 60 -Multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$ e lado do intervalo escolhido aleatoriamente. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições POMWIG e MADGRAPH.	82
Figura 61 -Distribuições de multiplicidade para eventos de sinal e fundo (a) (d) sem corte de multiplicidade de traços centrais, (b) (e) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) (f) $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) (b) (c) Somente o HF. (d) (e) (f) HF e CASTOR.	83

Figura 62 -Distribuições de multiplicidade para eventos de sinal e fundo, no lado oposto ao intervalo, (a) sem corte de multiplicidade de traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$. Considerando somente o HF.	84
Figura 63 -Diferença da distribuição do HF e a distribuição para o lado oposto ao intervalo (eventos de sinal e fundo), sem corte de multiplicidade nos traços centrais (a) sem corte de multiplicidade de traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$	84
Figura 64 -Distribuições de multiplicidade para eventos de sinal e fundo, com o lado do intervalo selecionado de forma aleatória, (a) (d) sem corte de multiplicidade de traços centrais, (b) (e) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) (f) $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) (b) (c) Somente o HF. (d) (e) (f) HF e CASTOR.	85
Figura 65 -Distribuições de multiplicidade, somente no HF, de sinal e fundo para (a)(d)(g) lado oposto do intervalo, (b)(e)(h) para o lado do intervalo selecionado aleatoriamente e (c)(f)(i) para uma seleção padrão do lado do intervalo. (a)(b)(c) Sem cortes na multiplicidade de traços centrais, (d)(e)(f) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (g)(h)(i) $N_{\text{traços}} \leq 1$	86
Figura 66 -Distribuições de multiplicidade do HF em relação CASTOR (sinal e fundo) para (a)(c)(e) o lado do intervalo selecionado aleatoriamente e para (b)(d)(f) a seleção padrão do lado do intervalo. (a)(b) Sem cortes na multiplicidade de traços centrais, (c)(d) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (e)(f) $N_{\text{traços}} \leq 1$	87
Figura 67 -Distribuições de multiplicidade da figura 61 subtraídas das distribuições da figura 64.	88
Figura 68 -Id. figura 67, apenas para o sinal.	89
Figura 69 -Id. figura 67, apenas para o fundo.	89
Figura 70 -Distribuições de multiplicidade do HF para sinal e eventos de fundo, (a) sem corte de multiplicidade nos traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$ e para valores do corte de energia no HF de 2.3, 2.4, 2.5, 2.6 e 2.7 GeV (de cima para baixo, respectivamente).	93
Figura 71 -Distribuições de multiplicidade do HF em relação ao CASTOR para sinal e eventos de fundo, (a) sem corte de multiplicidade nos traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$ e para valores do corte de energia no HF de 2,3, 2,4, 2,5, 2,6 e 2,7 GeV (de cima para baixo respectivamente).	94
Figura 72 -Distribuições de multiplicidade do HF para sinal e eventos de fundo, (a) sem corte de multiplicidade nos traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$ e para valores de corte de E_T de 50, 55, 60, 70, 80, 90 e 100 GeV (de cima para baixo, respectivamente).	95

Figura 73 -Distribuições de multiplicidade do HF em relação ao CASTOR para sinal e eventos de fundo, (a) sem corte de multiplicidade nos traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$ e para valores de corte de E_T de 50, 55, 60, 70, 80, 90 e 100 GeV (de cima para baixo, respectivamente).	96
Figura 74 -Id. figura 61, para um corte na pseudorapidez do sistema de dijetos como: $-4 < \eta < -1$ para o lado do intervalo no lado positivo ou $1 < \eta < 4$ para o lado do intervalo no lado negativo.	97
Figura 75 -Id. figura 61, sem nenhum corte na pseudorapidez do sistema de dijetos. . . .	97
Figura 76 -Perfil das distribuições de geração em relação as distribuições de multiplicidade reconstruídas, depois da seleção do lado do intervalo. A reta representa o caso em que os valores obtidos com os dados da geração são idênticos aos obtidos com dados reconstruídos.	98
Figura 77 -distribuição da multiplicidades de traços com $ \eta < 2$ para: (a) $\xi_{\text{gerado}} < 0,005$, (b) $\xi_{\text{gerado}} > 0,005$, (c) $\xi_{\text{gerado}} < 0,01$, (d) $\xi_{\text{gerado}} > 0,01$ e (e) ξ_{gerado}	99
Figura 78 -Correlações entre ξ_{Gen} e ξ_{Reco} obtidos, com todas as torres de calorímetro ou todos os jatos.	100
Figura 79 -Distribuição para eventos de sinal (linhas contínuas) e fundo (linhas tracejadas), de ξ_{reco} obtida, em nível de gerador, usando todas as partículas em estado final (excluindo neutrinos). As linhas contínuas representam o sinal e as tracejadas os eventos de fundo. Em preto $k = 1$ e em cinza $k = -1$	100
Figura 80 -(a) Distribuição, para eventos de sinal (linha contínua) e fundo (linha tracejada), de ξ_{reco} após o HLT e a seleção do lado do intervalo. (b) mesma distribuição após todos os cortes, exceto o corte em $N_{\text{traços}}$. (c)(d) Igual a (a), porém com escala horizontal ampliada. Todos os histogramas estão normalizados à unidade.	101
Figura 81 -Distribuições de multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>) para eventos com $\xi_{\text{reco}} < 0,08$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e de MADGRAPH.	102
Figura 82 -Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação no CASTOR em nível de gerador) para eventos com $\xi_{\text{reco}} < 0,08$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	103
Figura 83 -Distribuições de multiplicidade para baixo η (<i>central slice</i>) em relação a alto η (<i>forward slice</i>) em eventos com $\xi_{\text{reco}} < 0,08$ e $N_{\text{traços}} < 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.	104

- Figura 84 -Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação no CASTOR em nível de gerador) para eventos com $\xi_{reco} < 0.08$ e $N_{traços} < 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e de MADGRAPH. . 105
- Figura 85 -Distribuições para diferentes algoritmos de reconstrução dos jatos: IterativeCone ($R = 0,5$, linha tracejada), SISCone ($R = 0,5$, linha contínua preta) e SisCone ($R = 0,7$, linha contínua cinza). (a) distribuição de E_T para o jato de maior energia. (b) distribuição de E_T para o segundo jato de maior energia. (c) distribuição de η para o jato de maior energia. (d) distribuição de η para o segundo jato de maior energia. Distribuições para uma amostra de difração simples. 107
- Figura 86 -Distância angular e espacial entre os dois jatos principais, produzidos por difração simples, reconstruídos com diferentes algoritmos: IterativeCone ($R = 0,5$, linha tracejada), SISCone ($R = 0,5$, linha contínua preta) e SisCone ($R = 0,7$, linha contínua cinza). (a) $\Delta\eta$ entre os dois jatos principais. (b) $\Delta\phi$ entre os dois jatos principais. (c) ΔR entre os dois jatos principais. 108

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Parâmetros nominais do LHC.	36
Tabela 1 - Número esperado de eventos de dijetos difrativos e não difrativos, com multiplicidade zero no HF ($N_{\text{HF}} = 0$) e multiplicidade zero no HF e CASTOR ($N_{\text{HF}} = 0$, $N_{\text{CASTOR}} = 0$) como função do corte de multiplicidade de traços centrais, $N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$. As incertezas (estatísticas), são calculadas como $\sqrt{N}$	65
Tabela 2 - Idêntica à tabela 1, para uma seleção aleatória do lado do intervalo.	76
Tabela 3 - Número de eventos com multiplicidade zero da figura 67. As incertezas são calculadas como $\sqrt{N}$	88
Tabela 4 - Idêntica à tabela 1, para $\langle S ^2 \rangle = 0.004$ e $\langle S ^2 \rangle = 0.23$	90
Tabela 5 - Eficiência de seleção para diferentes algoritmos de jato.	106

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	18
1	FÍSICA DIFRATIVA	20
1.1	Descoberta da difração dura	23
1.2	Resultado em difração dura no HERA	25
1.2.1	<u>Funções de estrutura difrativas</u>	27
1.2.2	<u>Funções difrativas de distribuição partônica</u>	28
1.3	Difração dura no Tevatron e quebra da fatorização	30
2	O DETECTOR CMS	33
2.1	O acelerador LHC	34
2.2	Sistema de traços	37
2.3	Sistema de múons	38
2.4	Calorímetros	39
2.4.1	<u>Calorímetro eletromagnético</u>	39
2.4.2	<u>Calorímetro hadrônico</u>	40
2.5	Calorímetro hadrônico frontal	43
2.6	CASTOR	44
3	CORRELAÇÕES CINEMÁTICAS NAS TOPOLOGIAS DE DIFRAÇÃO DURA	47
3.1	Cinemática	47
3.2	Variáveis de forma do evento	49
4	ANÁLISE DA DIFRAÇÃO DURA NO CMS	52
4.1	Simulação de Monte Carlo	53
4.2	Seleção de eventos	54
4.2.1	<u>Trigger</u>	54
4.2.2	<u>Seleção de eventos inclusivos de dijetos</u>	59
4.2.3	<u>Seleção difrativa</u>	59
4.3	Distribuições de multiplicidade no HF e CASTOR	64
4.3.1	<u>Distribuições no lado do intervalo</u>	64
4.3.2	<u>Distribuições de multiplicidade no lado oposto ao intervalo</u>	73
4.3.3	<u>Distribuições de multiplicidade para uma escolha aleatória do lado do intervalo</u>	76
4.4	Possibilidade da observação da produção de dijetos difrativos nos dados	83
4.4.1	<u>Sensibilidade à probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez</u>	90
4.5	Contribuições de fundo	91
4.6	Erros sistemáticos	92
4.7	Possibilidade da reconstrução de ξ a partir dos dados	100

4.7.1	<u>Distribuições substituindo o corte na multiplicidade de traços por um corte em ξ.</u>	102
4.8	Comparação entre diferentes algoritmos de jato	106
5	CONCLUSÃO	109
	REFERÊNCIAS	111

INTRODUÇÃO

Em colisões hádron-hádron, boa parte da seção de choque total é composta de reações difrativas, incluindo as elásticas, de modo que a difração é entendida como a troca de um objeto, com os números quânticos do vácuo, ao qual damos o nome de *pomeron* [1, 2]. As interações difrativas, como componentes das interações fortes, podem acontecer em dois regimes, o suave (ou mole) e o duro. A difração suave é explicada pela teoria de Regge [1, 2, 3, 4], na qual o *pomeron* é uma trajetória de Regge com $\alpha_0 \approx 1$ (saturando o limite de Froissart). Já a interação suave, de uma maneira geral, é explicada pela troca de *reggeons*. Sendo o *pomeron* (que é um *reggeon*) um objeto constituído majoritariamente de glúons em relação aos quarks, a difração dura é entendida no contexto da QCD, a qual é a teoria das interações fortes.

Como o *pomeron* não possui cor (é um hádron) a troca do mesmo leva à ausência de atividade em determinadas regiões, dependendo da topologia das distribuições de rapidez, regiões essas simplesmente chamadas de intervalos de rapidez). Esses intervalos podem ser usados como assinatura para a identificação de eventos difrativos. Além dos intervalos, as características das distribuições em $\eta^1 - \phi^2$, de cada topologia são importantes para a seleção de eventos. São elas: difração simples (um próton de alto *momentum* longitudinal, um intervalo de rapidez e um sistema inclusivo³ no estado final), difração dupla (dois sistemas inclusivos com um intervalo de rapidez entre eles) e a dupla troca de *pomeron* (dois prótons de alto *momentum* longitudinal e direções opostas, dois intervalos de rapidez entre os prótons e um sistema inclusivo entre os intervalos).

Essa dissertação foi desenvolvida nas condições do experimento CMS [5] (*Compact Muon Solenoid*), instalado no acelerador LHC [6] (*Large Hadron Collider*), localizado no laboratório CERN (Centro Europeu de Pesquisa Nuclear). Esse acelerador irá colidir prótons à uma energia, máxima, no centro de massa, de $\sqrt{s} = 14$ TeV em altas luminosidades. Tais condições de energia e luminosidade, nunca antes alcançadas por aceleradores de partículas, permitirão ir a fundo no estudo da estrutura da matéria. Porém, devido ao aumento do impacto do empilhamento de eventos [7] à alta luminosidade, que leva a destruição do intervalo de rapidez, é no regime de baixa luminosidade que o estudo da difração será mais interessante.

Um bom caminho para o entendimento da difração é o estudo das correlações entre as variáveis cinemáticas importantes para a difração. Esse tipo de abordagem nos permite obter informações importantes sobre o espaço de fase referente a cada topologia. Além disso, as

¹Pseudorapidez: é uma variável espacial comumente usada como medida do ângulo da partícula em relação a linha do feixe. É definida por: $\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$.

²Ângulo azimutal usualmente definido ao redor da linha do feixe.

³Sistema inclusivo: Conjunto de partículas, de estado final, compostos de $A + X$ onde A é um objeto de interesse (jato(s), lépton(s), hádron(s), bóson(s), etc...) e X são outras partículas. O sistema inclusivo tem sentido oposto ao exclusivo, já que nesse último o estado final é composto apenas pelo objeto de interesse.

correlações nos indicam caminhos que facilitam a seleção de eventos difrativos. Para tal estudo nos concentraremos na produção inclusiva de dijetos difrativos.

Com vistas a estabelecermos um procedimento para a observação da produção de dijetos difrativos no CMS, estudaremos a observação de intervalos de rapidez nos calorímetros frontais associados a um sistema de dijetos na parte central do detector. Por se tratar de interações duras, esse estudo é importante para as funções de estrutura (relacionadas aos teoremas de fatorização), em especial às funções difrativas [8].

Uma variável importante nesse tipo de medida é a probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez, $\langle |S^2| \rangle$ [9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17], a qual é uma quantificação da influência de interações secundárias à interação dura, na observabilidade do intervalo de rapidez. Analisaremos o impacto de diferentes valores da probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez na observação dos tipos de eventos citados (dijetos, difrativos e inclusivos). Pela ligação direta entre $\langle |S^2| \rangle$ e interações secundárias, essa medida é importante para o estudo de interações de múltiplos pártons, MPI (*Multiple Parton Interactions*).

Parte desse trabalho é fruto da minha breve estadia no laboratório CERN, viabilizada pelo programa HELEN - *High Energy Physics Latinamerican-European Network* - onde trabalhei na construção e montagem do subdetector CASTOR e iniciei a análise da produção de dijetos difrativos no CMS.

No primeiro capítulo faremos uma descrição geral da fenomenologia da difração e dos resultados relevantes de experimentos anteriores. Em seguida, no segundo capítulo, faremos uma descrição do acelerador LHC e do experimento CMS, junto com seus subdetectores, em especial, dos sistemas frontais de calorimetria, os quais são os mais importantes para essa análise. No terceiro capítulo, discutiremos o estudo das correlações entre variáveis cinemáticas em duas topologias diferentes da difração dura. No quarto capítulo apresentaremos um estudo da possibilidades de observação da produção difrativa de dijetos inclusivos e por fim, o último capítulo será dedicado às conclusões e perspectivas.

1 FÍSICA DIFRATIVA

A primeira explicação bem formulada de difração na física de partículas foi dada por Good e Walker [18], em 1960, no artigo sobre dissociação difrativa de partículas de um feixe em colisões com núcleos. Nesse texto, os autores caracterizam a difração como:

”[...] um feixe de partículas a altas energias sofre espalhamento difrativo por um núcleo e adquirirá componentes correspondentes a vários produtos das dissociações virtuais da partícula incidente [...] Esses sistemas, produzidos via difração, teriam uma distribuição característica extremamente estreita em *momentum* transverso e teriam os mesmos números quânticos da partícula inicial.”

Vamos adotar como definição de difração na física de partículas todo o processo que é consequência da troca dos números quânticos do vácuo. 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. Na figura 1 apresentamos as diferentes topologias associadas à difração.

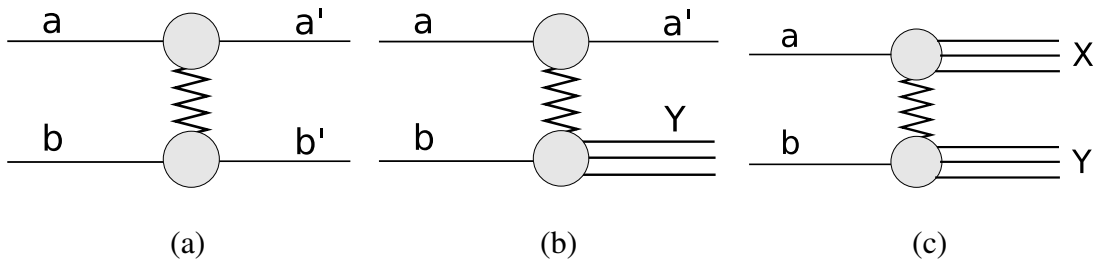


Figura 1: (a) Espalhamento elástico. (b) Difração simples. (c) Difração dupla. As linhas cerrilhadas representam a troca de números quânticos do vácuo.

O *espalhamento elástico* caracteriza-se pelo estado final completamente composto pelas partículas do feixe ($a + b \rightarrow a' + b'$). A *difração suave e simples* acontece quando uma das partículas do feixe (a ou b) aparece intacta no estado final, apenas com uma certa variação de *momentum* (a' ou b'), enquanto a outra partícula do feixe se dissocia em um estado (Y), esta topologia é conhecida como dissociação difrativa. Já a *difração suave dupla* é um processo em que os dois hádrons iniciais (a e b) se dissociam em dois conjuntos de partículas do estado final (X e Y). Em todos os casos, deve-se observar que a interação tenha os mesmos números quânticos, nos estados inicial e final, caracterizando a troca do *pomeron*.

É extremamente difícil fazer a contagem exata dos números quânticos quando se trata de interação inelástica. Uma assinatura para o processo difrativo é a identificação de uma região da distribuição de rapidez sem a produção de partículas, ou seja, sem atividade de cor, chamada de **intervalo de rapidez** (*rapidity gap*).

Interações não difrativas podem apresentar intervalos, de tamanho $\Delta\eta$, estatisticamente distribuído da forma [1]

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \propto e^{-\Delta\eta}, \quad (1)$$

já as interações difrativas, estatisticamente se distribuem de forma constante

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \sim \text{constante}. \quad (2)$$

Essa última definição não é efetiva para a separação de interações difrativas e não difrativas se tentarmos separar evento a evento, porém é efetiva paraseleção de uma amostra difrativa.

O termo difração, na física de partículas, foi usado pela primeira vez no estudo das interações nucleares de altas-energias pela escola de Landau ([19], [20], [21], [22]) na década de 50. Apesar da aparente falta de correlação, o termo difração tem origem na difração óptica.

Conforme mencionado anteriormente, fenômenos difrativos manifestam-se em dois regimes: difração mole e dura.

A difração dura é caracterizada pela observação, no estado final, de jatos de partículas associados a alto momento transverso. Já a difração mole é explicada pela teoria de Regge. Nessa teoria, a difração acontece quando há troca de um *pomeron*, o qual representa o conjunto de números quânticos do vácuo, com $\alpha_0 = 1$ saturando o limite de Froissard [23]. No quadro da teoria de Regge, o *pomeron* domina as seções de choques a altas energias. Apesar da distinção, difração mole e dura são caracterizações do mesmo tipo de processo, intermediado pelo *pomeron*.

De posse dessas considerações, apresentaremos, nas figuras 2, 3, 4 e 5, as topologias difrativas com seus respectivos diagramas no plano $\eta - \phi$ ¹.

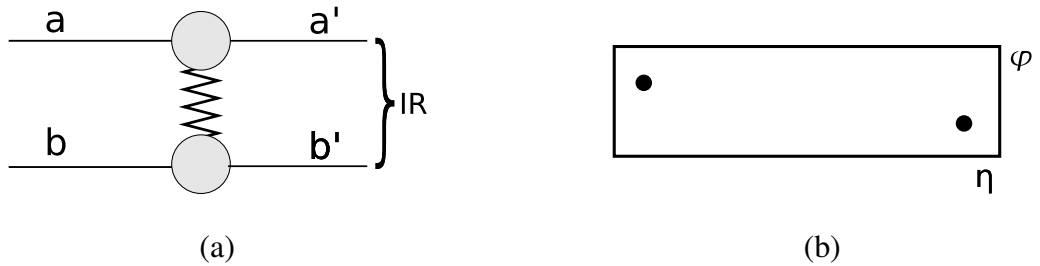


Figura 2: Espalhamento Elástico. (a) Representação esquemática, onde IR significa intervalo de rapidez. (b) Distribuição em (η, ϕ) das partículas de estado final, onde os dois pontos são hádrons provenientes do feixe. O intervalo entre esses dois pontos corresponde à idealização de um intervalo de rapidez.

¹Esse conjunto de variáveis é suficiente para definir a direção de uma partícula produzida na colisão.

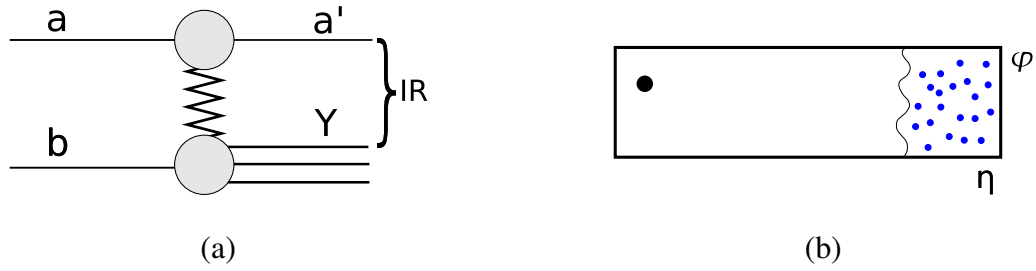


Figura 3: Difração Simples. (a) Representação esquemática, onde IR significa intervalo de rapidez. (b) Distribuição em (η, ϕ) das partículas de estado final, onde o ponto maior é o hádron proveniente do feixe e os pontos menores são partículas de estado final. O intervalo corresponde à idealização de um intervalo de rapidez.

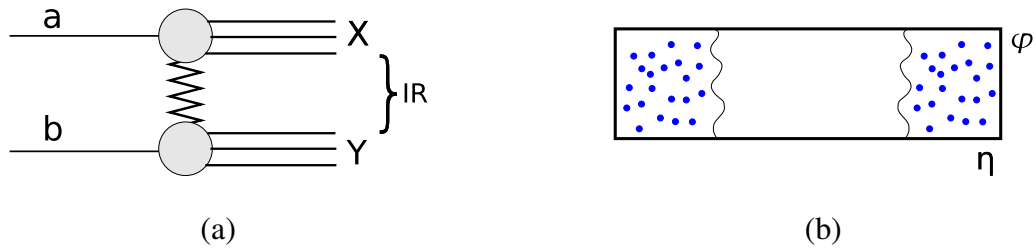


Figura 4: Difração Dupla. (a) Representação esquemática, onde IR significa intervalo de rapidez. (b) Distribuição em (η, ϕ) das partículas de estado final, onde cada conjunto de pontos representa partículas separadas por um intervalo de rapidez.

- Espalhamento elástico: ocorre a troca de um *pomeron*, e no estado final obtemos somente dois hádrons, provenientes do feixe;
- Difração simples: nesta topologia, o estado final representado em Y é um conjunto de partículas produzidas no processo de dissociação difrativa, e nesse caso temos a representação da difração mole, ou Y representa um ou mais jatos, o que seria a característica de um processo difrativo duro.;
- Difração dupla: ocorre a troca de um *pomeron*, e no estado final obtemos dois sistemas de partículas ou jatos (X e Y), resultantes da dissociação dos hádrons do feixe, no caso de difração mole, e um intervalo de rapidez entre X e Y ;
- Dupla troca de *pomeron*: ocorre a troca de dois *pomerons*, e no estado final obtemos dois hádrons, provenientes do feixe, com *momentum* levemente alterado (a' e b'), um sistema central de partículas (X) e dois intervalos de rapidez entre o a' e X e b' e X .

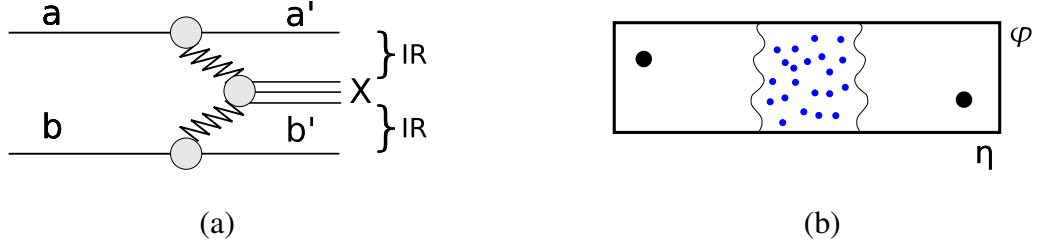


Figura 5: Dupla troca de *pomeron*. (a) Representação esquemática, onde IR significa intervalo de rapidez. (b) Distribuição em (η, ϕ) das partículas de estado final, onde os pontos maiores são hádrons provenientes do feixe e os pontos menores são partículas de estado final. As regiões entre o conjunto de partículas e os pontos maiores correspondem aos intervalos de rapidez.

1.1 Descoberta da difração dura

A primeira observação da difração dura foi feita pelo experimento UA8 [24]. O experimento UA8 consistia de dois espectrômetros, do tipo “*Roman Pot*” [25], posicionados em regiões próximas à linha do feixe e compartilhando o ponto de interação com o detector UA2 [26]. Este último possuía um calorímetro que cobria a região de pseudorapidez $|\eta| < 1,0$. Ambos experimentos estavam instalados no acelerador de prótons SPS, o qual possuía energia de colisão no centro de massa das partículas do feixe ($\sqrt{s}$) de 630 GeV.

A observação da difração dura se deu através da reação $p + \bar{p} \rightarrow p + X$, onde X inclui um ou mais jatos (naquele momento definidos como “*clusters*” de energia) de alto *momentum* transversal detectados no calorímetro do UA2, enquanto o próton de estado final (p) era observado no espectrômetro UA8. O calorímetro do UA2 (figura: 6) era dividido em 240 células, as quais cobriam 15° em ϕ e 10° em θ e o “*Roman Pot*” UA8 era composto de três conjuntos de câmaras de fios. O *trigger* montado para a detecção de tais eventos era composto pela observação de jatos com energia transversal total (ΣE_t) depositada no calorímetro maior que 9 GeV, de forma que deveria haver coincidência, no instante da interação e no vértice, com o próton espalhado e detectado em UA8.

A primeira parte do processo de análise consistia em comparar os dados experimentais com o modelo de Ingelman-Schelein [27], o qual propõe que o *pomeron* é um objeto composto praticamente todo de glúons com função de estrutura do tipo $xG(x) \propto x(1-x)$ ou $xG(x) \propto (1-x)^5$, onde x é a fração de *momentum* do *pomeron* carregada pelo glúon que participa da interação dura. Sabendo que $\int_0^1 xG(x)dx = 1$, podemos entender a primeira função de estrutura como o caso em que dois glúons compartilham o *momentum* do *pomeron*, tal que, além da simetria $x \rightarrow 1-x$, temos $\langle x \rangle = 1/2$; já a segunda função de estrutura possui $\langle x \rangle = 1/7$ e nos remete à função de estrutura glúônica do próton. Dessa forma, as duas funções são extremos de um conjunto de diferentes possíveis funções de estrutura.

Associando a produção de jatos a um processo usual de QCD, $2 \rightarrow 2$, foram gerados

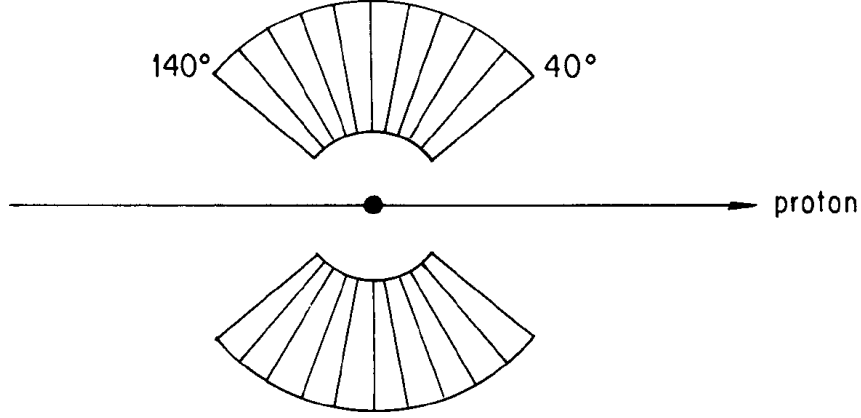


Figura 6: Esquema da distribuição angular, em θ , do calorímetro do experimento UA2, onde z está definido na linha do feixe (próton).

eventos de Monte Carlo, com base neste modelo, os quais passaram por toda a simulação do detector UA2. A idéia principal do modelo de Ingelman-Schlein é que a seção de choque para a produção de jatos difrativos, inspirada na fatorização da seção de choque, pode ser escrita da forma

$$\frac{d^2\sigma_{jj}}{dt dM_x^2} = \frac{d^2\sigma_{sd}}{dt dM_x^2} \frac{\sigma_{pIP \rightarrow jj}}{\sigma_{pIP \rightarrow X}} \quad (3)$$

onde σ_{sd} corresponde à seção de choque de difração simples, t é o *quadrimentum* transferido e M_x é a massa do sistema difrativo. Já o termo suave $\frac{d^2\sigma_{sd}}{dt dM_x^2} \left(\frac{1}{\sigma_{pIP \rightarrow X}} \right)$ é chamado de fator de fluxo.

Dessa forma, a função de estrutura gluônica do *pomeron* pode ser calculada através de

$$\sigma_{pIP \rightarrow jj}(M_X) = \int dx_1 dx_2 d\hat{t} \sum_{i,k} f_i(x_1, Q^2) G(x_2) \frac{d\hat{\sigma}_i^k}{d\hat{t}} \quad (4)$$

tal que $d\hat{\sigma}_i^k/d\hat{t}$ é o elemento de matriz da QCD correspondente à interação partônica, $f_i(x_1, Q^2)$ é a função de estrutura do próton e $G(x_2)$ é a função de estrutura ² gluônica do *pomeron*. x_1 e x_2 são frações de *momentum* do *pomeron* carregado pelo parton da interação dura.

A figura 7 mostra a distribuição de $\sigma_{pIP \rightarrow jj}/\sigma_{pIP \rightarrow X}$, em função de $x_{\text{próton}}$ (fração de *momentum* perdida pelo próton espalhado), de acordo com 3, para as diferentes funções de estrutura $G(x)$.

Foram estudadas ainda distribuições de x_F (o *momentum* longitudinal do jato normalizado à metade da massa difrativa, M_x) e a distribuição em θ dos jatos (figura: 8). Assim como no caso anterior, há preferência pela função de estrutura $xG(x) \propto (1-x)^5$, ou seja, o *pomeron* não possui uma estrutura simples do tipo dois glúons, mas sim uma estrutura gluônica complexa.

²Mais informações sobre função de estrutura serão dadas na seção 1.2.

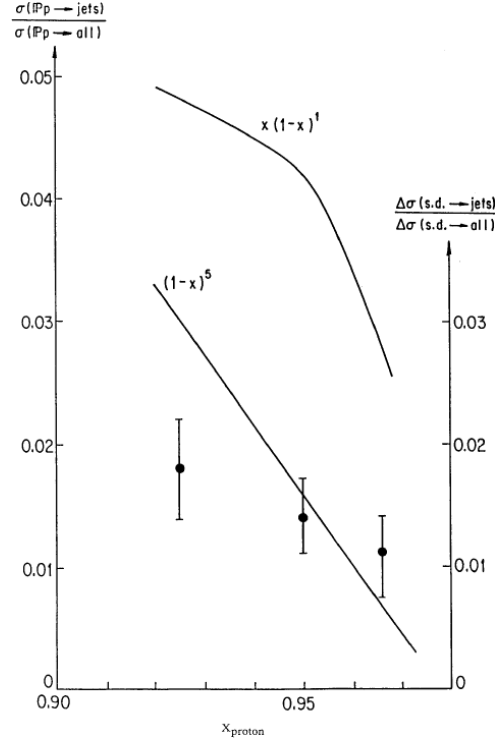


Figura 7: $\sigma_{pP \rightarrow jj} / \sigma_{pP \rightarrow X}$, em função de $x_{próton}$ (fração de *momentum* perdida pelo próton espalhado). Linhas: cálculo numérico, pontos: dados experimentais. Apresenta boa correlação com a função de estrutura $xG(x) \propto (1-x)^5$. Gráfico apresentado em [24].

1.2 Resultado em difração dura no HERA

O HERA foi um colisor de elétrons (com energia de 27,5 GeV) e prótons (com energia de 820 ou 920 GeV) instalado no laboratório alemão DESY. As interações $e^- p$ no HERA são explicadas no contexto do **espalhamento profundamente inelástico** (“*Deep Inelastic Scattering*” - DIS). Nesse tipo de processo, o elétron e o próton trocam um fóton virtual (que também pode ser qualquer bóson vetorial eletrofraco, como $W^\pm$ ou Z). Esse fóton irá interagir com o próton ou, em termos do modelo a párons, o fóton irá interagir com os constituintes pontuais do próton.

Apesar da evidente característica eletrofraca do DIS, este também possui uma componente hadrônica (interação forte). Pelo fato do fóton virtual atingir grandes escalas de *momentum* (até 50 TeV), esse fóton pode por um instante decair em um estado de *quark-antiquark* e, dependendo da virtualidade do fóton (relacionado com o quadrado do *quadr momentum*), esse estado *quark-antiquark* pode vir a flutuar em um estado ligado mesônico virtual.

Baseado na hipótese do fóton virtual se acoplar em um sistema quarkônico, não é de se surpreender que seja possível observar interações difrativas no HERA, o que é chamado de “*diffractive Deep Inelastic Scattering*” (dDIS). A figura 9 ³ apresenta diagramas com as

³Todas as figuras apresentadas nesta seção foram produzidas pelas colaborações H1 e ZEUS, ambas do acelerador HERA.

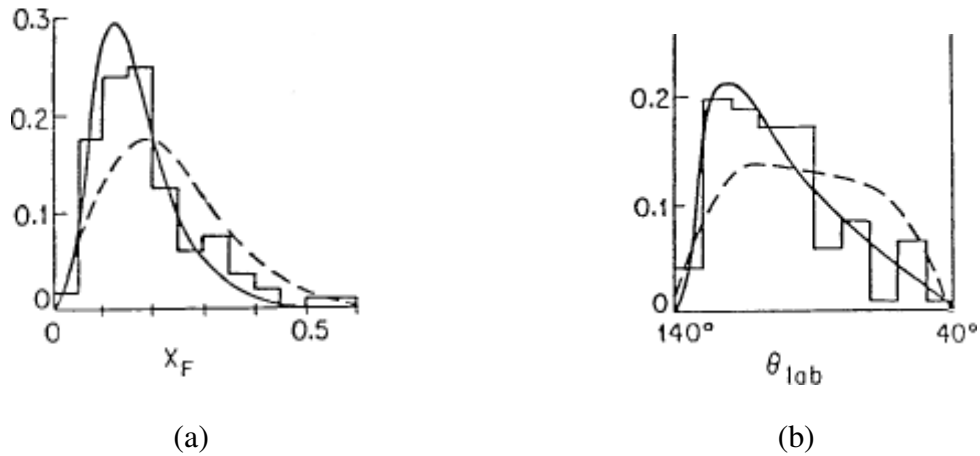


Figura 8: (a) Distribuição de x_F , *momentum* longitudinal do jato normalizado à metade da massa difrativa, M_x . (b) distribuição em θ dos jatos, no sistema do laboratório. Linha sólida: $xG(x) \propto (1-x)^5$, linha tracejada: $xG(x) \propto x(1-x)$ e histograma: dados reais. Distribuições apresentadas em [24].

interações DIS e dDIS.

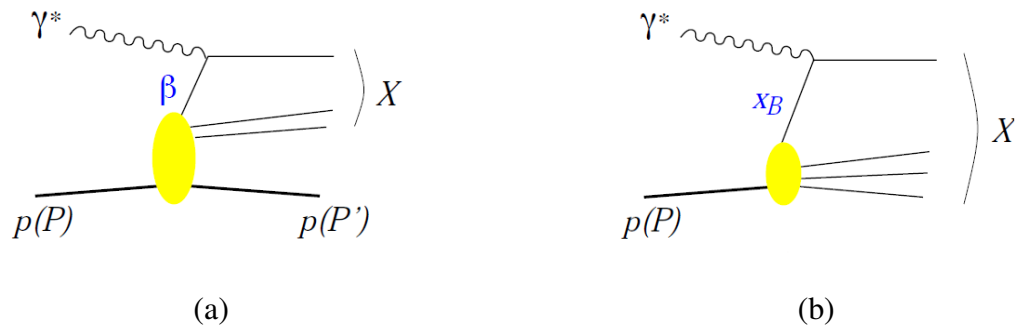


Figura 9: Representação esquemática do (a) Espalhamento difrativo profundamente inelástico, dDIS e do (b) Espalhamento profundamente inelástico, DIS. Sob a ótica da fatorização, temos: no caso difrativo um fóton virtual (γ^*) interage com um *parton*, proveniente do *pomeron*, de *momentum* β . Já no caso não difrativo o fóton virtual interage com um *parton*, proveniente do próton, com *momentum* x_B .

A cinemática do DIS e do dDIS é dada por:

- virtualidade do fóton;

$$Q^2 = -q^2$$

- *quadrimentum* transferido do próton;

$$t = (P - P')$$

- massa do estado final inclusivo;

$$W^2 = (P + q)$$

- fração longitudinal de *momentum*, do estado inicial, carregada pelo próton espalhado;

$$x_L = 1 - x_P$$

- variável de Bjorken;

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$$

- fração de *momentum* do *pomeron*, carregada pelo párton que participa da interação dura com o fóton.

$$\beta = \frac{x_P}{x_{Bj}}$$

1.2.1 Funções de estrutura difrativas

Devido à propriedade do fóton virtual de interagir com os constituintes do próton, o DIS é o ideal para se estudar a constituição dos hádrons. É comum parametrizar a seção de choque diferencial (em β e Q^2) em termos do que se chama de **função de estrutura**.

O mesmo tipo de abordagem pode ser feito no caso do dDIS, dessa forma, podemos escrever a seção de choque do dDIS como [28]

$$\frac{d\sigma^{ep \rightarrow eXp}}{d\beta dQ^2 dx_P dt} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{\beta Q^4} \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2} \right) F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, x_P, t) - \frac{y^2}{2} F_L^{D(4)}(\beta, Q^2, x_P, t) \right] \quad (5)$$

onde y é a fração de energia perdida pelo elétron.

Em total analogia com o DIS ($d\sigma^{ep \rightarrow eX}/d\beta dQ^2$), F_L^D corresponde à polarização longitudinal do fóton e tem contribuição suprimida, na seção de choque, em boa parte da região cinemática acessível. Já a função F_2^D está associada com a estrutura da difração, isto é, com a troca do *pomeron* na via t e quando temos um próton no estado final, com fração de *momentum* x_P e *quadrimentum* transferido t .

Uma representação diferente da função de estrutura, em apenas três variáveis, pode ser obtida integrando $F_2^{D(4)}$ em t .

$$F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_P) = \int dt F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, x_P, t) \quad (6)$$

Sobre a função de estrutura difrativa medida no HERA, existem dois pontos que devem ser destacados. As figuras 10 e 11 mostram distribuições de F_2^D (difrativa e não difrativa) como função de β , em intervalos de Q^2 , e como função de Q^2 em intervalos de β , respectivamente. Em ambos os casos, x_P permanece constante.

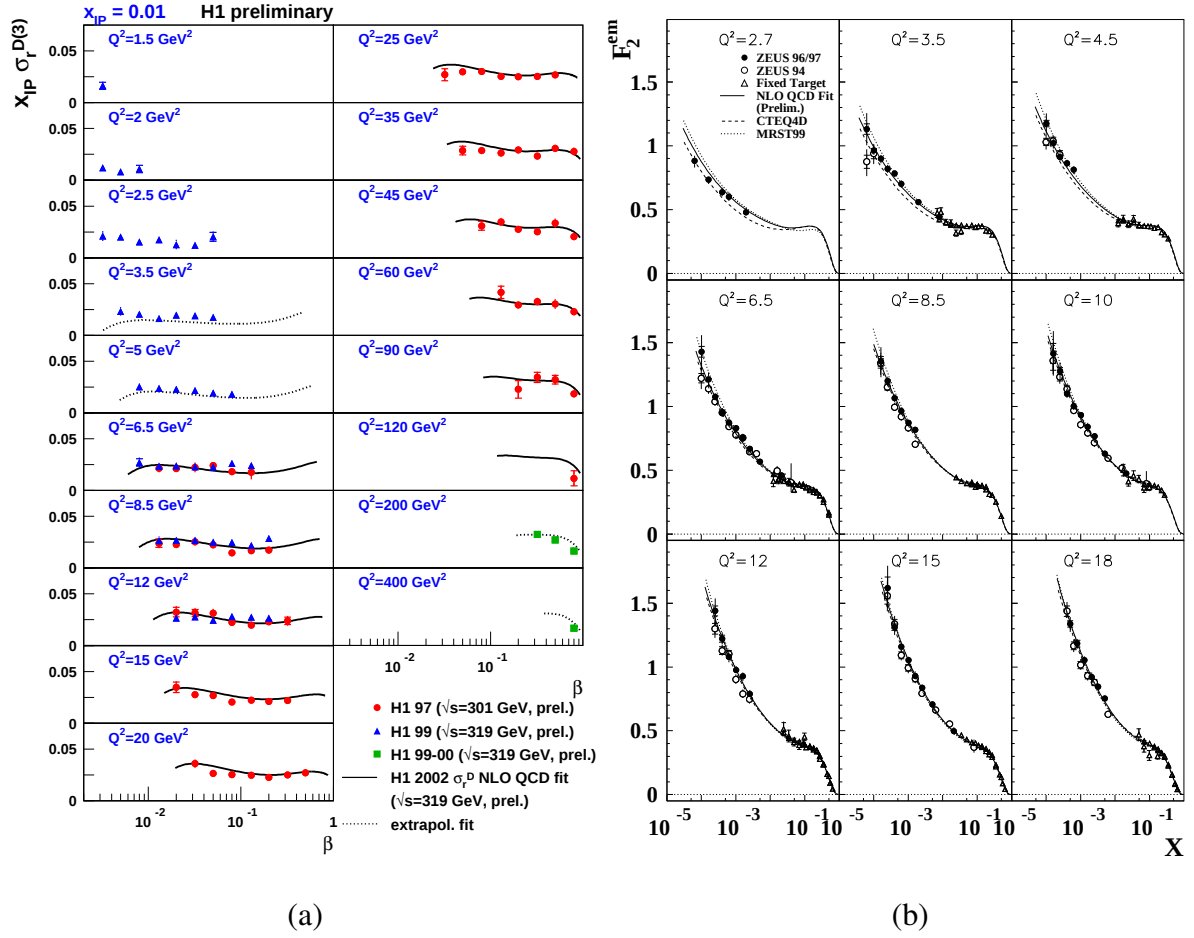


Figura 10: Funções de estrutura F_2 em função de β ou x_{Bj} com x_P fixo, em intervalos de Q^2 . (a) Difractivo e (b) não difractivo.

O primeiro fato relevante em relação à função de estrutura difrativa é que $F_2^{D(3)}$ (figura: 10) é aproximadamente constante em β , ao contrário do caso não difrativo, onde F_2 tem uma queda acentuada, especialmente em $x_{Bj} \gtrsim 0,2$.⁴

O segundo ponto importante é que $F_2(Q^2)$ (figura: 11) evolui de forma logarítmica, o que é um escalonamento de Bjorken aproximado.⁵ Quebras negativas do escalonamento de Bjorken na função de estrutura do próton, estão associadas à presença de *quarks* de valência, enquanto que quebras positivas demonstram predominância de glúons, o qual é o caso difrativo.

1.2.2 Funções difrativas de distribuição partônica

Pelos teoremas de fatorização, a QCD permite que as funções de estrutura possam ser escritas em termos de funções de distribuições partônicas, PDF (*Parton Distribution Function*), através da expressão abaixo (caso difrativo):

⁴É importante ressaltar a semelhança entre β e x_{Bj} .

⁵O escalonamento de Bjorken prevê que F_2 seja constante em Q^2 .

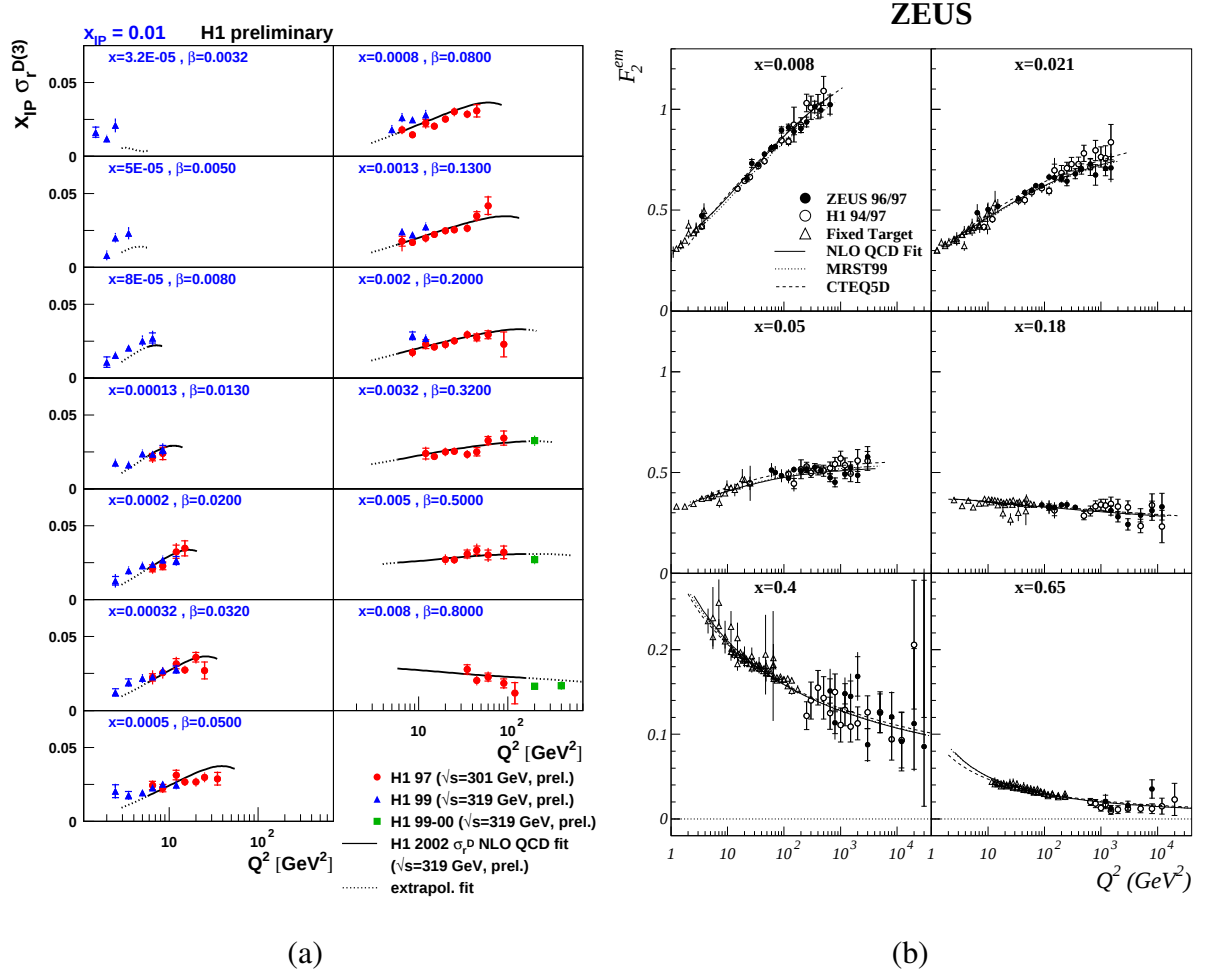


Figura 11: Funções de estrutura F_2 em função de Q^2 com x_P fixo, em intervalos de β ou x_{Bj} . (a) Difractivo e (b) não difractivo.

$$F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, x_P, t) = \sum_i \int_1^\beta \frac{dz}{z} C_i\left(\frac{\beta}{z}\right) f_i^D(z, x_P, t; Q^2) \quad (7)$$

onde estamos supondo altos valores de Q^2 .

Os coeficientes C_i são funções que descrevem a interação entre o fóton virtual e o parton em questão e f_i^D é a chamada dPDF (função difrativa de distribuição partônica). Uma PDF pode ser interpretada como a probabilidade de se encontrar um parton i , com fração de *momentum* do próton z , quando temos no estado final um próton com fração de *momentum* x_P e *quadrivormentum* transferido t .

Existem diferentes ajustes para dPDF, os quais, apesar das diferenças, apresentam boa correlação com os dados experimentais. A figura 12 mostra uma distribuição de dPDF, calculada em segunda ordem de α_s . Podemos ver uma dominância de glúons em relação à *quarks* (50% a mais). Já a figura 13 mostra a seção de choque da produção de dijetos (sistemas de dois

jatos) no dDIS, em comparação com o esperado (baseado em dPDF).

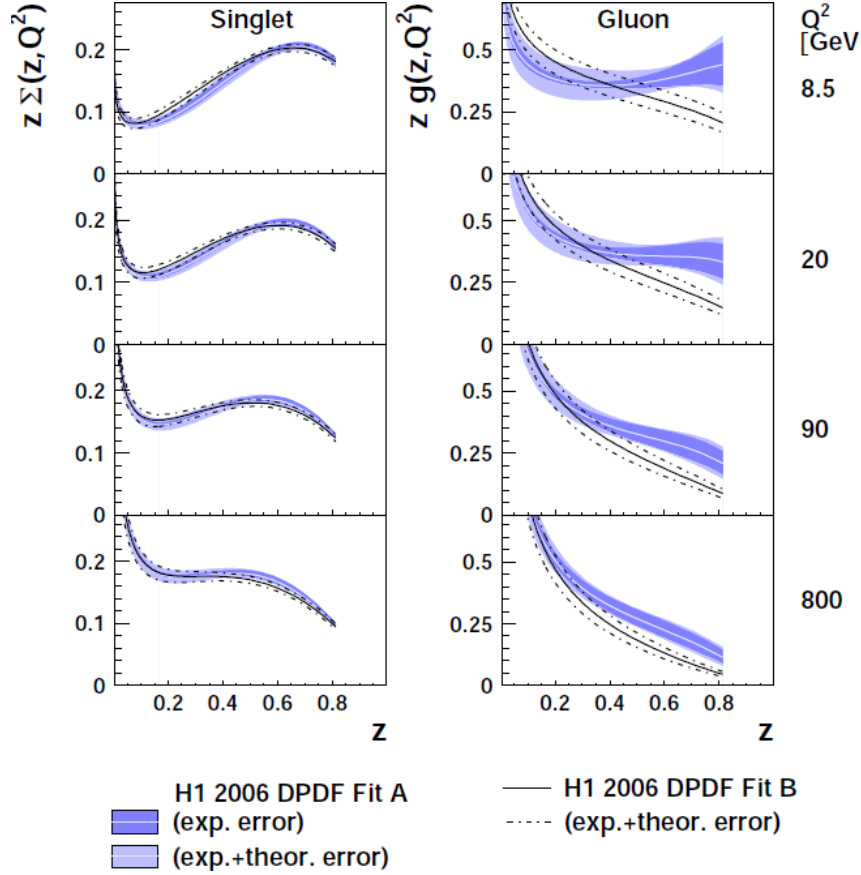


Figura 12: dPDF determinada com dados do HERA, ajustada em segunda ordem de α_s , para diferentes Q^2 , em função de z , onde *Singlet* representa a contribuição de singletos de *quarks* e *Gluon* representa a contribuição de glúons.

1.3 Difração dura no Tevatron e quebra da fatorização

O Tevatron é um colisor de prótons e anti-prótons ($p\bar{p}$) localizado no Fermilab (*Fermi National Laboratory*), Estados Unidos. Os hádrons são acelerados em um túnel de aproximadamente 6 km de circunferência e colidem à energia no centro de massa da ordem de 1.96 GeV. O produto dessas interações é estudado por dois detectores, CDF e DØ, localizados em dois pontos de interação distintos.

No Tevatron foram estudados alguns processos difrativos, inclusive dPDFs em outras escalas de energia. A figura 14 mostra uma idealização, não realista, da produção difrativa de dijetos no Tevatron, a qual é o processo usado nessas investigações.

Ainda sobre dPDF, uma pergunta central é até que ponto elas são universais? Se essa suposição for verdadeira, é possível escrever a seção de choque total como uma convolução da dPDF com as seções de choque em nível partônico, o que é chamado de fatorização.

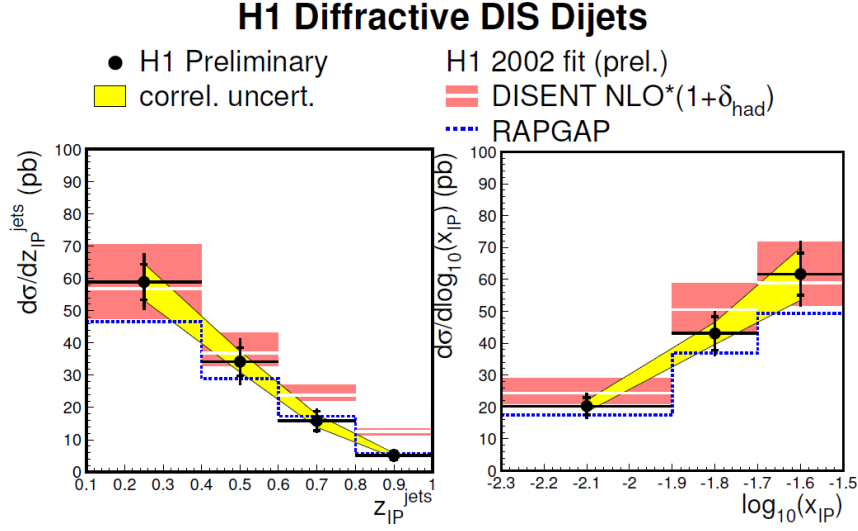


Figura 13: Comparação entre a seção de choque da produção difrativa de dijetos com a predição feita por dPDF. z_{IP}^{jets} estima a fração de *momentum* dos pártons resultantes da interação dura e x_{IP} é a fração de *momentum* carregada pelo *pomeron*. Os pontos são dados reais e as áreas preenchidas ou linhas pontilhadas são as estimativas por dPDF.

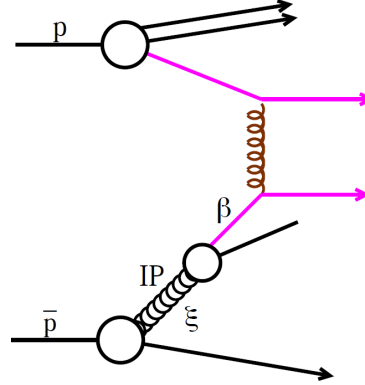


Figura 14: Modelo, não realista, da troca de um *pomeron* no Tevatron. A interação dura ocorre entre um párton do (anti)próton e um párton, do *pomeron*, com *momentum* β . No estado final é observado o resultado da interação dura e um (anti)próton com fração de *momentum* $1 - \xi$.

O Tevatron ajudou a responder essa questão. Em primeira ordem de perturbação, a razão $N_{\text{difrativo}}/N_{\text{não difrativo}}$ é igual a F_2^D/F_2^{ND} . O fato é que no Tevatron, a função de estrutura difrativa, é da ordem de 10% da esperada pela extrapolação dos dados do HERA, conforme a figura 15. Esse resultado é válido para toda a difração, já que foram observados vários processos com o mesmo comportamento, como produção de dijetos, sabores pesados e bósons vetoriais [29, 30]. Assim sendo, essa diferença na seção de choque indica uma quebra da fatorização.

Essa quebra da fatorização está ligada com a diferença dos feixes iniciais: ep no HERA e $p\bar{p}$ no Tevatron. Ocorre que interações moles, secundárias ao espalhamento duro, entre os dois hádrons alteram a distribuição espacial de partículas, de forma que o intervalo de rapidez pode vir a ser preenchido por partículas oriundas dessas interações. Tal efeito é quantificado,

na seção de choque efetiva, em termos do que é chamado de **probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez**, representada por $\langle |S|^2 \rangle$ (como já dito, em torno de 10% no Tevatron).

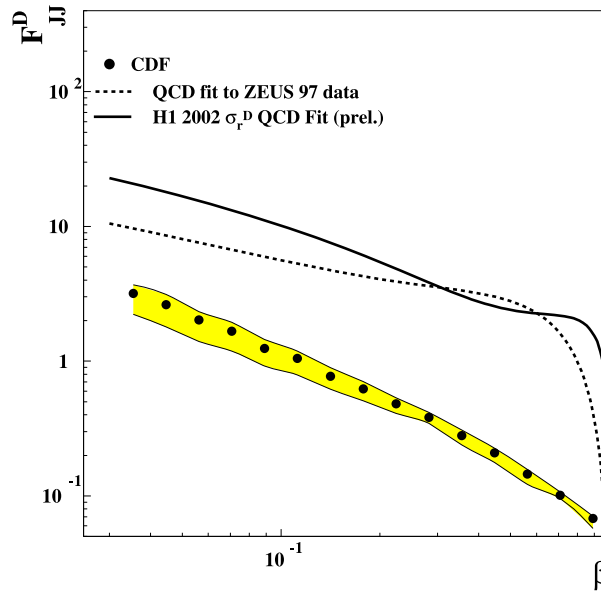


Figura 15: A função de estrutura $F_{jj}^D(\beta)$ do próton, a partir dos valores esperados pela extrapolação dos dados do HERA (linhas contínua e pontilhada) e a função medida pelo experimento CDF (pontos), a qual é, aproximadamente, 10% da esperada.

Essas interações secundárias são descritas como sendo interações de múltiplos pártons (*Multiple Parton Interactions* - MPI). O estudo de tais fenômenos é um dos desafios a serem enfrentados no LHC.

2 O DETECTOR CMS

O CMS (*Compact Muon Solenoid*), localizado em Cessy, na França, logo após a fronteira com Genebra, na Suíça, é um detector geral de partículas projetado para operar no acelerador LHC, que tem como um dos seus objetivos estudar a quebra de simetria nas interações eletrofracas, a qual o mecanismo de Higgs é o principal candidato a responsável por tal fenômeno.

Todas as informações aqui encontradas sobre o CMS são baseadas no artigo [5], o qual é o artigo oficial da colaboração que descreve o experimento.

As características principais do CMS são:

- boa identificação de múons;
- boa resolução de *momentum*, para partículas carregadas;
- boa resolução de energia eletromagnética, em especial detecção de fótons e massa de sistemas de dielétrons;
- boa resolução em energia transversa perdida e na massa de sistemas de díjetos.

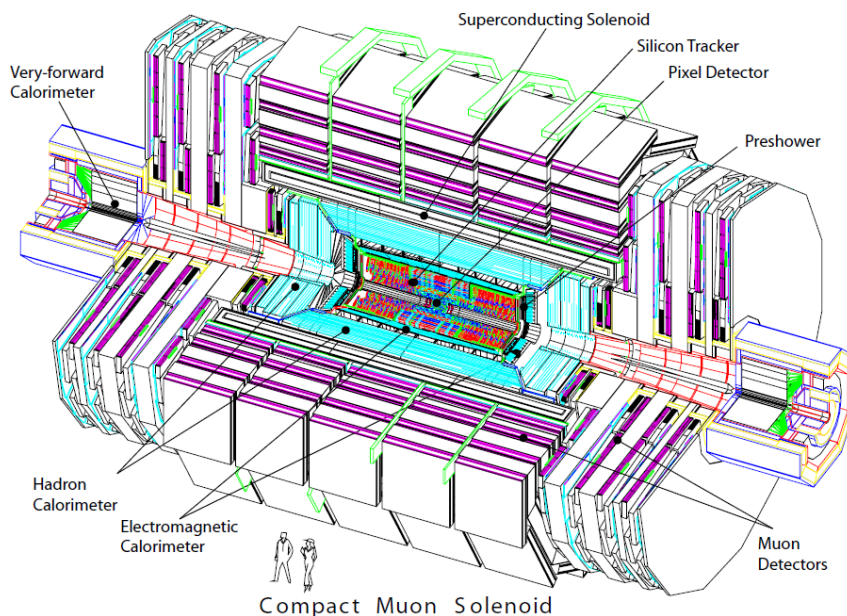


Figura 16: Esquema do detector CMS e seus subdetectores.

O CMS é basicamente composto de (figura: 16): um magneto supercondutor que produz um campo solenoidal de 4 T, um sistema de traços, um calorímetro eletromagnético e um hadrônico, um sistema de detecção de múons. Outros subsistemas de detectores mais específicos, como *CASTOR* (*Centauro And Strange Object Research*) e o calorímetro hadrônico frontal, completam o CMS. A alta frequência de interações (40 MHz) é um grande desafio para

os sistemas de leitura de dados e *trigger*. O *trigger* tem que reduzir a quantidade de informação da frequência nominal de cruzamentos de pacotes (parâmetro do LHC) para algo em torno de 100 eventos/s.

O sistema de coordenadas adotado no CMS é o seguinte (figura: 17): o ponto de interação está localizado no centro nominal do detector, o eixo z aponta na direção do feixe, em sentido anti-horário (a partir do Ponto 5 do LHC até o Monte Jura), o eixo y aponta para cima e o eixo x aponta na direção interna do raio do LHC. O ângulo ϕ está definido entre os eixos x e y e o ângulo θ parte do eixo z .

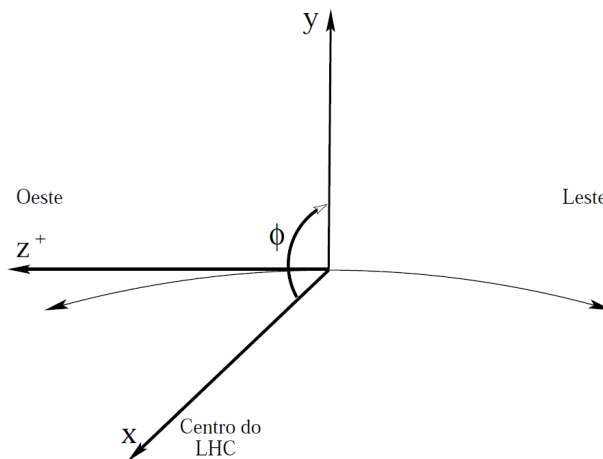


Figura 17: Sistema de coordenadas do CMS.

2.1 O acelerador LHC

O LHC (*Large Hadron Colider*) [6] é um colisor de prótons, com energia de 14 TeV no centro de massa, localizado no Centro Europeu de Pesquisa Nuclear (CERN), na fronteira entre França e Suíça, perto da cidade de Genebra. O acelerador, de 27 km de extensão, foi montado no mesmo túnel do colisor de léptons, o LEP e será usado, também, para colidir íons pesados com energia de 1148 TeV no centro de massa (no caso de colisões de núcleos de chumbo). O LHC possui 4 grandes experimentos instalados (figura: 18): o CMS e ATLAS (detectores gerais), ALICE (íons pesados) e o LHCb (sabores pesados).

Todas as informações aqui encontradas sobre o LHC são baseadas no artigo [6], o qual é o artigo oficial que descreve o acelerador.

O acelerador é composto de 1232 magnetos de dipolos e cavidades de radiofrequência (RF), as quais aumentam em 0,5 MeV, cada, a energia do feixe. A Tabela 1 apresenta alguns parâmetros do LHC.

O LHC foi projetado para operar em uma luminosidade nominal de até $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Para um feixe gaussiano essa luminosidade pode ser calculada com a seguinte expressão:

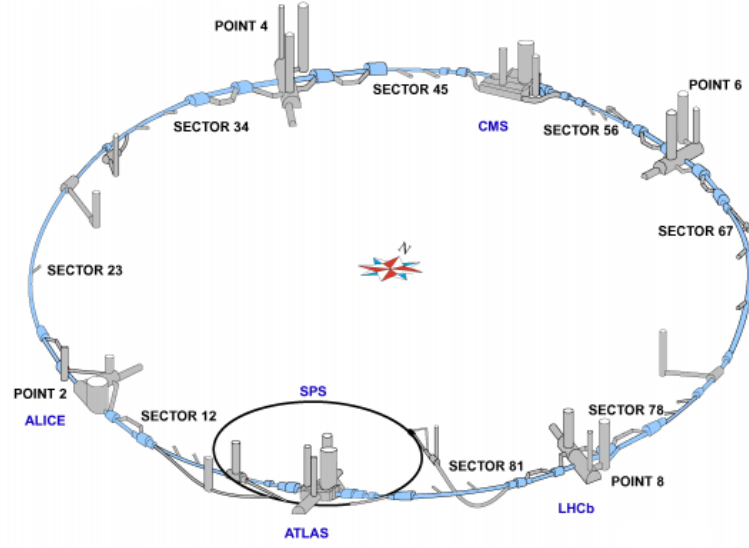


Figura 18: O acelerador LHC e seus diferentes setores e pontos de interação.

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f_{rev} n_B N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (1)$$

onde f_{rev} é a frequência de revolução do acelerador, γ é o fator relativístico, ϵ_n é a emitância transversa ¹ (nominalmente $3,75\mu\text{m}$), n_B é o número de pacotes por feixe e F é um fator de redução devido ao ângulo entre os feixes, dado por:

$$F = \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (2)$$

onde θ_c é o ângulo de cruzamento e σ_z é o valor RMS do comprimento de pacote. Definições de outras variáveis são dadas na tabela 1.

O feixe do LHC é criado no acelerador PS (*Proton Synchrotron*) à energia de 26 GeV, depois é pre-acelerado, em 12 ciclos, no SPS até 450 GeV e por fim é transferido para o LHC para ser acelerado até 7 TeV.

Cada pacote de prótons no LHC, contém $1,15 \times 10^{11}$ partículas, com dimensão longitudinal da ordem de 8 cm e variação transversa da ordem de milímetros. Perto dos pontos de interação essa variação é reduzida a $16,7\mu\text{m}$. O tempo de cruzamento entre pacotes de prótons é de 25 ns (frequência de 40 Mhz).

¹Emitância: medida de quanto a partícula se afasta da trajetória ideal, em várias voltas no acelerador. É conservada ao longo da evolução temporal.

Tabela 1: Parâmetros nominais do LHC.

Parâmetro	Variável	Valor
Energia do feixe: energia dos prótons do feixe.	E	7 TeV
Campo magnético de dipolo: intensidade do campo usado para curvar a trajetória do prótons acelerados.	B	8,33 T
Luminosidade: é definida como $f_c N^2 / A$, onde f_c é a frequência de colisão, N número de partículas do feixe e A área efetiva de interação. É uma medida da taxa de interações por unidade de área de seção transversal.	$\mathcal{L}$	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Separação de pacotes: intervalo de tempo entre dois pacotes.	τ_b	25 ns
Número de pacotes: Número de pacotes por feixe.	n_B	2808
partículas/pacote: número de partículas por pacote.	N_p	$1,15 \times 10^{11}$
Função beta no PI (Ponto de Interação): tamanho máximo do feixe, no PI, considerando todas as partículas que estão circulando no acelerador. É um parâmetro referente à qualidade da ótica (foco) do feixe.	β^*	0,55 m
Raio RMS no PI: Valor RMS do tamanho transverso do feixe.	σ^*	$16,7 \mu\text{m}$
Duração da luminosidade: Tempo o qual a mesma luminosidade instantânea é mantida pelo colisor.	τ_L	15 h
colisões/cruzamento: Número médio de colisões por cada cruzamento de pacotes.	n_c	$\simeq 20$

2.2 Sistema de traços

O sistema de traços do CMS é responsável pela medida de *momentum* e carga de todas as partículas carregadas na região de acceptance do sistema, $|\eta| < 2,5$. Além de *momentum* e carga, o sistema de traços é usado para determinação de possíveis vértices secundários que podem acontecer numa interação na escala de energia do LHC, em especial decaimentos de *quark* b e tau. Esse subdetector pesa aproximadamente 4 toneladas e tem 2,6 m de diâmetro e 5,8 m de comprimento distribuídos simetricamente, em formato cilíndrico, ao redor do ponto de interação.

Em virtude da necessidade de lidar com altíssimos fluxos de partículas, em especial nas regiões mais internas, o sistema de traços possui 10 camadas de microtiras de silício, as quais, em conjunto com 3 camadas muito perto do ponto de interação, garantem a granularidade e resolução necessárias para atingir as expectativas deste subdetector. As camadas mais internas, feitas de detectores do tipo *pixel* têm raio de 4,4 cm, 7,3 cm e 10,2 cm, já as mais externas tem raio até 1,1 m. Essas camadas são complementadas por dois discos de *pixel* e 3 mais 9 discos de tiras de silício, em cada lado, totalizando 200 m² de tiras.

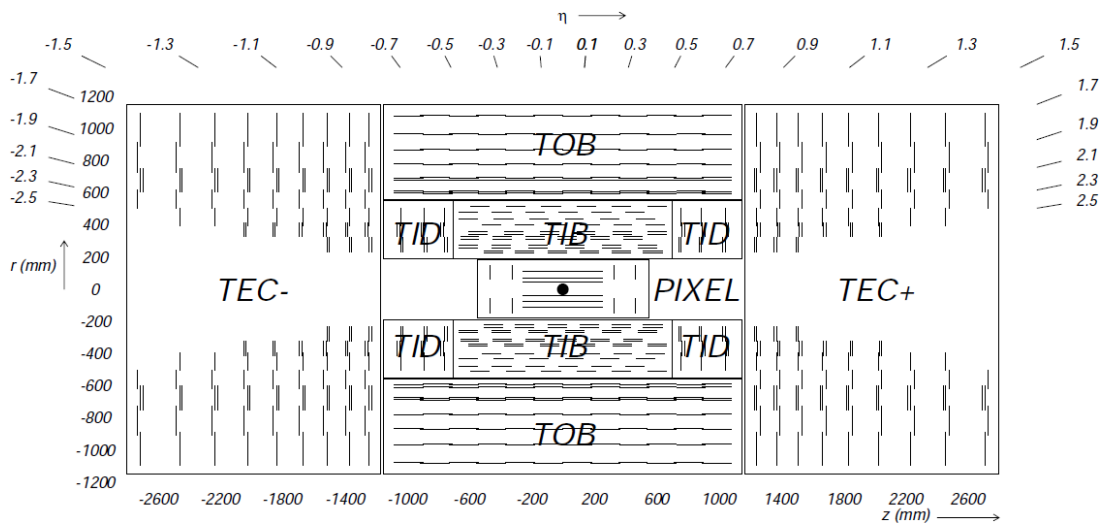


Figura 19: Esquema do corte longitudinal do sistema de traços. As linhas externas representam diferentes regiões de η .

A parte do sistema de traços composta de tiras de silício é dividida em 3 diferentes subsistemas: o barril e discos internos, TIB e TID (*Tracker Inner Barrel and Disks*) respectivamente, o barril exterior, TOB (*Tracker Outer Barrel*) e as tampas TEC (*Tracker Endcap*). A figura 19 mostra o sistema de traços e seus subsistemas.

O TIB/TID, localizados após as camadas de *pixel*, se estendem até o raio de 55 cm e são compostos de 4 camadas no barril e 3 discos em cada extremidade, fornecendo assim até 4 medidas em $r - \phi$ de uma trajetória. Ao redor do TIB/TID está o TOB, o qual tem raio exterior de 116 cm e consiste de 6 camadas de tiras de silício, fornecendo até 6 medidas em $r - \phi$. Já

as tampas TEC (+ e -) cobrem todo o raio do sistema de traços e são compostas de 9 discos, perpendiculares ao feixe, cobrindo a região $124 \text{ cm} < |z| < 282 \text{ cm}$ e 9 medidas em $r - \phi$, totalizando pelo menos 9 medidas em todo o sistema de traços com resolução total de $10 \mu\text{m}$ no plano $r - \phi$ e $20 \mu\text{m}$ na direção z . Isso é possibilitado por 9,3 milhões de tiras e 66 milhões de *pixels*.

Em termos de comprimento de radiação, o sistema de traços do CMS vai de $0,4 X_0$ (comprimento de interação ²) até $1,8 X_0$, para η variando entre aproximadamente 0 e 1,4, até cair para $1,0 X_0$ em $|\eta| = 2,5$.

2.3 Sistema de múons

A detecção de múons é uma importante ferramenta para observação de assinaturas de processos interessantes no LHC. O sistema de múons do CMS, em conjunto com o sistema de traços, é responsável pela informação sobre a passagem, *momentum* e posição de múons. Tudo isso é feito em alta resolução devido, em especial, ao intenso campo magnético solenoidal. Esse sistema está localizado em volta do calorímetro e cobre uma região de $|\eta| \leq 2,4$. Assim como outras partes do detector, também é dividido em um barril e duas tampas, totalizando 25000 m^2 sem intervalos de aceitação não instrumentados. O sistema de múons é constituído de 3 diferentes subdetectores (figura: 20).

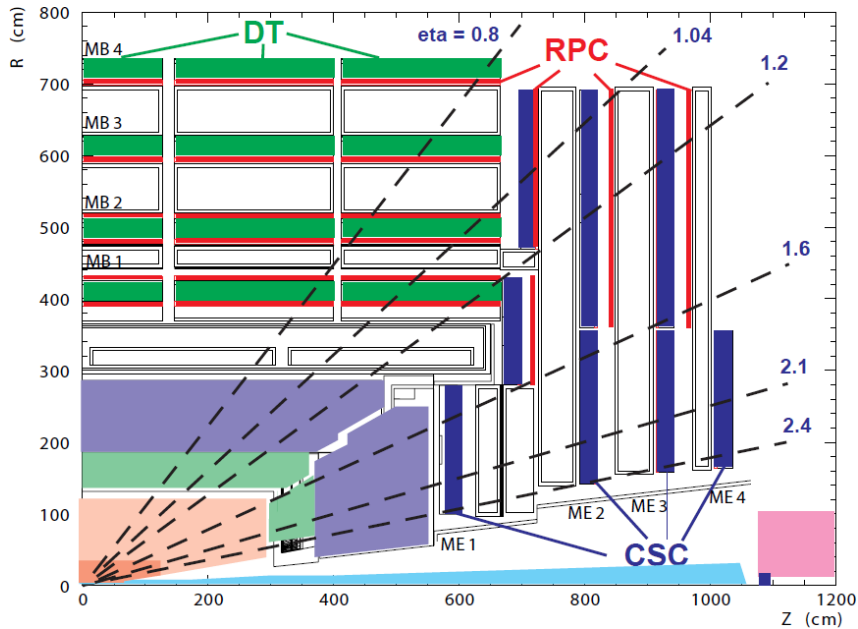


Figura 20: Câmaras do barril do sistema de múons, $|R| > 350 \text{ cm}$ e $|z| < 700 \text{ cm}$. As câmaras CSC e as RPCs, no barril e tampa. As linhas tracejadas representam diferentes regiões de η .

²Comprimento de interação: caminho médio necessário para reduzir a energia de uma partícula relativística por um fator de $1/e$ (inverso do número de Euler), ou seja 0,368, enquanto ela atravessa a matéria.

- Tubos de arrasto, DT (*Drift Tubes*): são 250 câmaras posicionadas no barril e ocupam uma região de $|\eta| \leq 1,2$ em 4 camadas: MB1 (raio de 4,0 m), MB2 (raio de 4,9 m), MB3 (raio de 5,9 m) e MB4 (raio de 7,0 m). Cada uma dessas câmaras é vizinha de 1 ou 2 RPCs.
- Câmaras de tiras de Catodos, CSC (*Cathode Strip Chamber*): são 468 CSCs posicionados nas tampas do sistema de múons, na região de $0,9 \leq |\eta| \leq 2,4$. Junto com os tubos de arrasto são responsáveis pelas medidas de posição e *momentum*.
- Câmaras de placas resistivas, RPC (*Resistive Plate Chamber*): são 36 câmaras localizadas nas tampas e no barril na região de $|\eta| \leq 1,6$. São responsáveis pela informação, rápida e independente, sobre a passagem de múons e tem ligação direta com o sistema de *trigger*.

Com essas características, o sistema de múons tem eficiência de reconstrução *offline* ³ de 95% – 99%.

2.4 Calorímetros

2.4.1 Calorímetro eletromagnético

O Calorímetro eletromagnético do CMS, ECAL (*Electromagnetic Calorimeter*) é um calorímetro homogêneo instalado ao redor do sistema de traços com o objetivo de medir a absorção de partículas que interagem eletromagneticamente e com pouca penetração, como fótons e elétrons. O ECAL possui 61200 cristais cintilantes de tungstato de chumbo ($PbWO_4$) na parte central e 7324 cristais nas tampas. Os cristais possuem alta densidade ($8,28 \text{ g/cm}^3$), pequeno raio de Molière ⁴ ($R_M = 2,2\text{cm}$), pequeno comprimento de interação e aproximadamente 80% da luz é emitida em 25ns (da mesma ordem do tempo de cruzamento de pacotes do LHC), além de boa granularidade e resistência à radiação. Essa configuração torna possível um detector compacto e com boa resolução de energia. A medida de energia dessas partículas será feita através da perda de energia por *bremsstrahlung*, produção de pares e posteriormente ionização, até depositarem completamente toda sua energia no calorímetro. Um critério importante no projeto de ECAL é a possibilidade de se detectar fótons vindos do decaimento de bósons de Higgs no canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Um dos desafios do ECAL é criar uma eletrônica capaz de operar em 4 T de campo magnético. Alguns instrumentos, como fotomultiplicadoras, tiveram que ser criados especial-

³Eficiência de reconstrução *offline*: razão entre a quantidade de múons reconstruídos e o número de múons que atravessaram o sistema de múons.

⁴Raio de Molière: valor constante, característico do material, o qual está relacionado com a dimensão transversa típica de um chuveiro eletromagnético iniciado pela incidência de um fóton ou elétron de alta energia. Por definição, é o raio de um cilindro que contenha, em média, 90% de deposição de energia. Mais informações em [31].

mente para tal. Outro desafio é a dificuldade de acesso para manutenção devido à estrutura e ao posicionamento do ECAL, além de exigir pouca variação de temperatura.

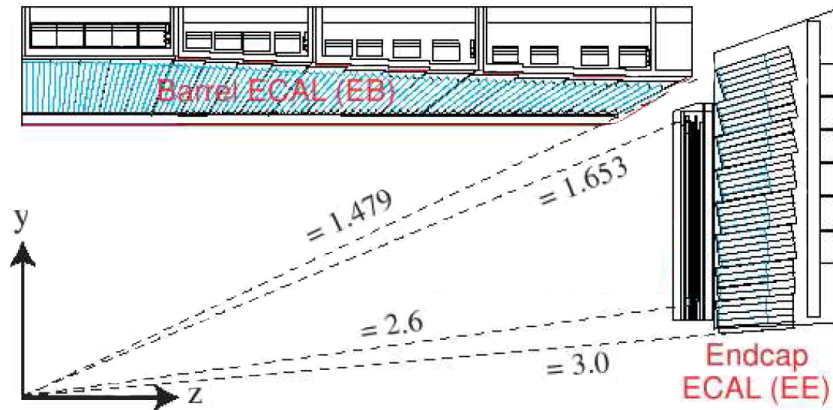


Figura 21: Esquema do corte longitudinal do calorímetro eletromagnético e suas divisões com as correspondentes regiões em η .

O ECAL está dividido em duas partes (figura: 21), o barril EB (*Electromagnetic Barrel*) e tampas EE (*Electromagnetic Endcap*), os quais garantem sempre um tamanho de, pelo menos, $25 X_0$ (comprimento de radiação).

O EB possui raio de 129 cm e cristais com seção transversal de $22 \times 22 \text{ mm}^2$ e comprimento de 230 mm, distribuídos em $|\eta| < 1,479$, os quais possuem um leve desvio em relação à linha radial que leva ao ponto de interação (3° de desvio), isso é feito para evitar regiões de aceitação não instrumentadas em relação ao caminho das partículas. Já as tampas, EE, estão localizadas a 314 cm (com o campo magnético ligado) do ponto de interação, em $1,479 < |\eta| < 3,0$, e são compostas de semidiscos com estruturas de 5×5 cristais distribuídos em $x - y$ e não em $\eta - \phi$. Os cristais possuem seção transversal de $28,6 \times 28,6 \text{ mm}^2$ e comprimento de 220 mm.

Em termos de instrumentação para captação da luz emitida pelos cintiladores, o barril está equipado com APDs (*Silicon Avalanche Photodiodes*) e as tampas possuem VPTs (*Vacuum Phototriodes*). As diferentes escolhas estão ligadas com variações na configuração do campo magnético nas duas regiões. Ambas instrumentações foram desenvolvidas especialmente para o CMS.

2.4.2 Calorímetro hadrônico

O calorímetro hadrônico do CMS (figura: 22), HCAL (*Hadronic Calorimeter*) é um subdetector importante para a medida de jatos hadrônicos e energia transversa faltante, esta última pode ser associada com a produção de neutrinos de alto *momentum* transversos (duros). O HCAL está posicionado entre a parte externa do ECAL ($R = 1,77 \text{ m}$) e a parte interna do solenoide supercondutor ($R = 2,95 \text{ m}$) e é composto de quatro partes chamadas: barril, tampas,

externo e frontal, este último, devido a sua importância para esse trabalho, será detalhado na seção 2.5.

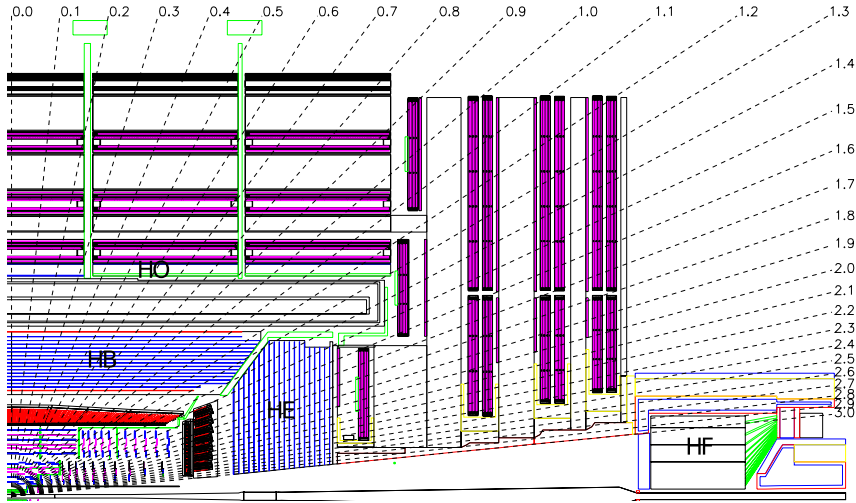


Figura 22: Esquema do corte longitudinal do calorímetro hadrônico e suas divisões com as correspondentes regiões em η .

O barril, chamado de HB (*Hadronic Barrel*), é a parte do calorímetro que cobre a região de pseudorapidez $|\eta| < 1,3$. Ele consiste de 36 partes, azimutalmente distribuídas, as quais formam dois meios-barris (HB+ e HB-). Cada parte é dividida em 4 regiões azimutais; além disso, cada parte também é composta por placas, as quais são montadas com determinada sobreposição, de forma a não haver região não instrumentada.

As placas plásticas estão divididas em 16 setores em η resultando em uma segmentação $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0,087; 0,087)$, com regiões mortas, entre as partes, de menos de 2 mm. Tais placas são compostas de 70000 tiras de fibra, que usam o método de deslocamento de comprimento de onda. Os setores, em η , de 1 a 14 têm um sistema de leitura eletrônica individual, já as torres mais distantes (próximas das tampas) têm leitura segmentada, conforme a figura 23.

As tampas do calorímetro hadrônico, HE (*Hadronic Endcap*), cobrem uma boa parte da pseudorapidez do CMS, $1,3 < |\eta| < 3,0$ (13,2% do ângulo sólido). Essa região irá conter, aproximadamente, 34% de todas as partículas, de estado final, criadas nas colisões de prótons. Devido ao alto fluxo de partículas, o HE tem que ser constituído de material resistente à radiação. Por estar inserido no final do magneto solenoidal, o HE não pode ser constituído de material magnético, e deve ser capaz de conter o máximo possível de interações hadrônicas, para que nada escape sem interagir.

O absorvedor foi projetado de forma a minimizar as regiões mortas entre o HB e o HE, em vez de priorizar a resolução de energia de partículas, já que o HE é muito sensível ao empilhamento, fragmentação de párons e efeitos do campo magnético. A construção do HE é composta, hermeticamente, de placas de bronze, com espessura de 79 mm e com intervalos 9 mm, os quais acomodam os cintiladores. Tal estrutura resulta em um calorímetro com 10

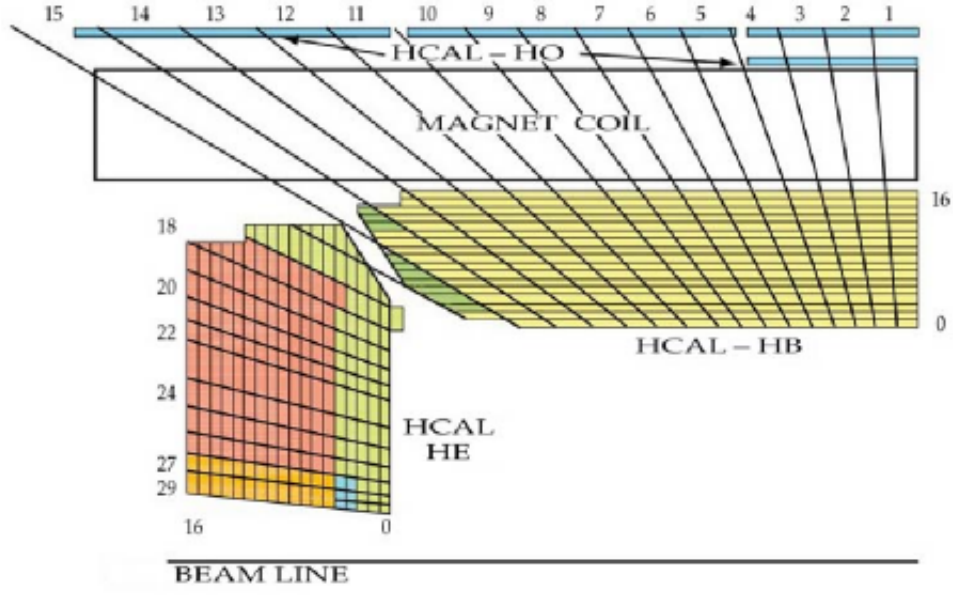


Figura 23: Segmentação do HCAL, no plano r, z . As diferenças de cor representam os agrupamentos ópticos com diferentes sistemas de leitura.

comprimentos de interação. Na camada mais externa do HE, há uma região de corte onde é feita a instalação dos fotodetectores e da eletrônica.

As bandejas de cintiladores são compostas de fibras de deslocamento de comprimento de onda WLS (*WaveLength Shifting*), basicamente do mesmo tipo das usadas no HB. Já como fotodetector foram usados fotodiodos híbridos *multipixel* (HPD), por sua baixa suscetibilidade ao campo magnético e seu grande alcance dinâmico.

Por consequência do ambiente de alta radiação o HE possui também segmentação longitudinal, de forma que correções nos coeficientes de calibração podem ser aplicadas, resultando em uma granularidade do HE de $(\Delta\eta; \Delta\phi) = (0,087; 0,087)$ para $|\eta| < 1,6$ (a mesma do HB) e $(\Delta\eta; \Delta\phi) \approx (0,17; 0,17)$ para $|\eta| > 1,6$.

O calorímetro hadrônico externo, HO (*Hadronic Outer*), é um subdetector instalado visando garantir uma correta absorção dos chuveiros hadrônicos de alta energia, os quais, nem sempre são completamente absorvidos pelos EB e HB. O HO está localizado na mesma região de pseudorapidez do HB ($|\eta| < 1,3$), porém na parte externa ao magneto solenoide. Dessa forma, o HO também usa o magneto como absorvedor, com comprimento de interação de $1,4/\sin\theta$. No total, o HO tem pelo menos $11,8 \lambda_I$, a não ser perto da interface do HB e HE. A parte mais externa do HO está restrita pelo Sistema de Múons, detalhado na seção 2.3.

Assim como os outros componentes do calorímetro hadrônico, o HO é composto de fibras WLS e possui granularidade $(\Delta\eta; \Delta\phi) = (0,087; 0,087)$. O HO está dividido em 5 anéis em η , da mesma forma que o sistema de múons. Cada anel, numerado como -2, -1, 0, +1, +2, de acordo com o crescimento de η , está dividido em 12 setores de ϕ , cada setor é composto de 6 fatias, também em ϕ . A unidade de detecção mínima do HO é chamada de tira, as quais

estão distribuídas de forma perpendicular à direção radial a uma distância, radial de 3,82 m ou 4,07 m, dependendo da camada a qual a tira pertence. Já a segmentação em η é dada pelo número de tiras em cada camada. Esses conjuntos de tiras recebem o nome de bandejas.

A luz produzida pelas fibras é coletada e transportada até os fotodetectores, os quais estão longe inclusive do sistema de múons. Um conjunto de fibras ligadas a um mesmo conector óptico é chamado de *pigtail*. Cada bandeja tem 2 *pigtails*, em um total de 864.

Com a absorção complementar na região central, o HO tem importância especial para medidas de energia transversa faltante, em especial procuras de altíssima $E_T^{faltante}$, como partículas supersimétricas.

2.5 Calorímetro hadrônico frontal

O calorímetro hadrônico frontal, HF (*Hadronic Forward*), é composto por dois sub-detectores, situados em cada extremidade longitudinal do CMS, constituintes do sistema de calorímetros hadrônicos. Esse calorímetro tem essencial importância neste estudo, dada sua localização na região frontal do experimento, $3,0 \leq |\eta| \leq 5,0$.

O HF estará sujeito a um fluxo de partículas extremamente intenso: em média 760 GeV por interação, o que é muito mais do que os 100 GeV da região central. Essa distribuição de energia não é constante na pseudorapidez, sendo muito pronunciada na parte frontal. A taxa de hádrons carregados também será altíssima, da ordem $10^{11}/\text{cm}^2$ no absorvedor, o qual está a 125 cm da linha do feixe. Todos esses fatores, levados em conta, fizeram do projeto do HF um grande desafio.

Como material ativo do HF foram escolhidas fibras de quartzo, as quais apresentam boa dureza em relação aos efeitos da radiação. O sinal é gerado quando partículas com energia acima do limiar de Cherenkov (190 keV para elétrons), geram luz Cherenkov. Mais de 1000 km de fibras foram usadas nos HF. O calorímetro consiste ainda de placas de aço absorvedor com ranhuras, de 5 mm de espessura. Cada fibra pode ser de dois comprimentos: 143 cm (chamadas de fibras curtas, **S**) ou 165 cm (chamadas de fibras longas, **L**). As fibras **S** têm seu início em 22 cm depois da parte frontal do HF, enquanto que as fibras **L** estão dispostas em todo o comprimento do detector. Isso é feito para viabilizar a distinção entre partículas de interação tipicamente eletromagnética (fótons e elétrons) e hádrons. Fótons e elétrons depositam boa parte de seu sinal nas primeiras fibras (de 22 cm), enquanto que os hádrons depositam sinal de forma uniforme em todo o detector.

O HF tem um formato cilíndrico, ao redor da linha do feixe, com raio interno de 12,5 cm e externo de 130,0 cm (figura: 24), a 11,2 metros do ponto de interação. O HF está particionado em torres com $0,175 \times 0,175$ em $\eta - \phi$ e está hermeticamente colocado dentro de um escudo de radiação e sobre uma mesa que suporta 240 t com menos de 1 mm de torção, possibilitando um excelente alinhamento com a parte central do detector.

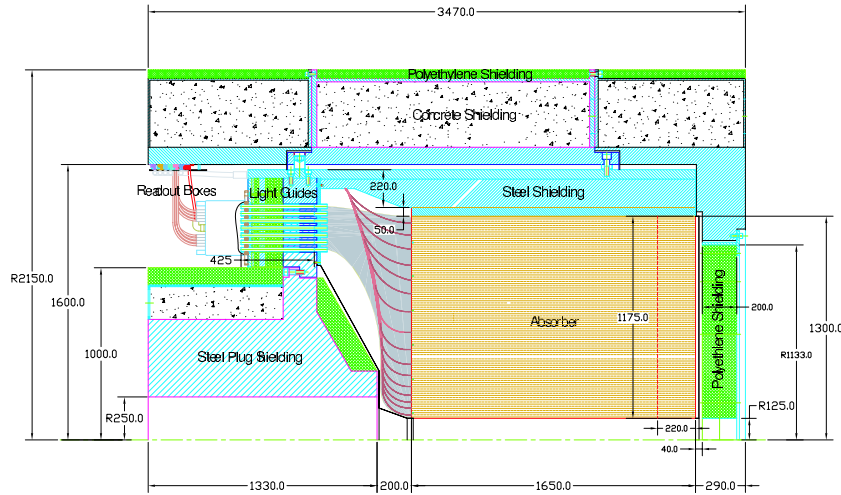


Figura 24: Esquema do corte longitudinal do calorímetro hadrônico frontal. Todas as dimensões estão em milímetros.

Os guias de luz estão acoplados a fotomultiplicadoras, de 8 estágios, com janelas de vidro borossilacado. A caixa de leitura, RBX (*read-out-box*) contém 24 fotomultiplicadoras e está isolada de radiação.

2.6 CASTOR

O calorímetro CASTOR (*Centauro And Strange Object Research*) é baseado em radiação Cherenkov, de aparência cilíndrica e projetado para a região muito frontal do CMS ($5,2 \leq |\eta| \leq 6,6$), o qual tem por objetivo estudar colisões de íons pesados, fenômenos difrativos e de baixo x de Bjorken. O CASTOR está instalado a 14,38 m de distância do ponto de interação do CMS (figura: 25), ao redor da linha do feixe e dividido, azimutalmente, em 16 semi-oitavos e longitudinalmente em 14 segmentos.

No período de 25 de janeiro até 25 de março de 2008 tive a oportunidade, pelo programa HELEN - *High Energy Physics Latinamerican-European Network*, de trabalhar no laboratório CERN, em Genebra - Suíça, na construção e montagem do protótipo do subdetector CASTOR. Durante esse período fui responsável pela preparação das folhas de Tyvek, o qual é um material semelhante a papel, colocado entre as placas de quartzo (material ativo) e tungstênio (material absorvedor) com o objetivo principal de dar proteção mecânica aos cristais. Além disso trabalhei junto com o grupo do CASTOR na montagem do protótipo do detector para testes e calibrações. Outra atividade iniciada durante minha permanência no CERN, pelo programa HELEN, foi a análise da produção de díjetos difrativos a qual será apresentada no capítulo 4.

A energia eletromagnética e total do CASTOR pode ser medida com uma resolução melhor que 1%. Para tal, assim como no HF, placas de quartzo foram escolhidas como material ativo e tungstênio (densidade $\simeq 18,5 \text{ g/cm}^3$) como absorvedor, visando resposta rápida, dimensões compactas e dureza à radiação, características necessárias para qualquer instrumentação na

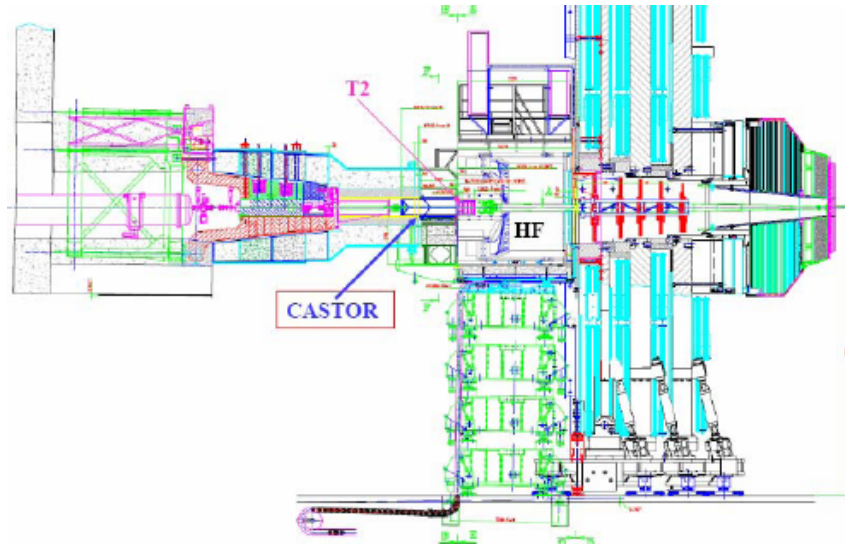


Figura 25: Localização do CASTOR na região frontal do CMS.

região frontal do CMS. O tamanho transversal típico de chuveiros, com $\beta \simeq 0,7^5$, no quartzo, é de 5-10 cm (hadrônico) e 10 mm (eletromagnético), com 95% do sinal contido na parte visível do chuveiro. Isto é aproximadamente 3 vezes menor do que o que acontece com os chuveiros dos calorímetros padrão (cintiladores).

Cada unidade padrão, SU (*Standard Unit*), do CASTOR é composta de uma placa de tungstênio e uma placa de quartzo. Na parte eletromagnética as placas de tungstênio tem 5 mm e as placas de quartzo 2 mm de espessura, em um conjunto de 10 SUs ($10,05 X_0$) divididas em 2 unidades de leitura. Já na parte hadrônica do detector, ambas as placas têm o dobro de espessura, em relação a eletromagnética, sendo essa parte composta de 12 unidades de leitura. Todas possuem uma inclinação de 45° , com respeito às partículas incidentes, que serve para maximizar a intensidade da luz Cherenkov capitada pelos guias de luz. A figura 26 mostra um esquema do CASTOR.

A luz Cherenkov produzida nos cristais de quartzo é conduzida por guias de luz, com centros de ar e revestidas internamente com folhas refletoras, até as fotomultiplicadoras localizadas na extremidade dos guias de luz.

⁵ β : razão entre velocidade do objeto e a velocidade da luz no vácuo.

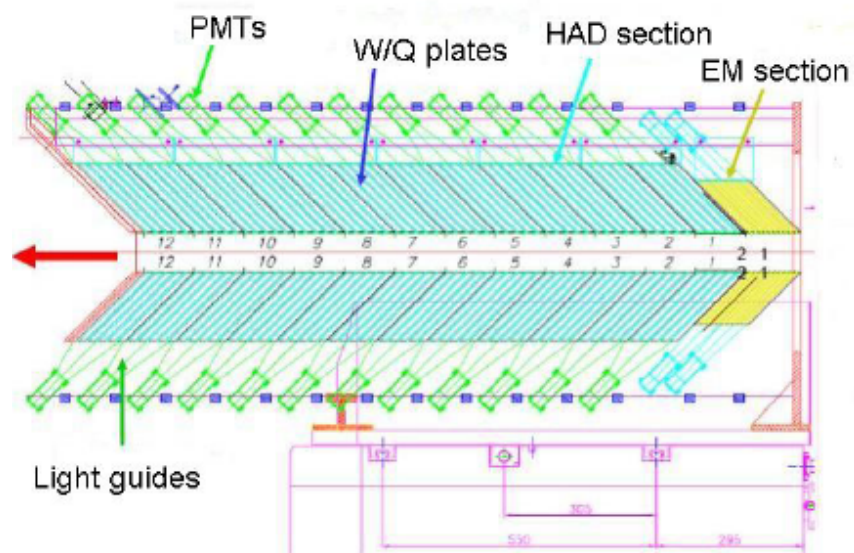


Figura 26: Esquema do corte longitudinal do calorímetro CASTOR com detalhes da sua geometria e seus componentes.

3 CORRELAÇÕES CINEMÁTICAS NAS TOPOLOGIAS DE DIFRAÇÃO DURA

Uma condição necessária para a realização de uma boa análise de dados em Física é possuir um bom conhecimento do espaço de fase, no qual a interação acontece. Isto significa um conhecimento aprofundado dos limites físicos de cada uma das variáveis cinemáticas, as quais nos auxiliam a reconhecer as distribuições de interesse e estabelecer os limites a serem trabalhados.

Muitas vezes nos deparamos com problemas de correlações entre variáveis cinemáticas. Essas correlações podem indicar a formulação do modelo que vamos trabalhar, no caso da produção difrativa de dijetos.

As distribuições que serão apresentadas foram produzidas a partir de amostras de difração simples e dupla troca de *pomeron*, com produção de dijetos, geradas com o gerador de Monte Carlo POMWIG [13], versão v2.0 beta e com as mesmas condições das amostras a serem discutidas na seção 4.1. O POMWIG é uma versão modificada do HERWIG [32] o qual é capaz de simular interações difrativas pela implementação do modelo de Ingelmann-Shlein [27]. Todos os subprocessos duros do HERWIG estão disponíveis para colisões *pomeron*-próton, fóton-*pomeron* e *pomeron*-*pomeron* no POMWIG. As amostras foram reconstruídas no sistema de computação do CMS, o CMSSW. Todas as amostras de difração simples foram geradas com o intervalo de rapidez somente no lado positivo do detector.

3.1 Cinemática

A figura 27 apresenta as distribuições de *momentum* transverso dos jatos reconstruídos a partir das torres do calorímetro, para difração simples e dupla troca de *pomeron*.

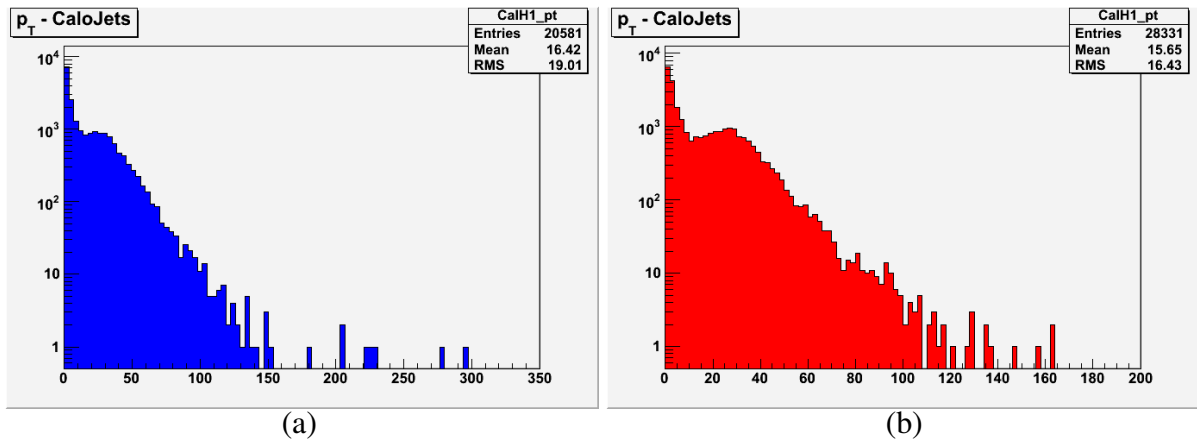


Figura 27: Distribuição do *momentum* transverso (GeV) de todos os jatos: (a) difração simples; (b) dupla troca de *pomeron*.

É possível observar uma alta concentração em baixo *momentum*. Já as depressões em torno de 18 GeV correspondem ao corte no *momentum* transverso dos pártons da interação dura, imposto no gerador.

As distribuições em η dos jatos são apresentadas na figura 28.

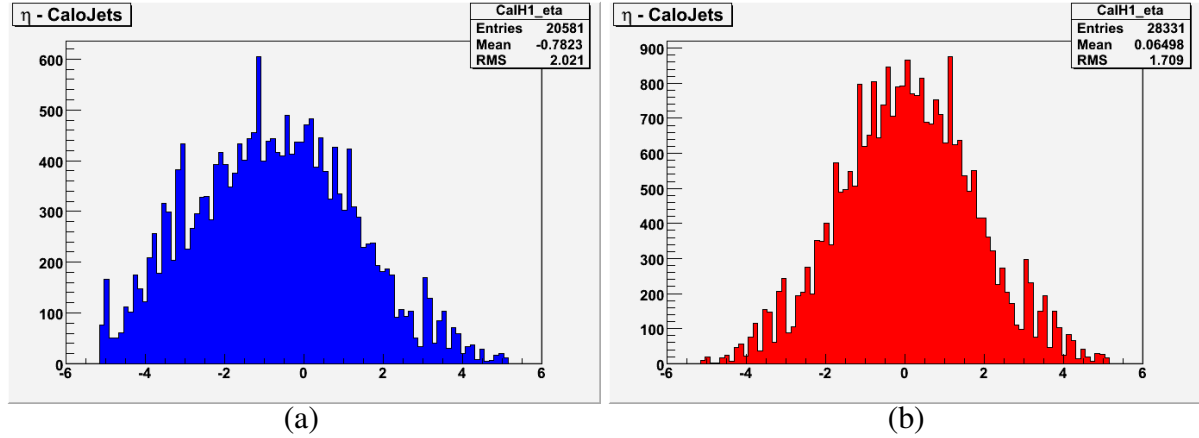


Figura 28: Distribuição de pseudorapidez: (a) difração simples; (b) dupla troca de *pomeron*. O eixo vertical representa o número de jatos com normalização arbitrária.

É possível observar o efeito do intervalo de rapidez nas diversas topologias. Como no caso da difração simples temos um intervalo no lado positivo, a distribuição de pseudorapidez não está distribuída em torno do centro. Enquanto que para a dupla troca de *pomeron*, como temos dois intervalos, a distribuição de pseudorapidez é simétrica em torno de $\eta = 0$.

A figura 29 mostra a distribuição, bidimensional, de energia e pseudorapidez dos jatos reconstruídos.

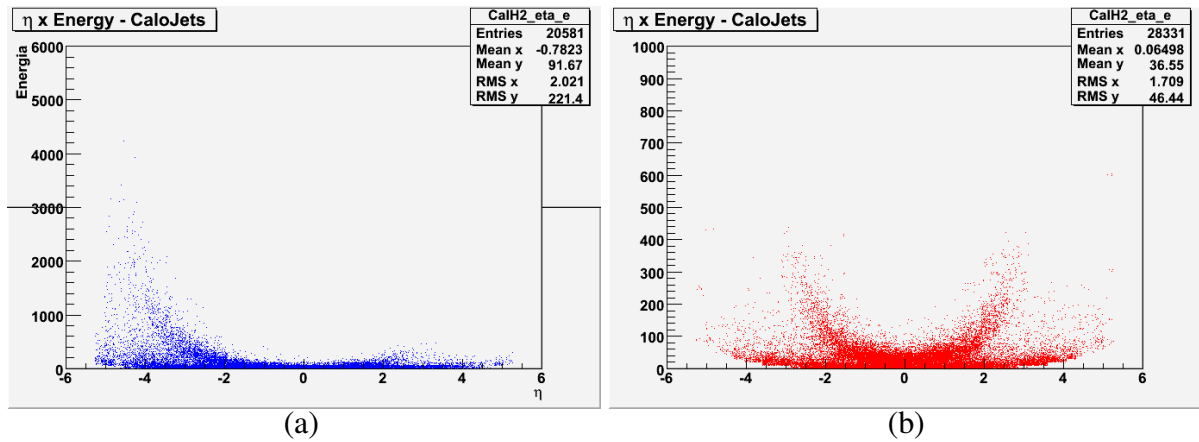


Figura 29: Distribuição de energia (GeV) e pseudorapidez: (a) difração simples; (b) dupla troca de *pomeron*. O eixo vertical representa o número de jatos com normalização arbitrária.

Mais uma vez, devido à diferença entre o número de intervalos e o posicionamento deles, a distribuição dos jatos, no caso de difração simples, está deslocada para a esquerda, em relação à dupla troca de *pomeron*.

Outro fato interessante é que, na distribuição de difração simples, fica claro que os jatos de maior energia estão localizados na região oposta ao intervalo, possibilitando definir o intervalo, em termos de seleção, como uma região de baixa atividade, normalmente no lado oposto ao sistema de dijetos.

3.2 Variáveis de forma do evento

Outro conjunto interessante de variáveis são as variáveis de forma do evento [33]. São três as variáveis aqui estudadas: aplanaridade, esfericidade e *thrust*.

É a partir dos autovalores λ_i do tensor de esfericidade (em 1) que a aplanaridade e esfericidade são definidas. Esse tensor é calculado a partir das componentes α e β dos *momenta* do jatos p_i (considerando todos os jatos do evento).

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_{jatos} p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_{jatos} |p_i|} \quad (1)$$

tal que, para os autovalores do tensor acima: $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ e $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$.

A aplanaridade, definida como:

$$A = \frac{3}{2} \lambda_1 \quad (2)$$

é uma medida de quanto o *momentum* não está distribuído em um plano, ou seja, o quanto aplanar é o evento. A aplanaridade é uma variável que varia de 0 a 1/2. Para aplanaridade nula o evento é distribuído completamente em um plano, para aplanaridade $A = 1/2$ o evento não possui nenhum plano privilegiado, ou seja, é colinear.

Nas distribuições de aplanaridade (figura: 30) para difração simples e dupla troca de *pomeron* os eventos são majoritariamente planares. Isso é uma característica dos eventos de dijetos não colineares, ou seja, ângulo entre os jatos menor que π . Vale lembrar que sendo a produção de dijetos por dupla troca de *pomeron* mais central que a por difração simples (figura: 28) os jatos por dupla troca de *pomeron* tendem a serem um pouco mais colineares.

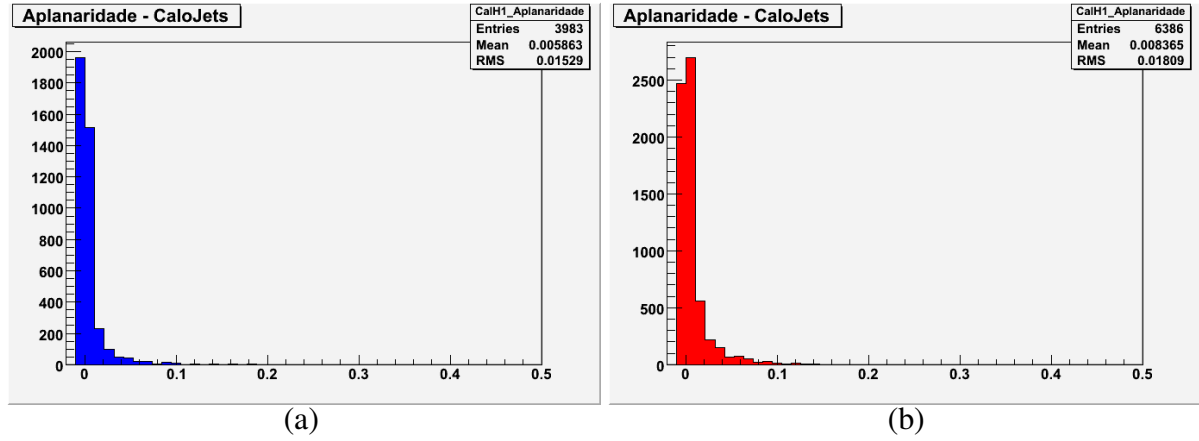


Figura 30: Distribuição da aplanaridade: (a) difração simples; (b) dupla troca de *pomeron*. O eixo vertical representa o número de eventos com normalização arbitrária.

A esfericidade (definida em: 3) é uma medida de quanto esfericamente o *momentum* é distribuído. Ela varia entre 0 e 1, onde 0 corresponde a um evento totalmente não-esférico e 1 corresponde a um evento isotrópico.

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) \quad (3)$$

A figura 31 mostra as distribuições de esfericidade.

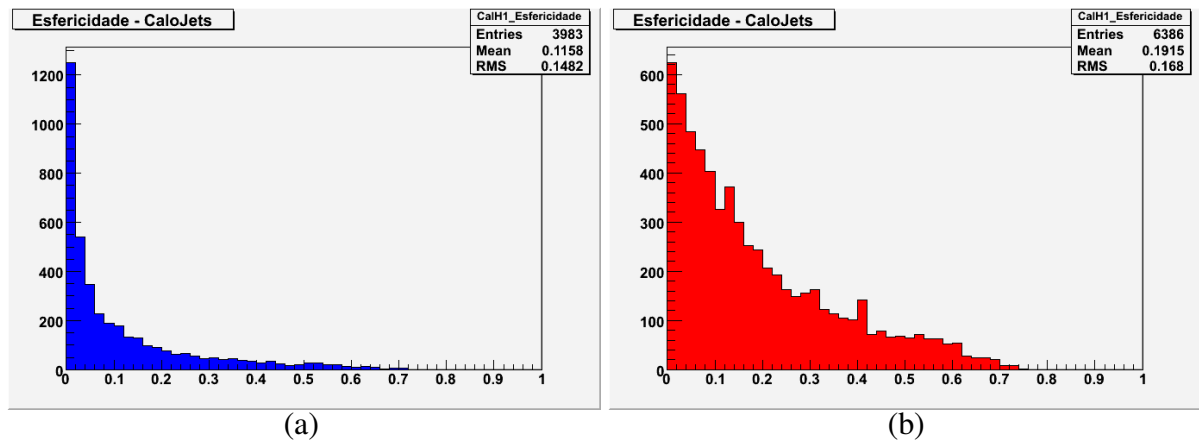


Figura 31: Distribuição da esfericidade: (a) difração simples; (b) dupla troca de *pomeron*. O eixo vertical representa o número de eventos com normalização arbitrária.

Para difração simples, a distribuição apresenta maior concentração na região de eventos não esféricos, já para dupla troca de *pomeron*, a distribuição também é concentrada em zero,

porém com uma queda mais suave. Isso ocorre porque a produção de jatos por difração simples acontece preferencialmente na região frontal (em apenas um lado do detector e em uma região mais estreita), já na dupla troca de *pomeron*, como a produção é central, os dois jatos principais tem um ângulo de abertura maior levando o fluxo de *momentum* para outras direções do detector.

O *thrust* é uma variável de forma do evento que nos diz o quanto existe um eixo preferencial do fluxo de *momentum*. *Thrust* é definido por:

$$T = \text{MÁX}_{\vec{n}} \left(\frac{\sum_{\text{jatos}} |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_{\text{jatos}} |\vec{p}_i|} \right) \quad (4)$$

onde p_i são os *momenta* dos jatos do evento e n é um vetor unitário ($|\vec{n}| = 1$) a ser definido, o qual maximiza a expressão entre parênteses.

A variável *thrust* pode assumir valores entre 1/2 e 1, onde 1/2 está relacionado com um evento isotrópico e 1 é um evento com um eixo totalmente dominante no fluxo de *momentum* dos jatos. Na figura 32 temos a distribuição do *thrust* para difração simples e dupla troca de *pomeron*.

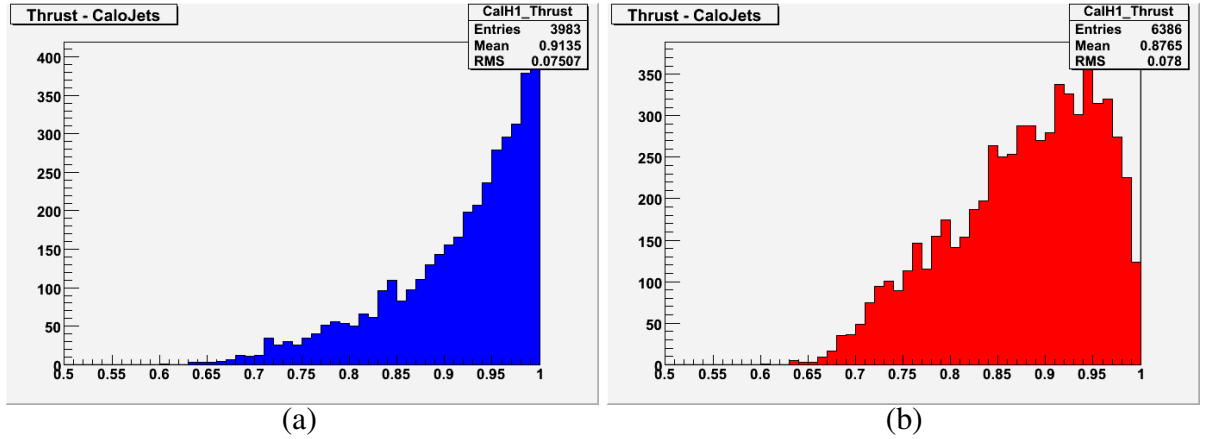


Figura 32: Distribuição do *thrust*: (a) difração simples; (b) dupla troca de *pomeron*. O eixo vertical representa o número de eventos com normalização arbitrária.

Podemos observar que tanto difração simples quanto dupla troca de *pomeron* os eventos estão distribuídos mais próximos dos altos valores de *thrust*, o que corresponde ao eixo dos dois jatos, porém, como na dupla troca de *pomeron* a produção é central, o *momentum* fora dos dois jatos flui em direções perpendiculares aos mesmos, já na difração simples o *momentum* fora dos dois jatos flui não tão transversal a eles (tanto os jatos quanto o resto do fluxo de *momentum* estão, preferencialmente, na região frontal).

4 ANÁLISE DA DIFRAÇÃO DURA NO CMS

Neste trabalho, estudaremos a reação de difração simples $pp \rightarrow Xp$, onde X inclui um sistema de dijetos (figura 33). Por se tratar de uma interação dura, essa reação é sensível à função da estrutura difrativa do próton, especialmente à sua componente gluônica, além de ser sensível à probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez, $\langle |S^2| \rangle$. No Tevatron, a razão medida entre difração simples e o processo inclusivo da produção de dijetos foi de aproximadamente 1% [9, 10, 11, 12]. Valores semelhantes foram obtidos para outros processos difrativos duros, como produção, por difração simples, de bósons vetoriais, sabores pesados, quarkônia [34]. As expectativas teóricas para o LHC são da ordem de menos de 1% [13, 14], contudo, existem incertezas significativas nessas previsões, em especial devido à incerteza de $\langle |S^2| \rangle$. Embora haja consenso de que, para processos difrativos duros nas energias de LHC, $\langle |S^2| \rangle$ seja aproximadamente 0,05 [15, 16], valores de $\langle |S^2| \rangle$ muito baixos como 0,004 e muito altos como 0,23 também foram propostos [17] e serão estudados.

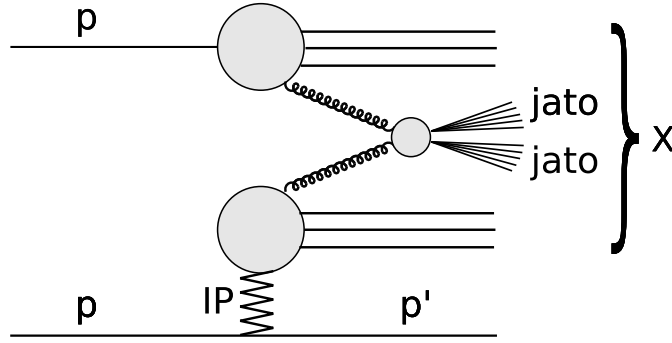


Figura 33: Esquema da reação de difração simples $pp \rightarrow Xp$ no qual X inclui um sistema de dijetos. O símbolo IP indica a troca de números quânticos do vácuo (*pomeron*). O intervalo de rapidez está posicionado entre o sistema X e o próton p' .

O objetivo desta análise é, por meio de simulações de Monte Carlo, quantificar a razão da produção entre dijetos difrativos e não difrativos no CMS, para 10 pb^{-1} de luminosidade integrada efetiva de interações únicas (sem empilhamento); supondo uma luminosidade instantânea de $2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Discutiremos também a viabilidade de se observar este tipo processo para diferentes valores de $\langle |S^2| \rangle$ e argumentaremos que uma simples observação deste tipo de evento pode ser suficiente para excluir valores muito pequenos da probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez.

Dois cenários experimentais são considerados aqui. No primeiro, não há nenhum detector frontal além do calorímetro HF (descrito na seção 2.5). Nesse caso, a cobertura na pseudorapidez é limitada à $|\eta| < 5$. No segundo, consideramos uma cobertura adicional em $-6,6 < \eta < -5,2$ por meio do calorímetro CASTOR (seção 2.6).

4.1 Simulação de Monte Carlo

Uma amostra de difração simples foi simulada, no ambiente de computação do CMS, com o gerador POMWIG. Para a função de distribuição partônica (PDF) do próton foi utilizada a parametrização CTEQ61 [35]. Já para a dPDF (PDF difrativa) e fator de fluxo do *pomeron* utilizamos os resultados do ajuste NLO H1 2006 - B [36]. Para o fator de fluxo, em especial, supomos os seguintes valores para os parâmetros: $\alpha_P(0) = 1,111$, $\alpha' = 0,06 \text{ GeV}^{-2}$ e $B_P = 55 \text{ GeV}^{-2}$. Em [13] podemos encontrar uma descrição mais detalhada sobre a parametrização do fator de fluxo no POMWIG.

Os eventos foram gerados na região cinemática de $10^{-6} < \xi < 0,2$, $10^{-6} < |t| < 4 \text{ GeV}^2$ com valor mínimo para o *momentum* transverso do espalhamento duro $\hat{p}_T > 40 \text{ GeV}$ e seção de choque efetiva (já levando em consideração $\langle |S^2| \rangle \simeq 5\%$) de 168 nb , o que resulta em torno de 1,7 milhões de eventos para cada 10 pb^{-1} de dados. A figura 34 mostra o espectro, gerado, da fração de *momentum* do próton carregada pelo *pomeron* (ξ).

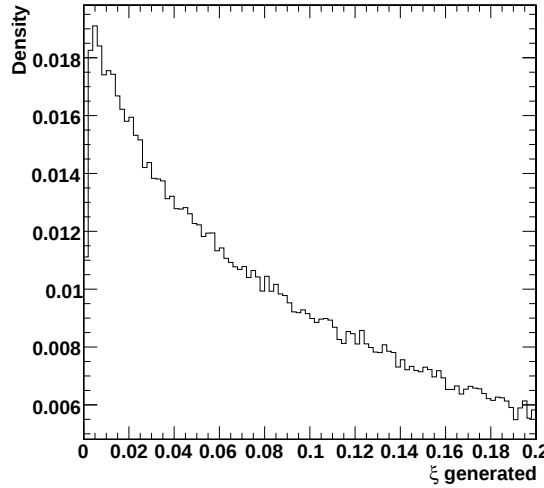


Figura 34: Espectro da fração de eventos gerados (com normalização arbitrária) pelo POMWIG em relação à fração de *momentum* carregada pelo *pomeron* (ξ) para produção de dijetos via difração simples.

Para produção não difrativa de dijetos utilizamos o gerador MADGRAPH [37]. A seção de choque desse processo, para valores de *momenta* do espalhamento duro $H_T > 100 \text{ GeV}$ ¹, é da ordem de $25 \mu\text{b}$.

A não ser quando mencionado o contrário, as amostras utilizadas nesta análise foram processadas na simulação rápida do CMS (*FastSim*) e programas padrões de emulação de *trigger* e reconstrução. A simulação rápida do CMS, considera um detector em condições perfeitas, incluindo calibração e alinhamento.

¹ $H_T = 2\hat{p}_T$

As seguintes amostras foram utilizadas:

- Produção difrativa de dijetos;

POMWIG: 214 mil eventos, correspondendo à uma luminosidade integrada de $1,3 \text{ pb}^{-1}$ (supondo as seções de choque mencionadas anteriormente);

- Produção não difrativa de dijetos.

MADGRAPH: 125 milhões de eventos com $100 < H_T < 250 \text{ GeV}$ (luminosidade integrada $> 5 \text{ pb}^{-1}$), 50 milhões de eventos com $250 < H_T < 500 \text{ GeV}$ ($> 50 \text{ pb}^{-1}$) e 20 milhões de eventos ($> 400 \text{ pb}^{-1}$).

A versão do CMSSW usada não inclui a simulação e reconstrução do CASTOR. Assim sendo, foi aplicado um corte de 10 GeV na energia de todas as partículas estáveis que atingiriam a região de aceitação do CASTOR ($-6,6 < \eta < -5,2$). Desta forma foi possível contar a multiplicidade de setores do CASTOR que seriam ativados.

4.2 Seleção de eventos

Em uma primeira etapa, foram selecionados eventos que possuem um sistema inclusivo de dijetos acima de um limiar de energia transversa, após esta etapa foram procurados eventos com assinatura difrativa, conforme definida a seguir.

Nessa seção, apresentaremos a seleção de *trigger*, seleção inclusiva de dijetos e o processo para extração da amostra difrativa de dijetos.

4.2.1 Trigger

No cenário de baixa luminosidade, no qual estamos trabalhando ($\mathcal{L} = 2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), dijetos difrativos serão selecionados pela sequência de *trigger* de alto nível, HLT (*High Level Trigger*)², HLT2jetAve30 [38]. Esse *trigger* requer pelo menos dois jatos com energia transversa média, não corrigida³, (E_T^{AVE}) maior que 30 GeV. No nível de *trigger* L1 (primeira camada de *trigger*), é utilizada a semente SingleJet30, a qual requer um jato (a nível L1) com energia transversa maior que 30. Um fator de prescala⁴ de 10 é aplicado no *trigger* de alto nível HLT

²Trigger de alto nível: Último nível de *trigger* do CMS. Baseada na nas seleções de primeiro nível (L1), essa sequência de *trigger* que atua sobre os objetos físicos reconstruídos em alto nível de computação, como jatos, múons, torres do calorímetros, energia transversa faltante, etc.

³Correções de jatos são correções padrões do CMS, chamadas de L2 e L3 (apesar da nomenclatura parecida não tem relação com os níveis do *trigger*, L1 e HLT), as quais tem por objetivo eliminar a diferença de escala de energia, JES (Jet Energy Scale), dos jatos observados em relação ao que foi gerado ou produzidos por colisão. Tais diferenças ocorrem devido à questões intrínsecas da reconstrução de jatos por calorímetros.

⁴Fator de prescala: É uma fator que indica quantos eventos, que passem na condição do *trigger* em questão, devem ser rejeitados antes que um evento seja aceito para processamento.

(*High Level Trigger*). A figura 35 mostra a distribuição de E_T^{AVE} , para eventos que passam pela seleção em L1 e o valor de ξ gerado, depois do *trigger* de alto nível. A pequena diferença de comportamento, entre as amostras difrativa e não difrativa, para baixo E_T , é reflexo dos diferentes $\hat{p}_T$ mínimos das duas amostras (40 GeV para o POMWIG e 50 GeV para o MADGRAPH). Informações mais detalhadas sobre o *trigger* do CMS podem ser obtidas em [5].

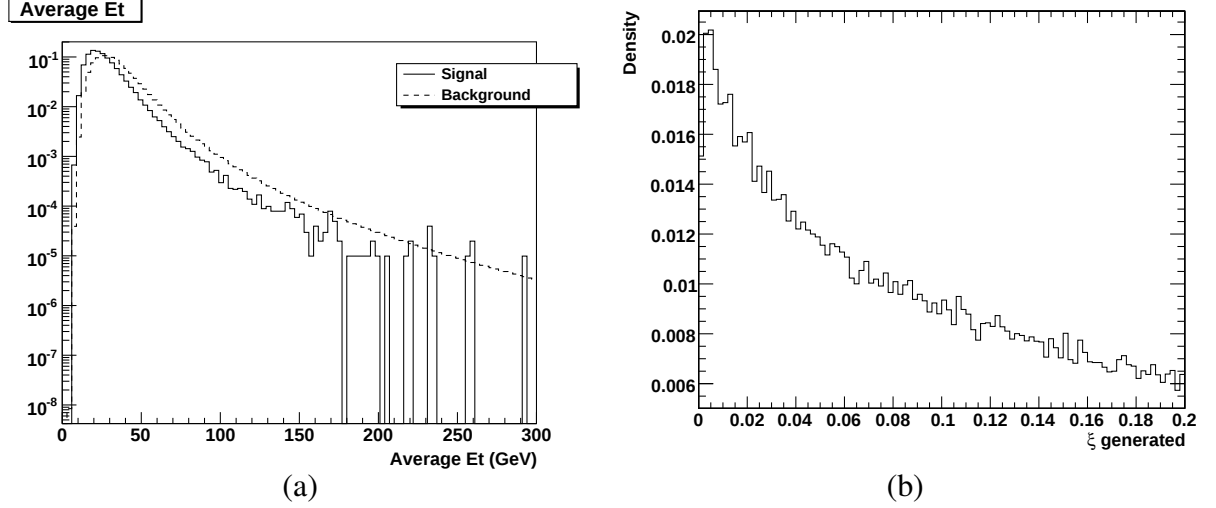


Figura 35: (a) Energia transversa média (GeV), não corrigida, dos dois jatos com maior energia para POMWIG (linha contínua) e MADGRAPH (linha tracejada), considerando somente eventos que passam pelo *trigger* L1SingleJet30, de nível L1. (b) Espectro da fração de eventos (normalização arbitrária) que passam pela seleção de *trigger* para a distribuição de ξ gerado do POMWIG.

A eficiência da seleção de *trigger*, para a amostra difrativa, é de $(32,2 \pm 0,1)\%$. Levando em conta essa eficiência, o fator de pré-escala e a seção de choque do processo, espera-se em torno de 50 mil eventos para 10 pb^{-1} de luminosidade integrada.

As figuras 36, 37 e 38 mostram as distribuições de E_T (energia transversa) dos dois jatos principais (mais energéticos), as distribuições de η (supondo que o próton foi espalhado apenas para o lado positivo do detector) e as distribuições de ϕ , além das distâncias entre os dois jatos no planos η, ϕ ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$). Todas as distribuições são apresentadas para ambas as amostras, POMWIG e MADGRAPH, após a seleção HLT. As depressões em $|\eta| \simeq 1,5$ correspondem à região de transição entre o barril e as tampas. As figuras mostram que as distribuições para as amostras difrativa e não difrativas têm forma similar, com exceção daquelas em função de η , que refletem as topologias diferentes dos eventos em questão.

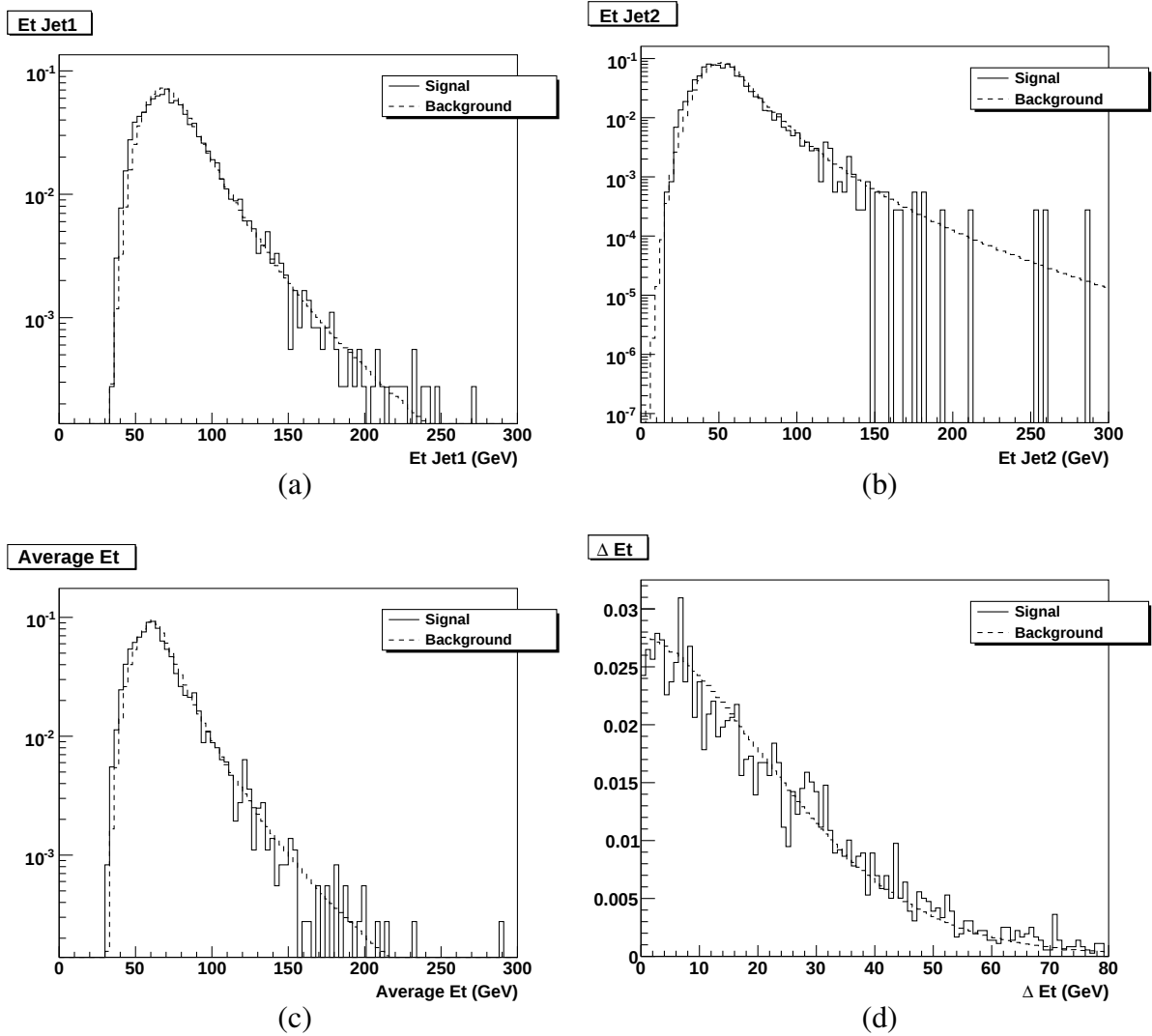


Figura 36: Distribuições de energia transversa dos jatos, após a seleção de HTL, para as amostras reconstruídas de POMWIG (linha contínua) e MADGRAPH (linha tracejada) antes dos cortes de seleção de dijets. Para facilitar a comparação, a área sob a curva é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Média de E_T dos dois jatos principais. (d) Diferença de E_T entre os dois jatos principais.

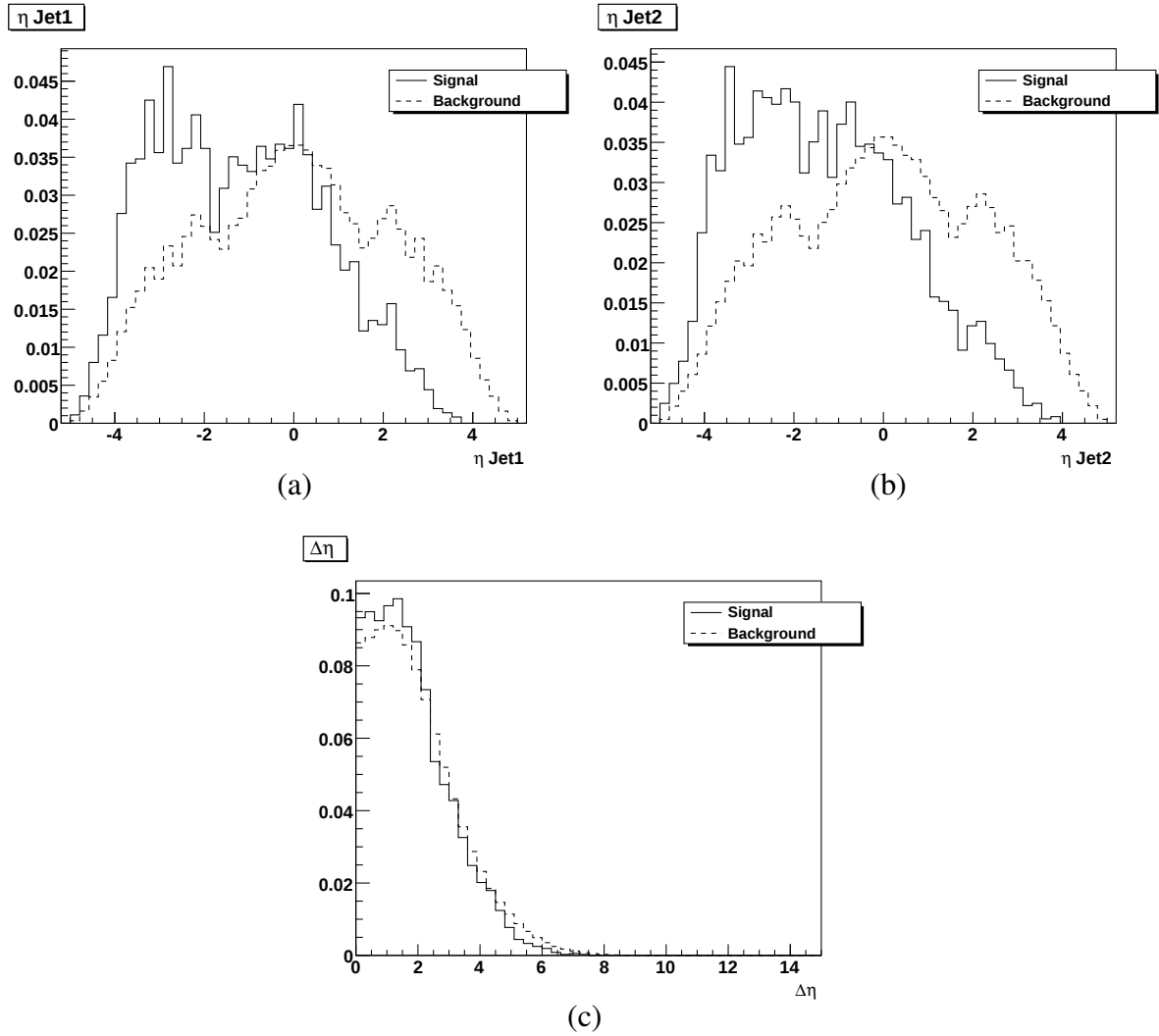


Figura 37: Distribuições de pseudorapidez de jatos após a seleção HLT para amostras reconstruídas de POMWIG (linha contínua) e MADGRAPH (linha tracejada) antes dos cortes de seleção de dijetos. Para facilitar a comparação, a área sob as curvas é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Diferença de pseudorapidez entre os dois jatos.

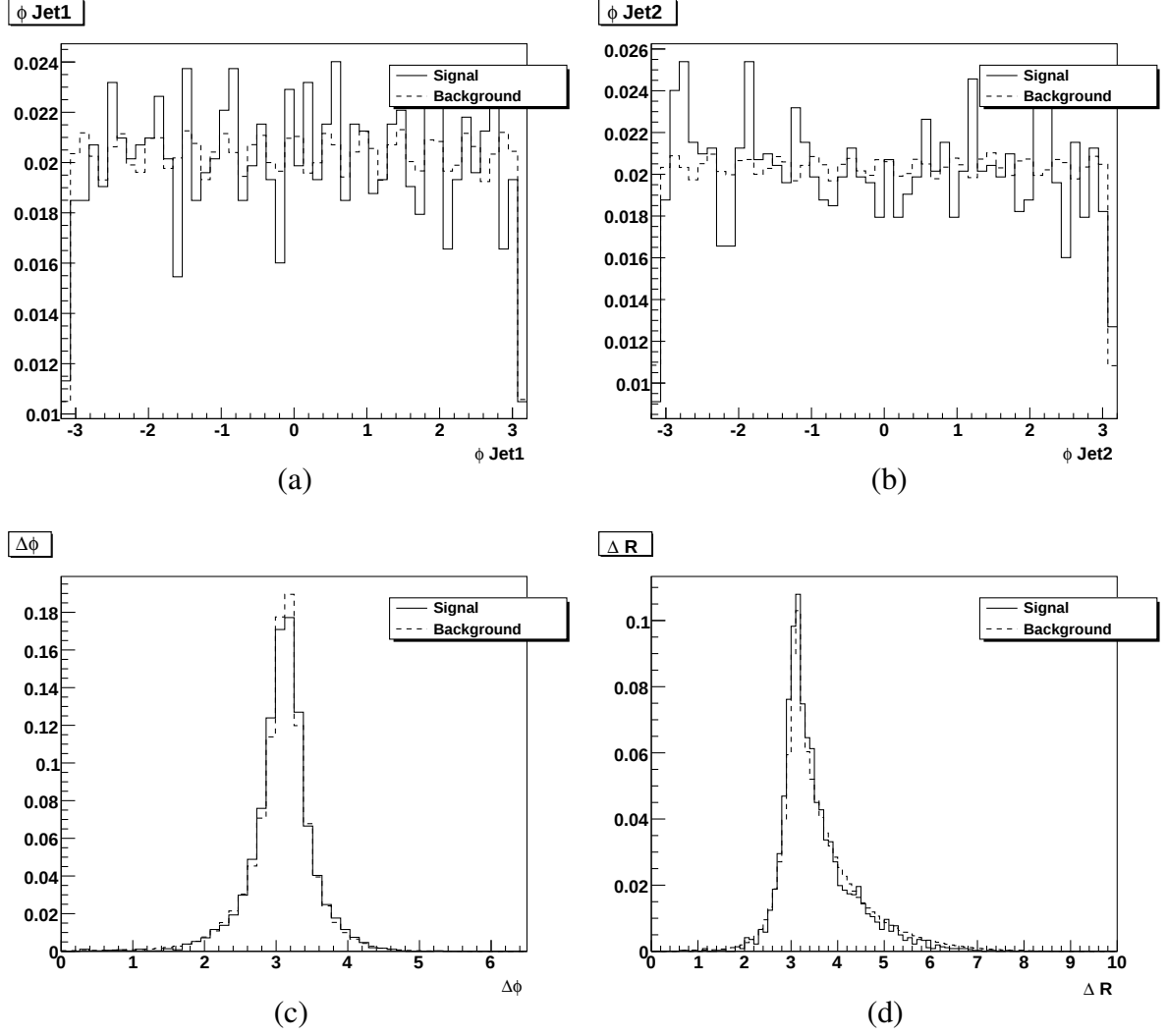


Figura 38: Distribuições de ângulo azimutal dos jatos após a seleção de HTL para amostras reconstruídas de POMWIG (linha contínua) e MADGRAPH (tracejada) antes dos cortes de seleção de dijetos. Para facilitar a comparação, a área sob as curvas é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Diferença de ϕ entre os dois jatos principais. (d) $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ entre os dois jatos principais.

4.2.2 Seleção de eventos inclusivos de dijetos

Após o HLT, são exigidos pelo menos dois jatos corrigidos (em nível de correção L2 e L3), com $E_T > 55$ GeV. Os jatos foram reconstruídos com o algoritmo SisCone5 [39]. Como será mostrado na seção 4.8, os resultados desta análise não dependem, de forma significativa, da escolha do algoritmo a ser utilizado.

4.2.3 Seleção difrativa

A figura 39 mostra a distribuição, ponderada pela energia (quanto maior a energia, maior o peso da entrada correspondente no histograma), de η para partículas estáveis (excluindo neutrinos) nos eventos difrativos e não difrativos, incluindo os prótons espalhados. Todos os eventos de difração simples, utilizados nessa distribuição, foram gerados com prótons espalhados na região de rapidez positiva (o que explica o pico em $\eta \gtrsim 10$). Em comparação com eventos não difrativos, eventos difrativos têm, em média, multiplicidade menor no hemisfério (lado do detector) que contém o próton espalhado, chamado de **lado do intervalo**.

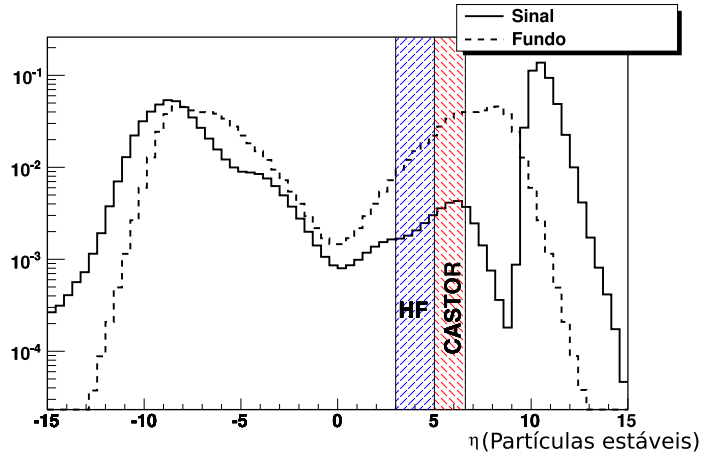


Figura 39: Distribuição, ponderada pela energia, de η das partículas estáveis (excluindo neutrinos) para eventos difrativos (POMWIG, linha contínua) e eventos não difrativos (MADGRAPH, linha pontilhada). A cobertura, em η dos subdetectores HF e CASTOR correspondem as áreas em realce. Os eventos difrativos foram gerados com o lado do intervalo no hemisfério positivo de η . O pico em $\eta \gtrsim 10$ é devido aos prótons espalhados da interação difrativa. As áreas das duas distribuições estão normalizadas à unidade.

A figura 40 mostra a distribuição de multiplicidade de traços centrais ($|\eta| < 2$), após os cortes da seleção de dijetos, excluindo os traços associados aos jatos (exigindo uma distância no plano de η, ϕ $\Delta R > 0,5$ entre os traços e o eixo central do jato). Utilizamos a definição de traço “*ctfGSWithMaterial*”, a qual resulta em traços com $p_T > 900$ MeV. Eventos difrativos têm uma distribuição de multiplicidade com pico próximo zero, ao contrário dos eventos não difrativos.

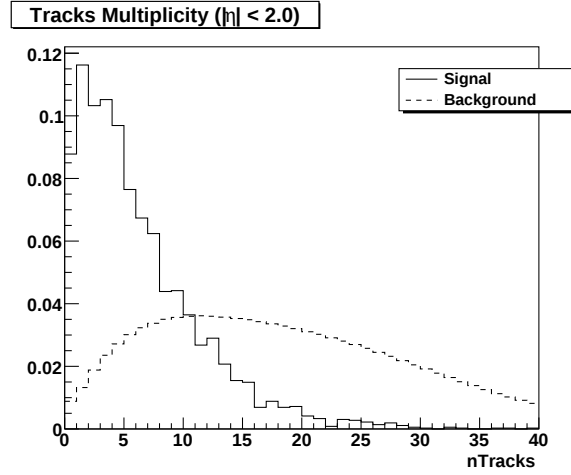


Figura 40: Distribuição de multiplicidade de traços centrais ($|\eta| < 2$) após os cortes de seleção de dijetos para eventos difrativos (POMWIG, linha contínua) e eventos não difrativos (MADGRAPH, linha tracejada). Foram excluídos os traços associados aos jatos.

As diferentes multiplicidade de traços centrais, distribuições de torres do HF e setores do CASTOR serão utilizadas para a seleção dos candidatos a eventos difrativos. O procedimento é similar àquele usado em [40] e segue a abordagem desenvolvida no Tevatron [9, 41] e no HERA [36, 42].

O lado do intervalo foi selecionado como sendo o lado de menor soma de energia depositada no HF. Essa seleção foi feita para todos os eventos, difrativos ou não, apesar de o conceito de lado do intervalo ser somente relevante para o primeiro tipo de evento. Para efetuar a soma de energia no HF aplicamos um corte na energia das torres do HF de 2,4 GeV, o que é, em *FastSim*, equivalente a um corte de 4,5 GeV quando utilizamos a simulação completa⁵. Em eventos com o lado do intervalo no lado positivo (ou negativo) da rapidez, é requerido que os dois jatos principais estejam entre $-4 < \eta < 1$ (ou $-1 < \eta < 4$). Quando utilizamos o CASTOR, somente eventos com o intervalo no lado negativo são considerados, já que o CASTOR, em um primeiro momento, foi instalado somente naquele lado.

Ainda na seleção difrativa, a separação na rapidez dos dois jatos principais deve ser $\Delta\eta < 3$. Para os eventos difrativos que passam nessa seleção, a probabilidade do lado do intervalo ser escolhido incorretamente é em torno de 10%. As figuras 41, 42 e 43 são idênticas as figuras 36, 37 e 38, porém, depois da seleção de dijetos.

Também foi feito um corte na multiplicidade de traços centrais, $N_{\text{traços}}$, que estão fora dos cones dos dois jatos mais energéticos. As distribuições apresentadas aqui foram obtidas para $N_{\text{traços}} \leq 1$, $N_{\text{traços}} \leq 5$ e nenhum corte na multiplicidade de traços centrais. Dessa forma, foram estudadas as distribuições de multiplicidade nos calorímetros HF e CASTOR para eventos que passaram nesse conjunto de cortes.

⁵Resultado obtido por análise anteriores do grupo de física frontal no CMS.

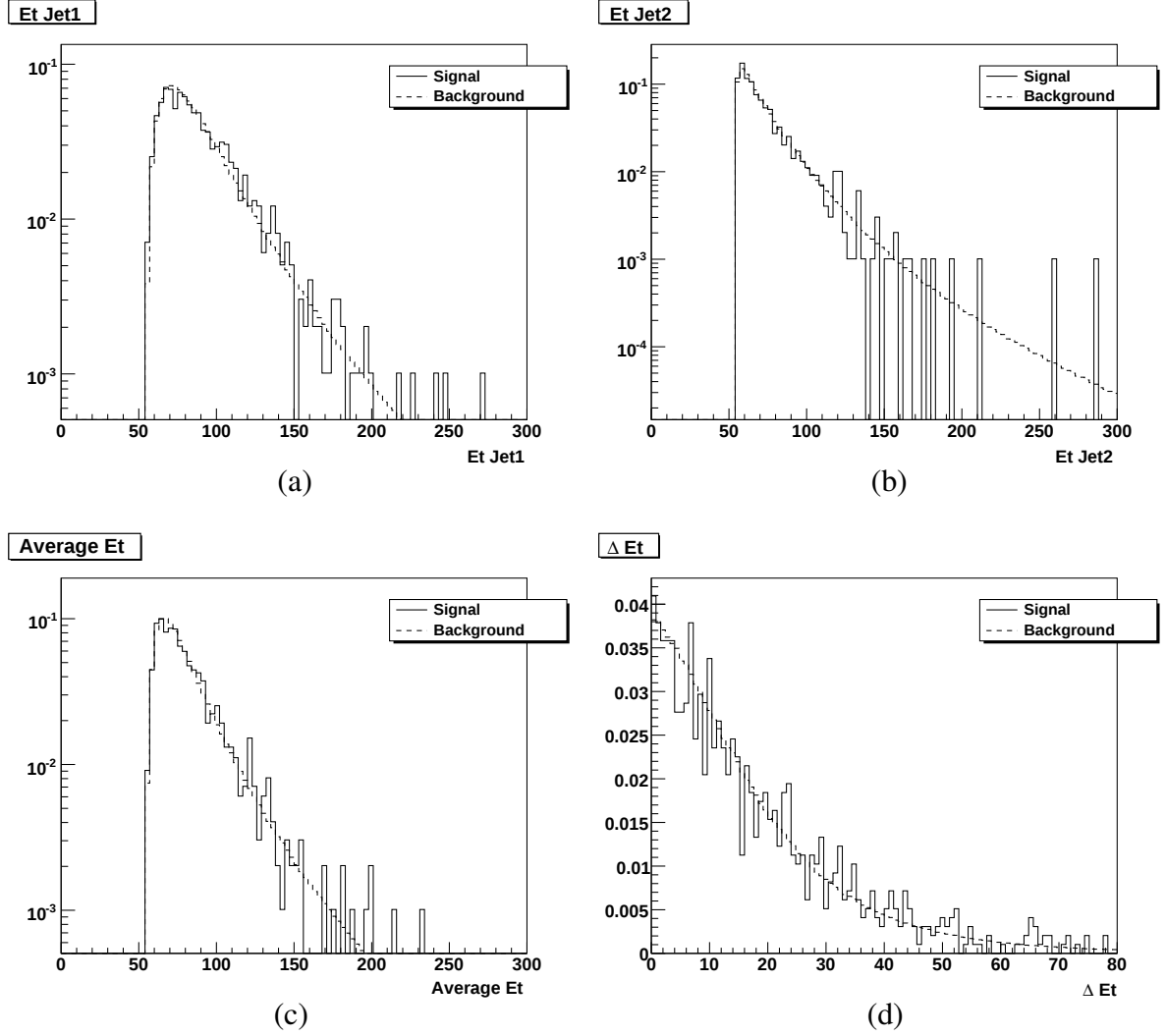


Figura 41: Distribuição de energia transversa dos jatos, depois da seleção de dijets, para amostras reconstruídas de POMWIG (linhas contínua) e MADGRAPH (linha tracejada). Para facilitar a comparação, a área abaixo das curvas é normalizada a unidade. (a) Jato mais energético. (b) Segundo jato mais energético. (c) Energia transversa, E_T , média dos dois principais jatos. (d) Diferença de E_T entre os dois principais jatos.

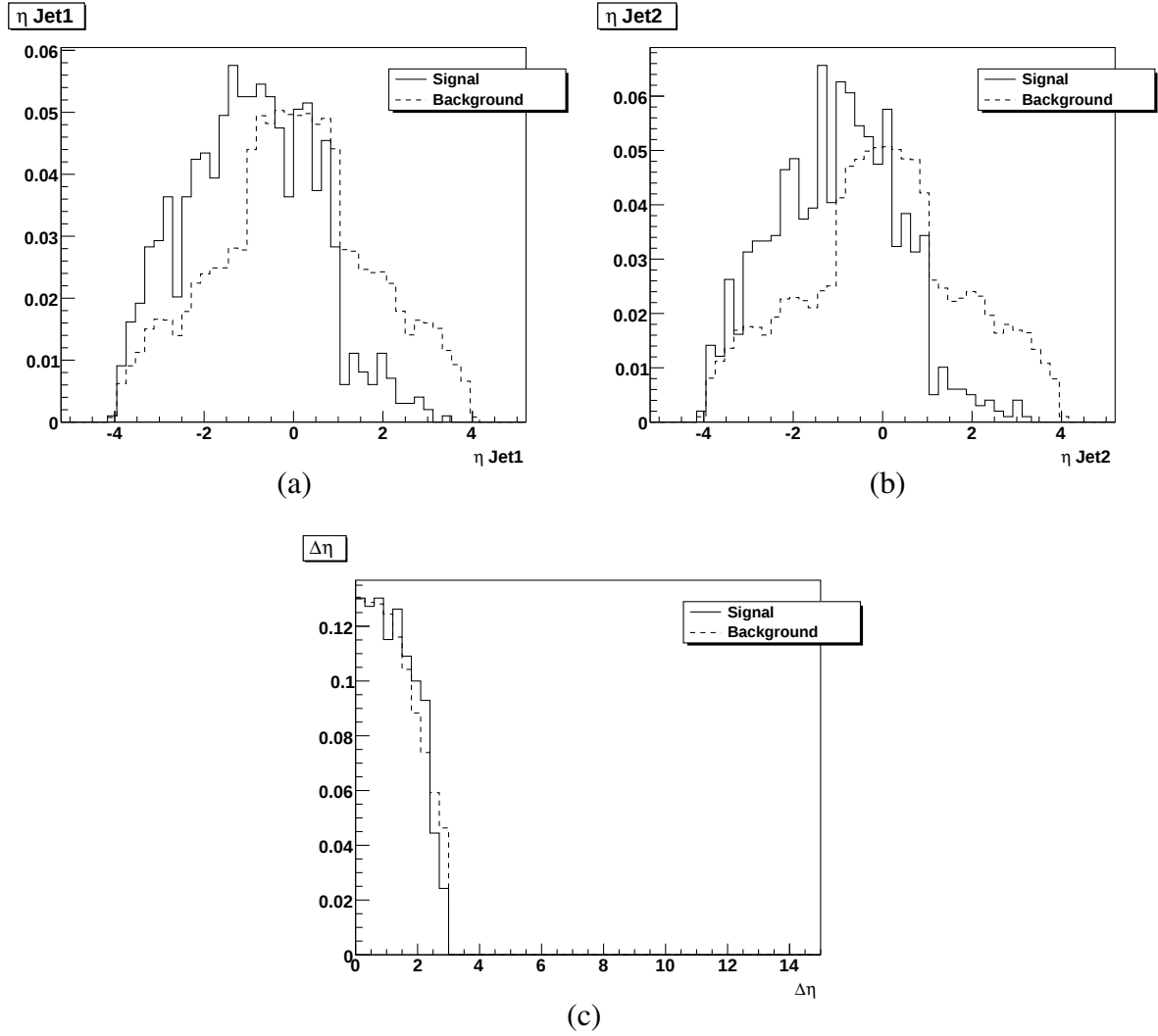


Figura 42: Distribuição de pseudorapidez dos jatos, depois da seleção de dijetos, para amostras reconstruídas de POMWIG (linhas contínua) e MADGRAPH (linha tracejada). Para facilitar a comparação a área sob as curvas é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Diferença de pseudorapidez entre os dois jatos principais.

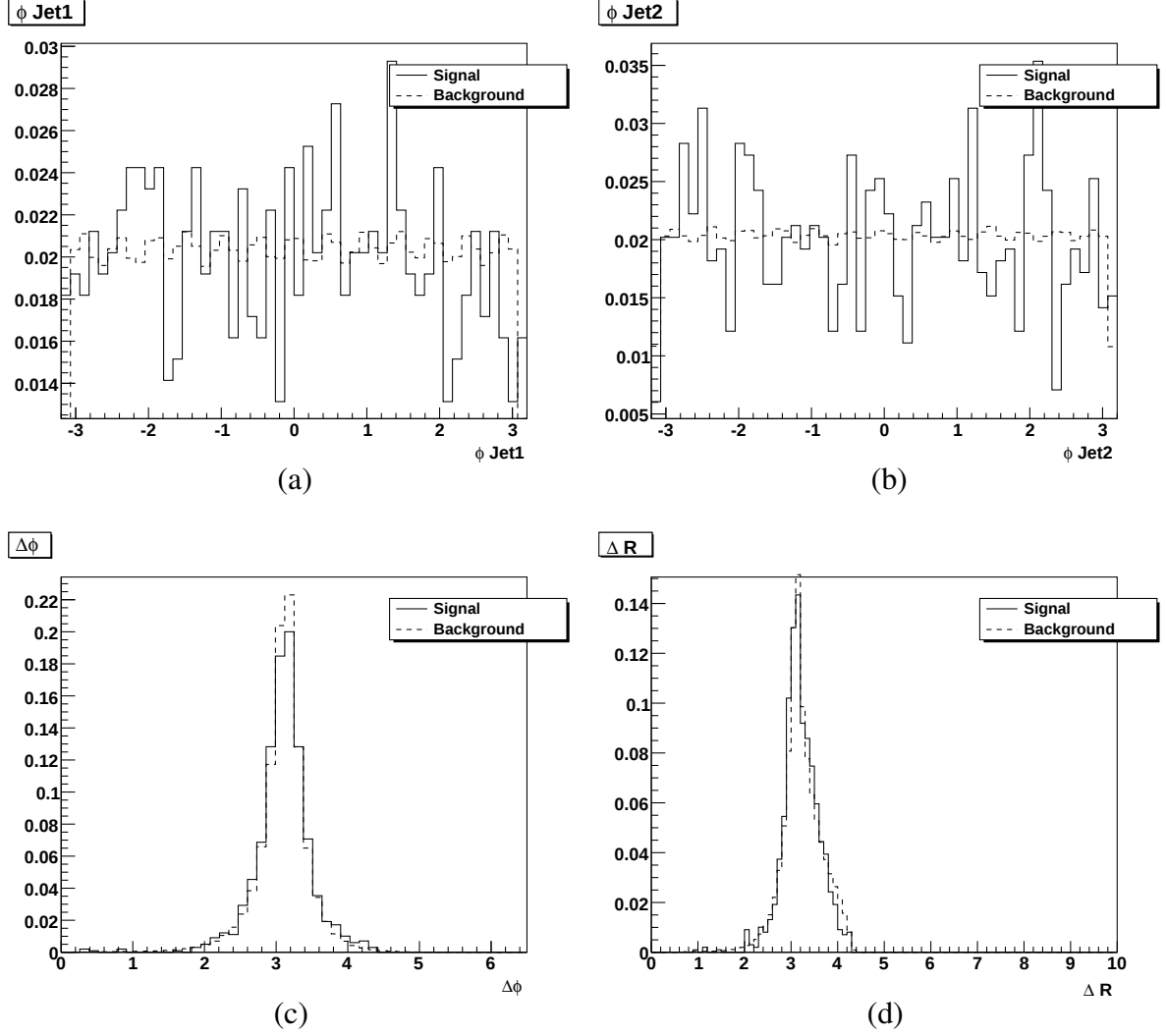


Figura 43: Distribuição de ângulo azimutal dos jatos, depois da seleção de dijetos, para amostras reconstruídas de POMWIG (linhas contínua) e MADGRAPH (linha tracejada). Para facilitar a comparação a área sob as curvas é normalizada à unidade. (a) Jato de maior energia. (b) Segundo jato de maior energia. (c) Diferença de ϕ entre os dois jatos principais. (d) $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ entre os dois jatos principais.

4.3 Distribuições de multiplicidade no HF e CASTOR

Nesta seção apresentaremos as distribuições de multiplicidades no HF e CASTOR para eventos de sinal e fundo. Para o HF, apresentamos a multiplicidade de torres, ou seja, o número de torres com energia maior que 2,4 GeV, enquanto que para o CASTOR utilizaremos informações em nível de gerador, como já foi mencionado, para apresentar a multiplicidade de setores em ϕ ativados.

Mostraremos as distribuições de multiplicidade para o lado do intervalo, onde eventos difrativos aparecem como um pico em baixa multiplicidade, o que é uma ligação direta com o intervalo de rapidez.

Em seguida, consideramos o lado oposto ao do intervalo: nesse caso as amostras difrativas e não difrativas têm distribuições similares (como esperado, de acordo com a figura 39) e nenhum pico está presente. Devido à presença do CASTOR em apenas um lado do CMS, distribuições como essas, que levem em conta a combinação do HF e CASTOR, não são possíveis de serem apresentadas.

Por fim, são apresentadas as distribuições para o caso no qual o lado do intervalo é selecionado de forma aleatória. Eventos difrativos ainda aparecem como um pico em baixa multiplicidade, porém com tamanho reduzido à metade, já que se o intervalo é escolhido aleatoriamente, a escolha é feita corretamente em apenas 50% dos casos, o que é compatível com as distribuições.

Todas as distribuições de multiplicidade equivalem à 10 pb^{-1} de luminosidade integrada e são apresentadas para diferentes cortes de multiplicidade de traços centrais. Com base na figura 40, o sinal se torna mais pronunciado quando o corte de multiplicidade de traços é mais restritivo.

4.3.1 Distribuições no lado do intervalo

Somente o HF

As figuras 45 - 47 mostram a multiplicidade para a região do HF de baixo η (*central slice*, $2,9 < \eta < 4,0$) em relação à região de alto η (*forward slice*, $4,0 < \eta < 5,2$) para eventos sem cortes de multiplicidade nos traços centrais (definidos na seção 4.2.3) $N_{\text{traços}}$ e com $N_{\text{traços}} \leq 5$ e $N_{\text{traços}} \leq 1$, respectivamente. Em cada conjunto de figuras, as distribuições do POMWIG exibem um claro pico de multiplicidade em zero. De maneira oposta, os eventos não difrativos do MADGRAPH têm, em média, maior multiplicidade, já na distribuição que soma as contribuições de POMWIG e MADGRAPH (distribuição que seria obtida com dados reais), o sinal difrativo de baixa multiplicidade é visível e a significância é maior quando o corte de $N_{\text{traços}}$ é mais restritivo – este é o tipo de histograma esperado para o caso de dados reais. Os eventos

aceitos com multiplicidade zero em ambas as regiões no HF (eventos com um candidato a intervalo de rapidez ao longo de todo HF), normalmente tem $\xi \lesssim 0,01$ (conforme a figura 44), assim sendo, eles povoam a região onde a troca do *pomeron* é dominante em relação às outras trocas. Já a tabela 1 indica o número de eventos de sinal e fundo no *bin* de multiplicidade zero.

Tabela 1: Número esperado de eventos de dijets difrativos e não difrativos, com multiplicidade zero no HF ($N_{HF} = 0$) e multiplicidade zero no HF e CASTOR ($N_{HF} = 0, N_{CASTOR} = 0$) como função do corte de multiplicidade de traços centrais, $N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$. As incertezas (estatísticas), são calculadas como $\sqrt{N}$.

Seleção			
$N_{HF} = 0$	$N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$	N_{dif}	$N_{\text{não dif}}$
	sem corte	1047 ± 32	1719 ± 41
	5	803 ± 28	943 ± 31
	1	362 ± 19	276 ± 16
$N_{HF} = 0, N_{CASTOR} = 0$	$N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$	N_{dif}	$N_{\text{não dif}}$
	sem corte	504 ± 22	67 ± 8
	5	409 ± 20	31 ± 6
	1	236 ± 15	8 ± 3

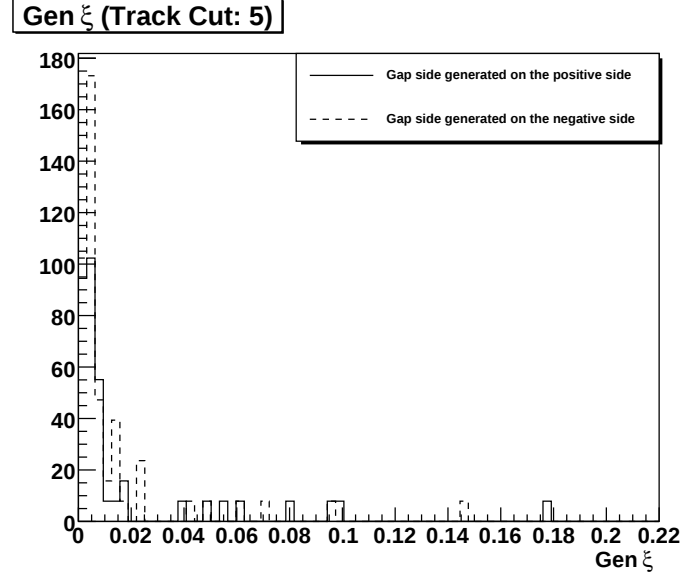


Figura 44: Distribuição de valores gerados de ξ para os eventos de POMWIG no bin (0,0) de multiplicidade da figura 46. A linha contínua (ou tracejada) corresponde ao intervalo gerado em valores positivos (ou negativos) de η .

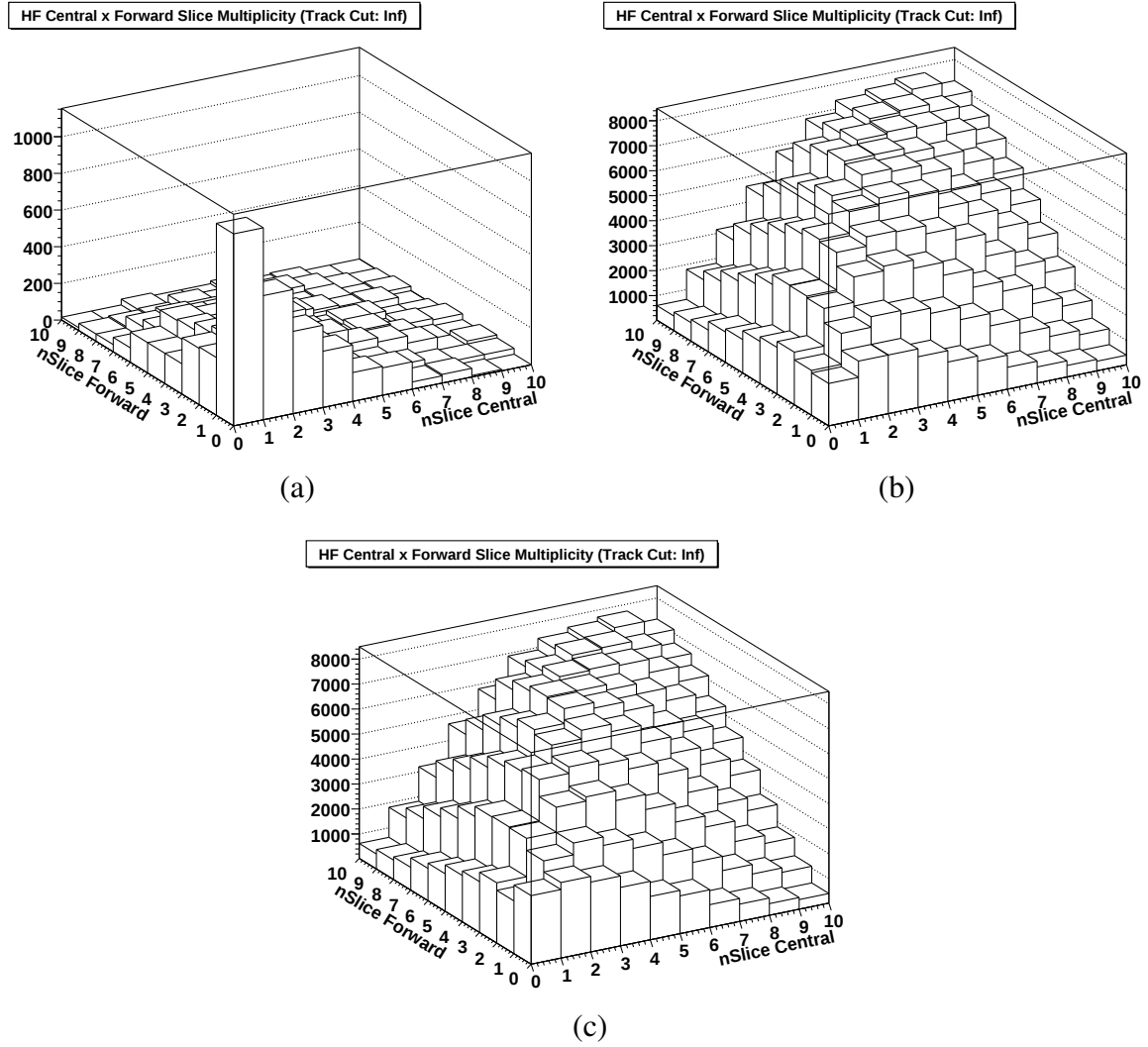


Figura 45: Distribuições de multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*) em eventos sem cortes na multiplicidade nos traços centrais. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e de MADGRAPH.

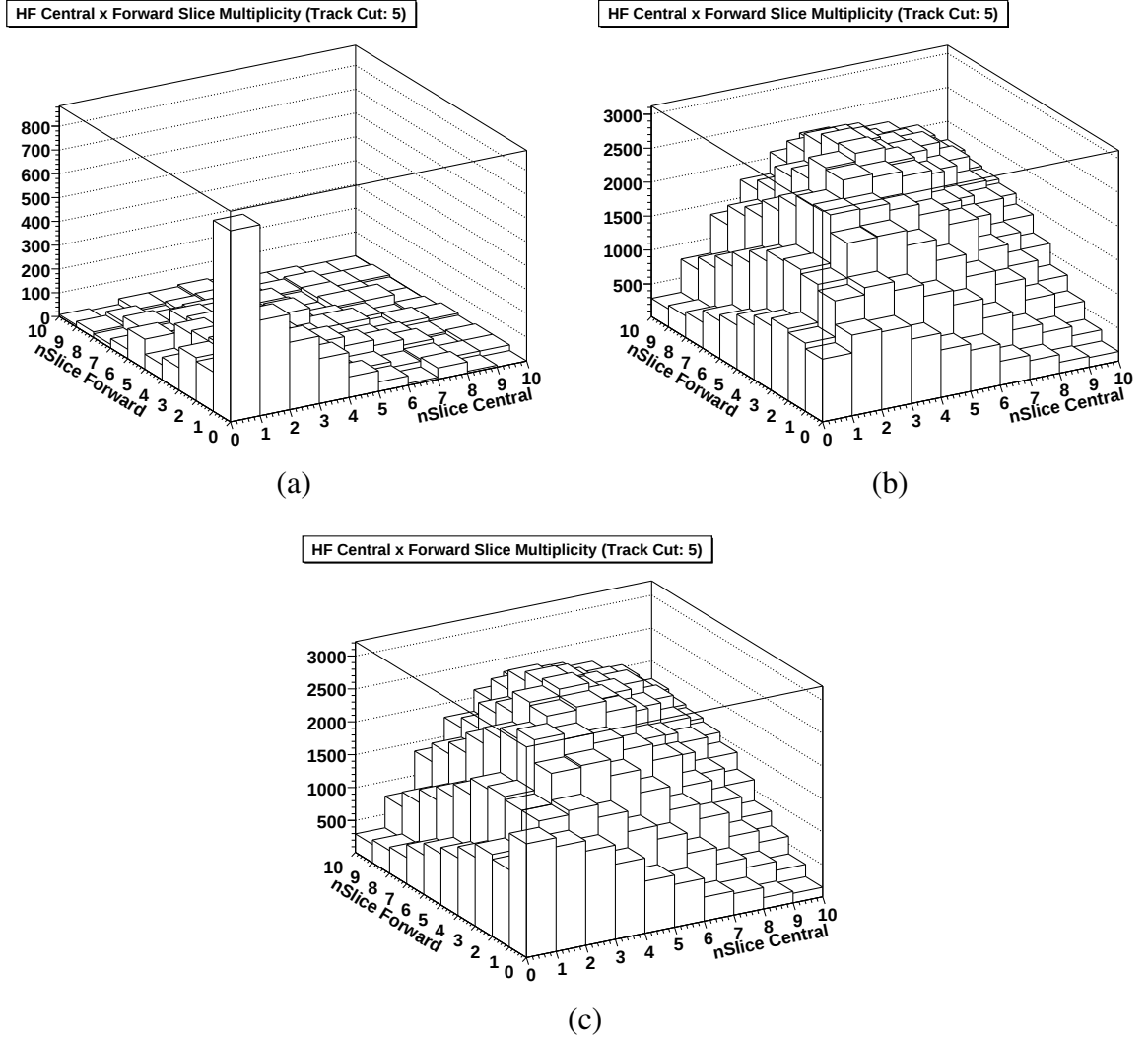


Figura 46: Distribuições de multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*) em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e de MADGRAPH.

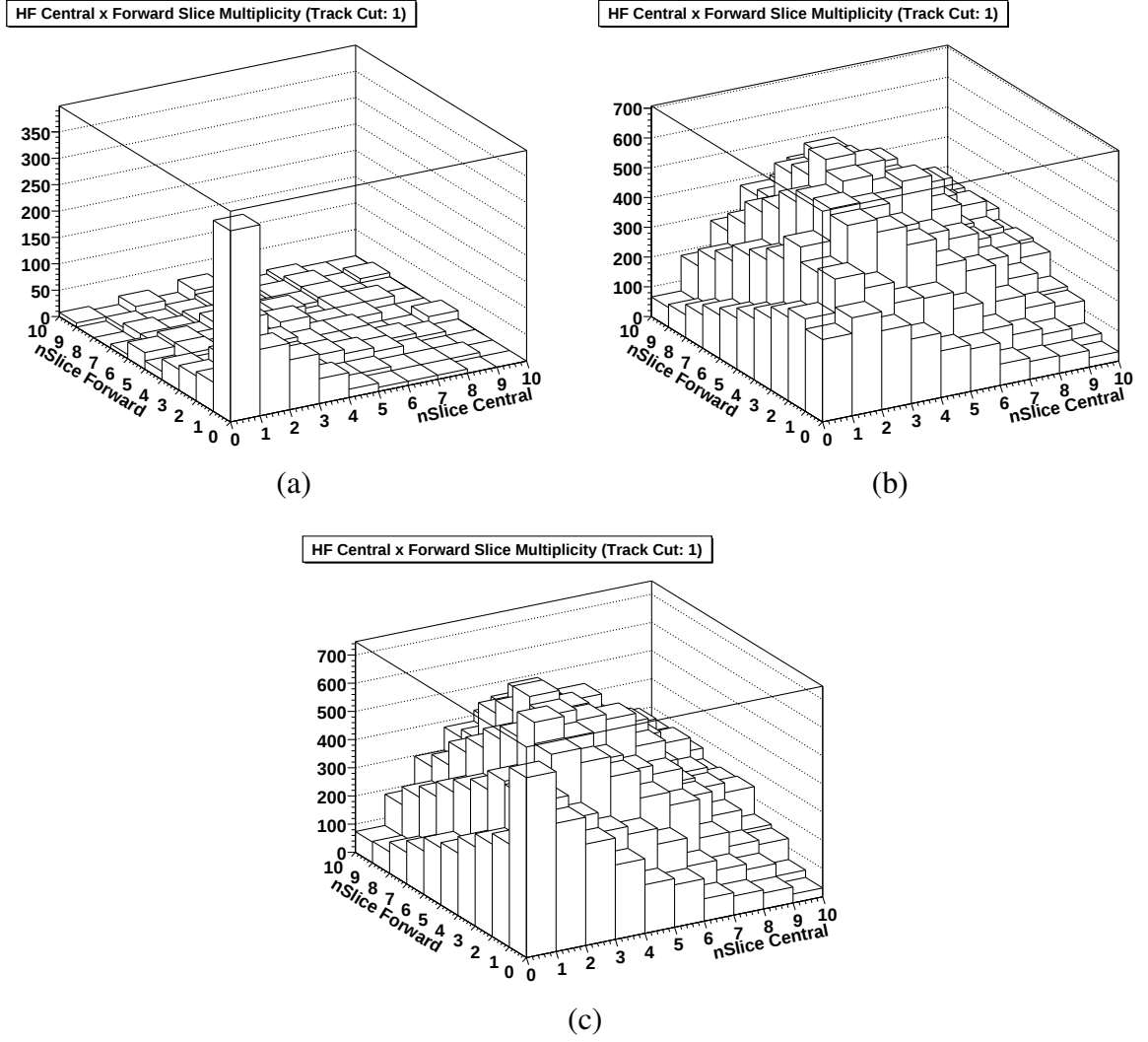


Figura 47: Distribuições de multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*) em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

HF e CASTOR

As multiplicidades de torres no HF em relação à multiplicidade de setores de ϕ no CASTOR, no lado do intervalo, estão representadas nas Figs. 49-51 para eventos sem corte na multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}}$ e com $N_{\text{traços}} \leq 5$ e $N_{\text{traços}} \leq 1$, respectivamente. Elas são análogas às figuras 45-47 já apresentadas. Conforme já mencionado anteriormente, apenas eventos com intervalo no lado do CASTOR (determinado com o procedimento discutido anteriormente) são considerados. O sinal difrativo à baixa multiplicidade é muito mais visível do que no caso em que consideramos somente o HF (seção anterior) e a significância é maior quando o corte de $N_{\text{traços}}$ é mais restritivo. O número de eventos de sinal com multiplicidade zero é aproximadamente 50% do que no caso em que consideramos somente o HF; isto é a consequência do CASTOR estar apenas em um lado do CMS.

Os eventos aceitos, com multiplicidade zero no HF e CASTOR (eventos com candidato a intervalo de rapidez ao logo do HF e CASTOR), normalmente tem $\xi \lesssim 0,01$ (conforme figura 48), e assim também povoam a região onde a troca do *pomeron* é dominante em relação a outras trocas. Já a tabela 1 mostra o número de eventos para sinal e fundo com multiplicidade zero.

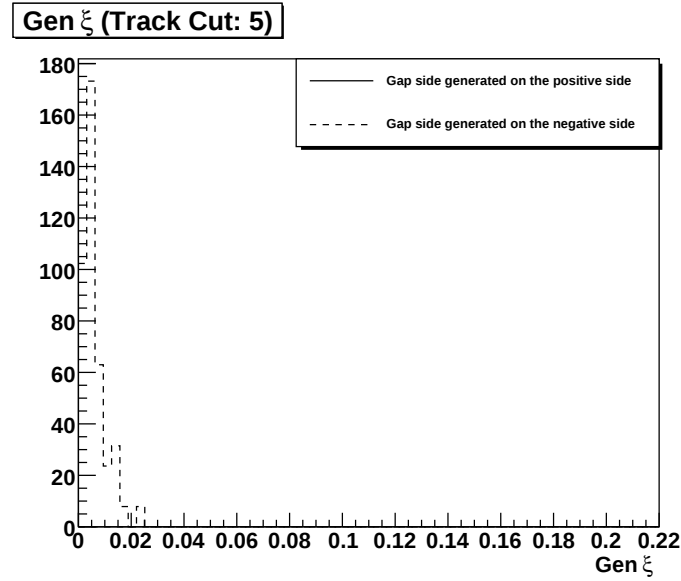


Figura 48: Distribuição de valores gerados de ξ para os eventos de POMWIG no bin $(0,0)$ de multiplicidade da figura 50. A linha contínua (tracejada) corresponde ao intervalo gerado em valores positivos (negativos) de η .

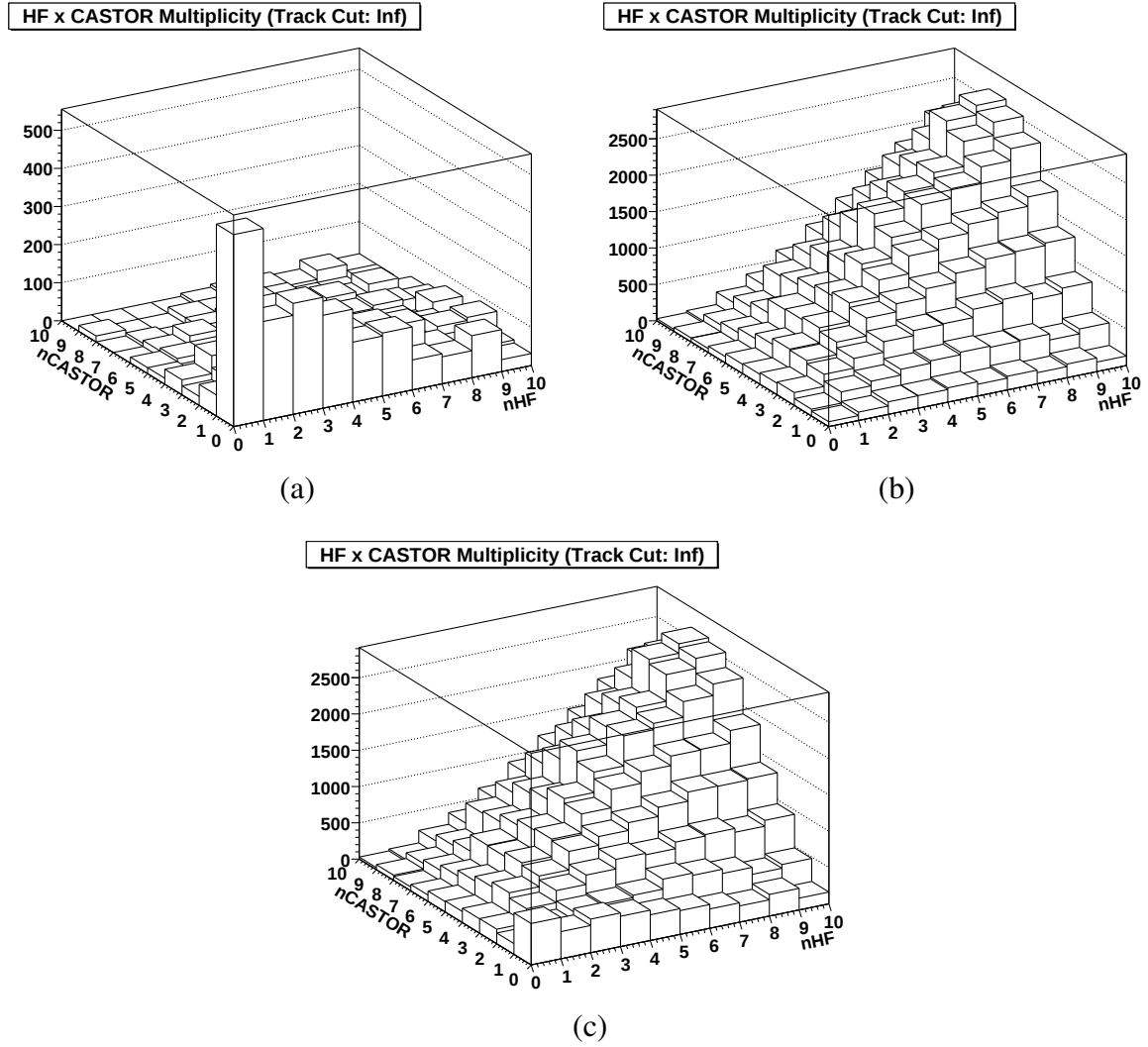


Figura 49: Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos sem corte na multiplicidade de traços. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

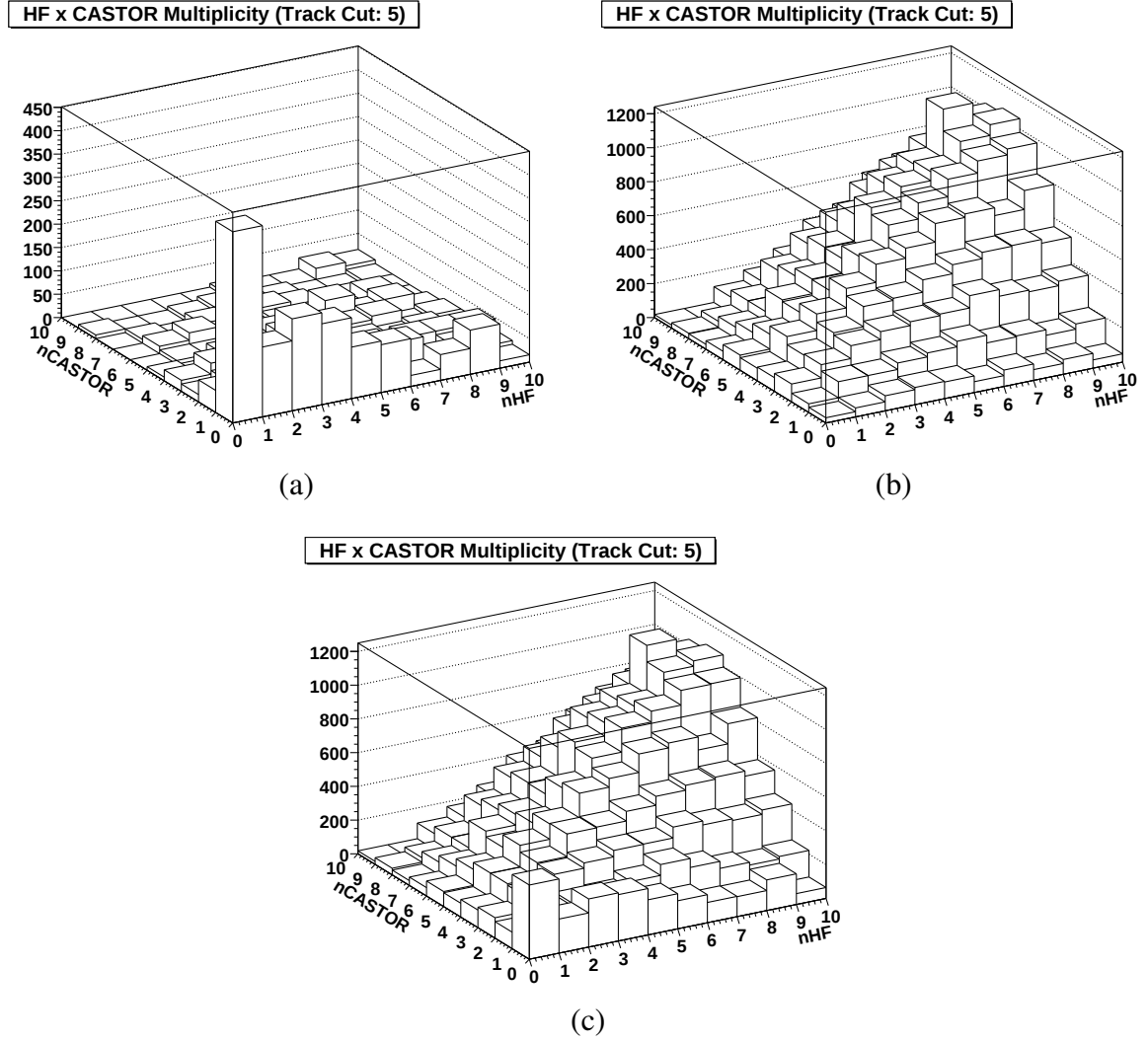


Figura 50: Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

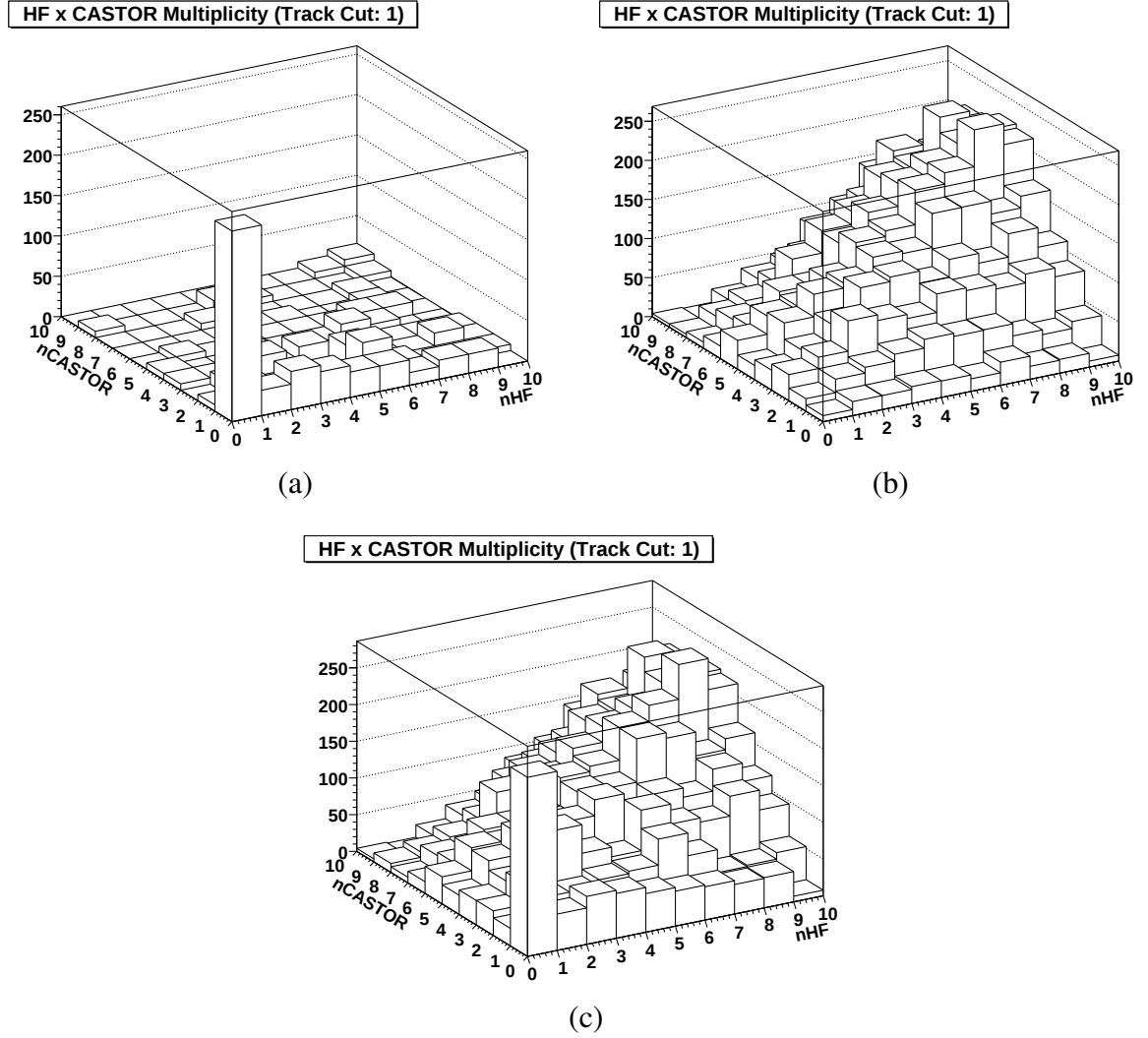


Figura 51: Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

4.3.2 Distribuições de multiplicidade no lado oposto ao intervalo

HF

As figuras 52-54 são análogas às figuras 45-47 mas para o lado oposto ao do intervalo. Como esperado, independentemente do corte de $N_{\text{traços}}$, nenhum sinal difrativo é visível, ou seja, o bin de multiplicidade zero é insignificante em relação ao resto da distribuição.

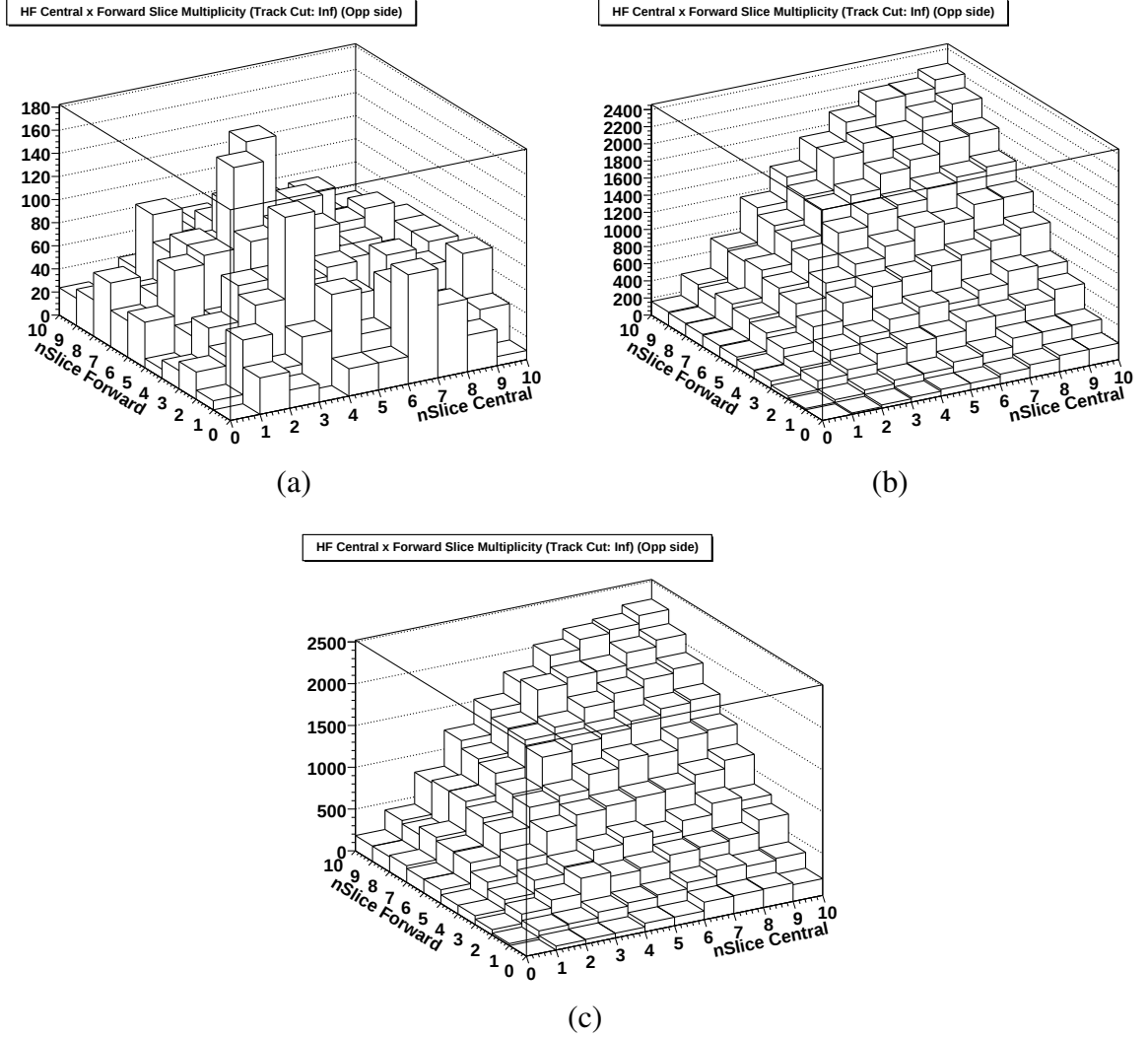


Figura 52: Multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*), no lado oposto ao do intervalo, em eventos sem corte de multiplicidade nos traços centrais. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

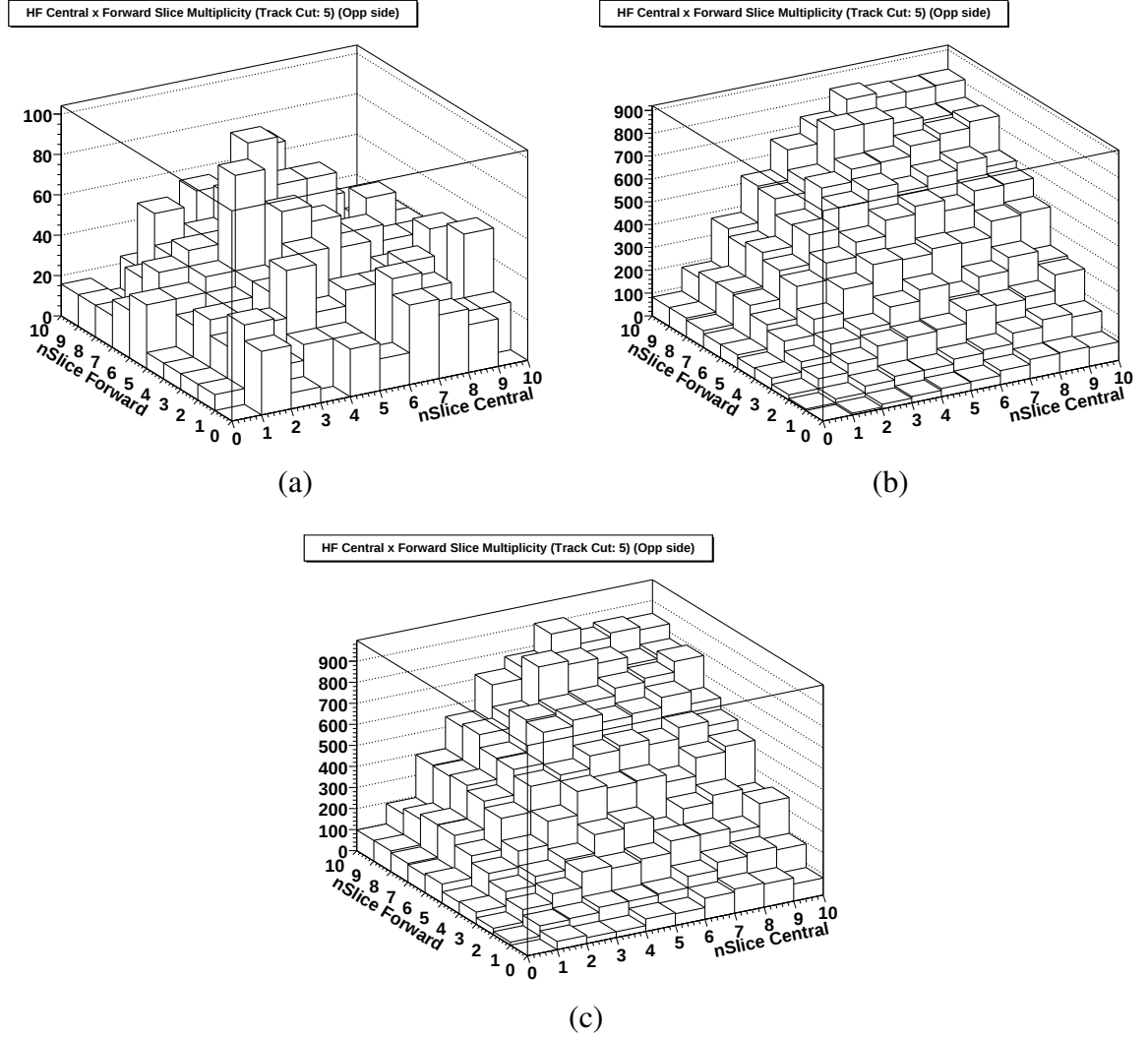


Figura 53: Multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*), no lado oposto ao do intervalo, em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

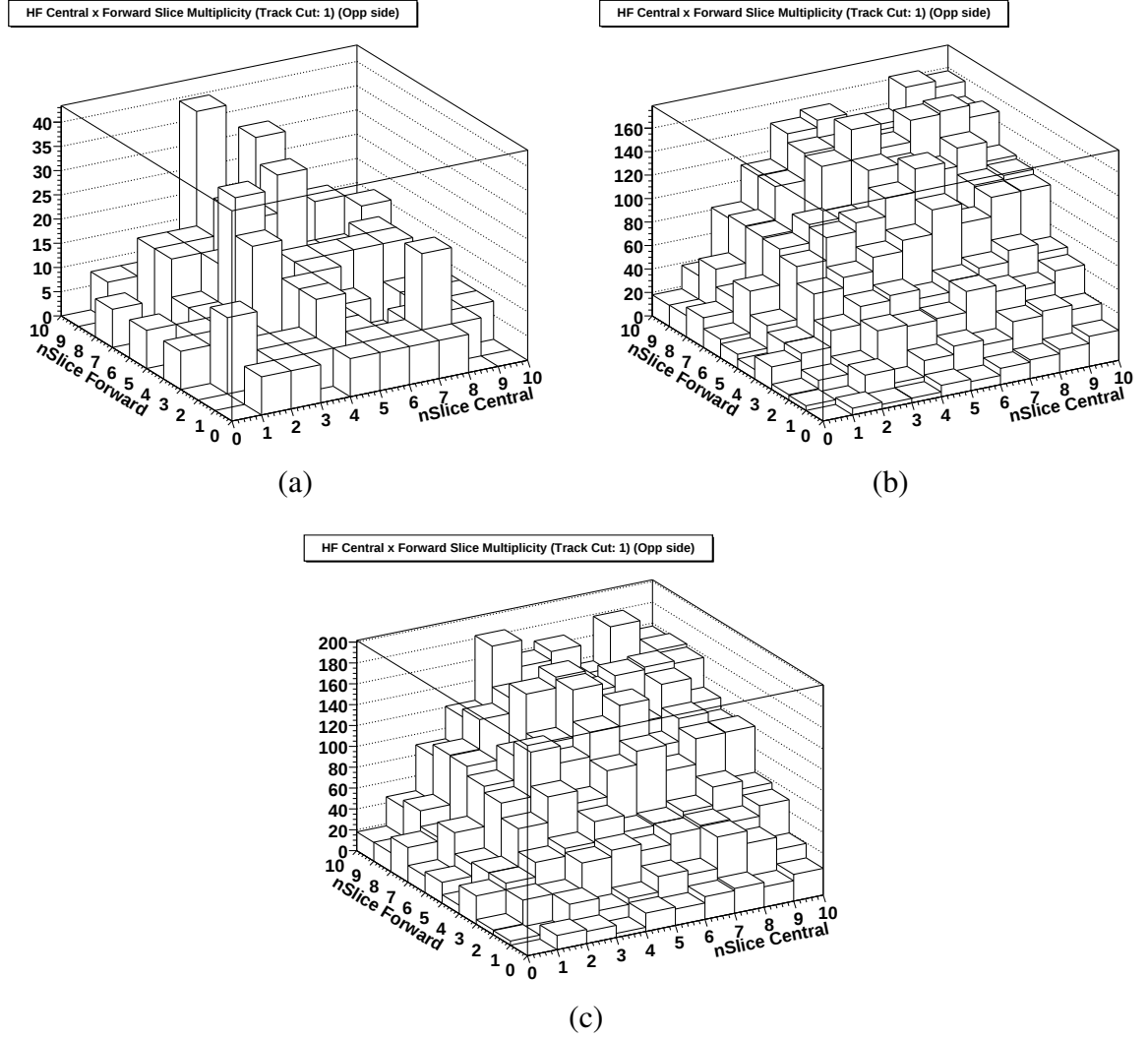


Figura 54: Multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*), no lado oposto ao do intervalo, em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

4.3.3 Distribuições de multiplicidade para uma escolha aleatória do lado do intervalo

HF

As figuras 55-57 são análogas às figuras 45-47 mas para o lado do intervalo escolhido aleatoriamente. Como, esperado, de acordo com a tabela 2 em relação a tabela 1, apenas uma fração (aproximadamente a metade) do sinal difrativo é visível.

A tabela 2 mostra o número de eventos de sinal e fundo no *bin* de multiplicidade zero para uma escolha aleatória do lado do intervalo.

Tabela 2: Idêntica à tabela 1, para uma seleção aleatória do lado do intervalo.

Seleção			
$N_{HF} = 0$	$N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$	N_{dif}	$N_{\text{não dif}}$
	sem corte	653 ± 26	1394 ± 37
	5	496 ± 22	697 ± 26
	1	236 ± 15	179 ± 13
$N_{HF} = 0, N_{\text{CASTOR}} = 0$	$N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$	N_{dif}	$N_{\text{não dif}}$
	sem corte	275 ± 16	47 ± 7
	5	244 ± 16	22 ± 5
	1	126 ± 11	4 ± 2

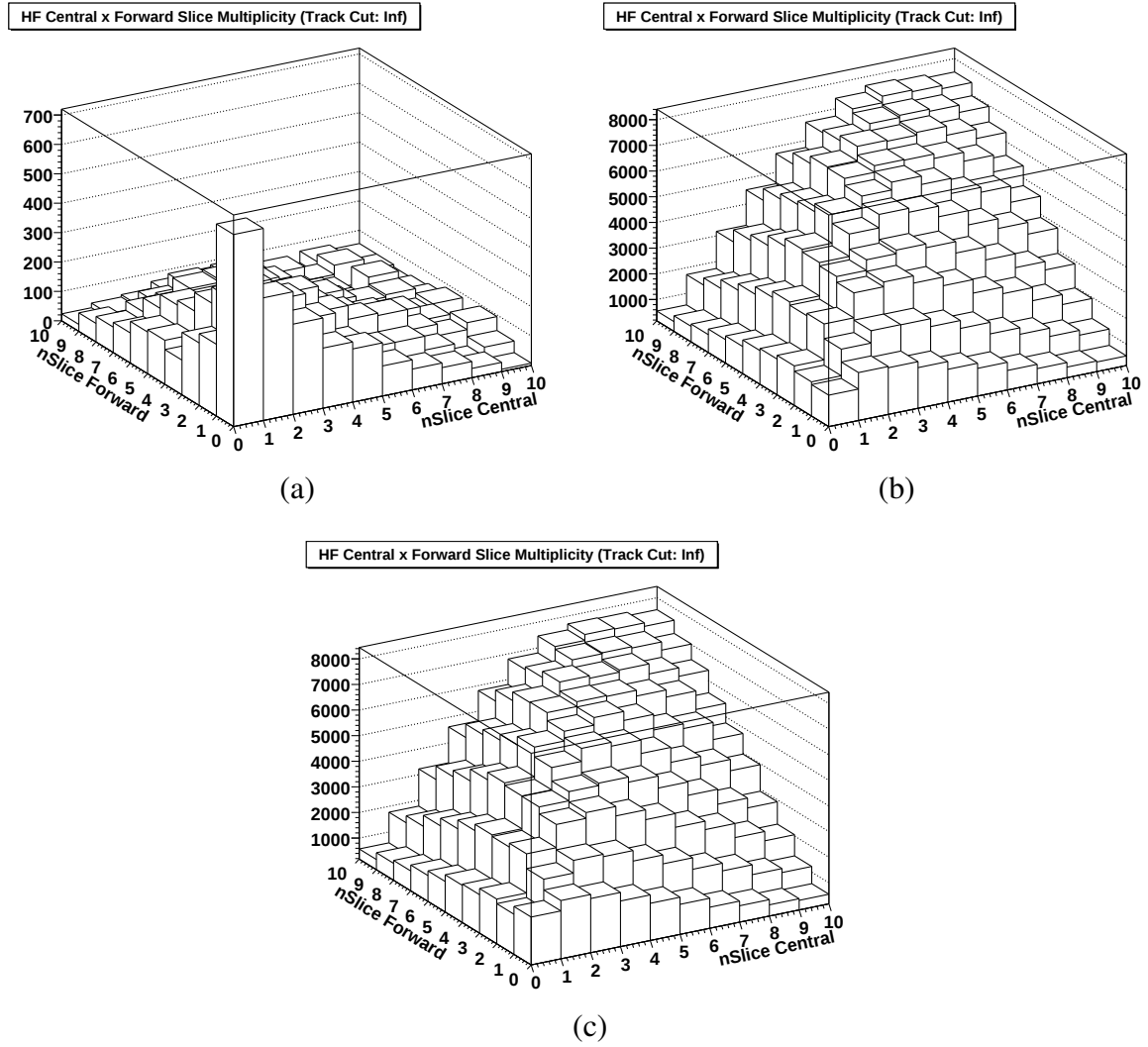


Figura 55: Multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*), no lado do intervalo, em eventos sem cortes na multiplicidade de traços centrais, para uma escolha aleatória do lado do intervalo. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

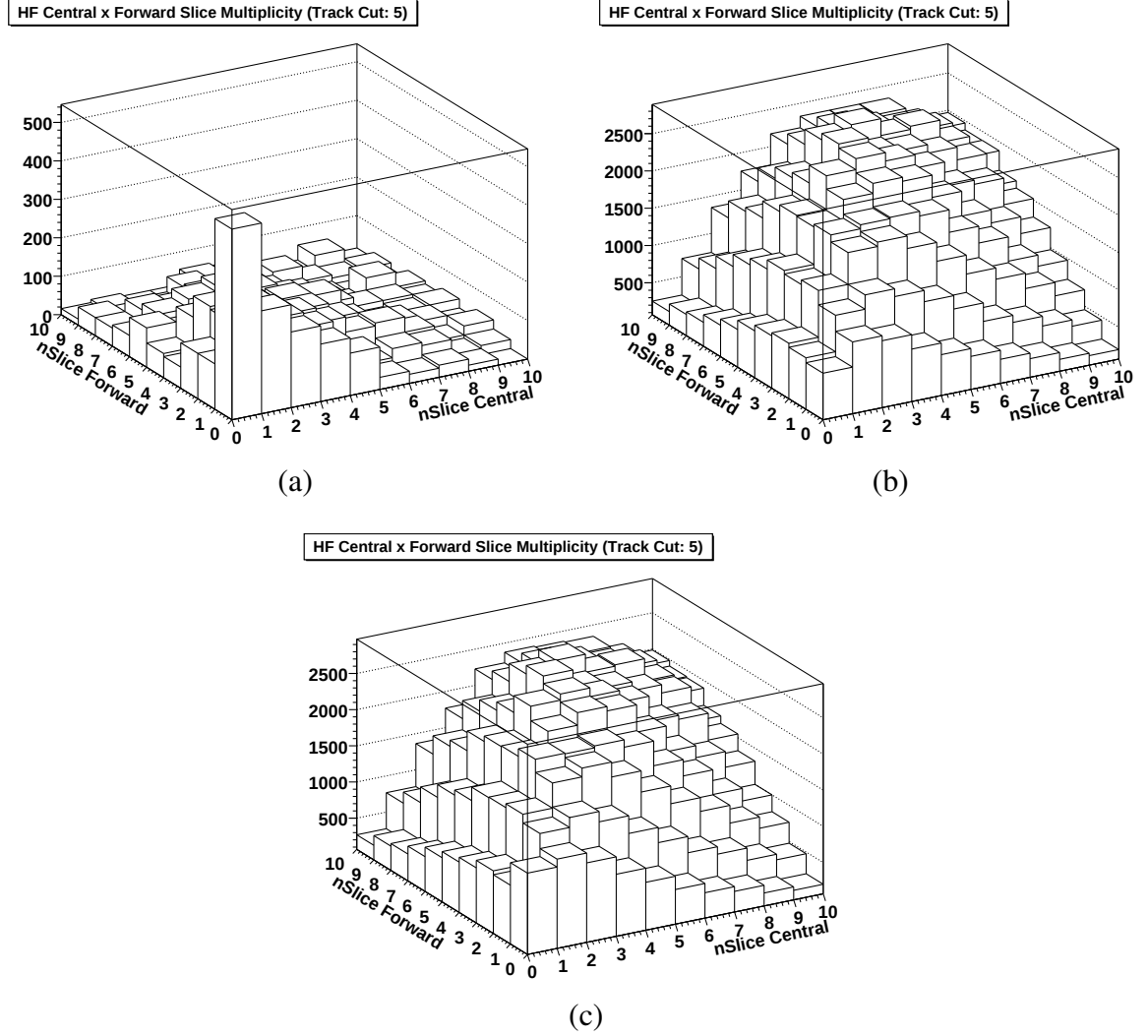


Figura 56: Multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*), no lado do intervalo, em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$, para uma escolha aleatória do lado do intervalo. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

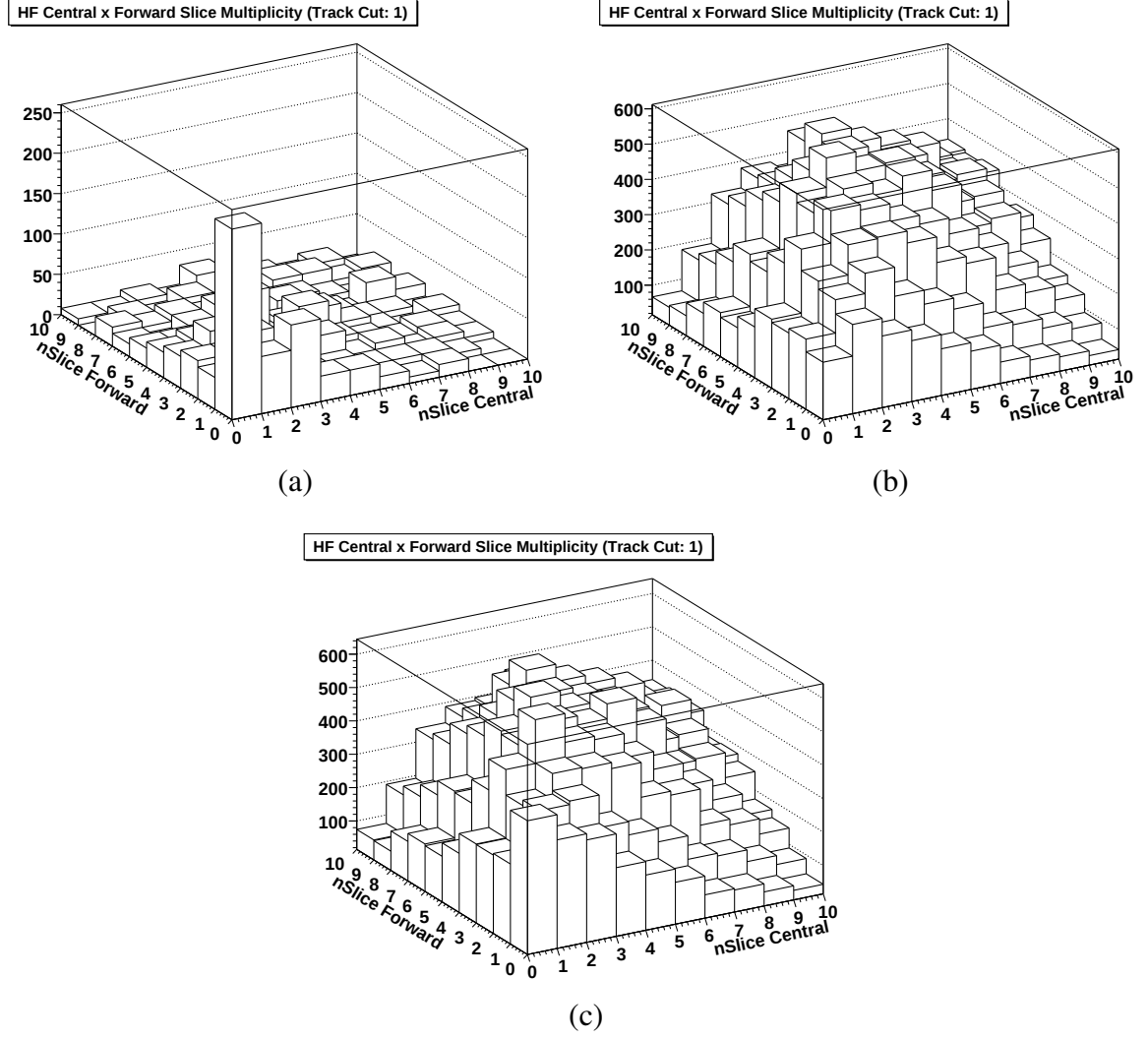


Figura 57: Multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*), no lado do intervalo, em eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$, para uma escolha aleatória do lado do intervalo. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

HF e CASTOR

As figuras 58-60 são análogas às figuras 49-51 para o lado do intervalo escolhido aleatoriamente. Assim como no caso em que consideramos somente o HF, apenas uma fração do sinal difrativo é visível.

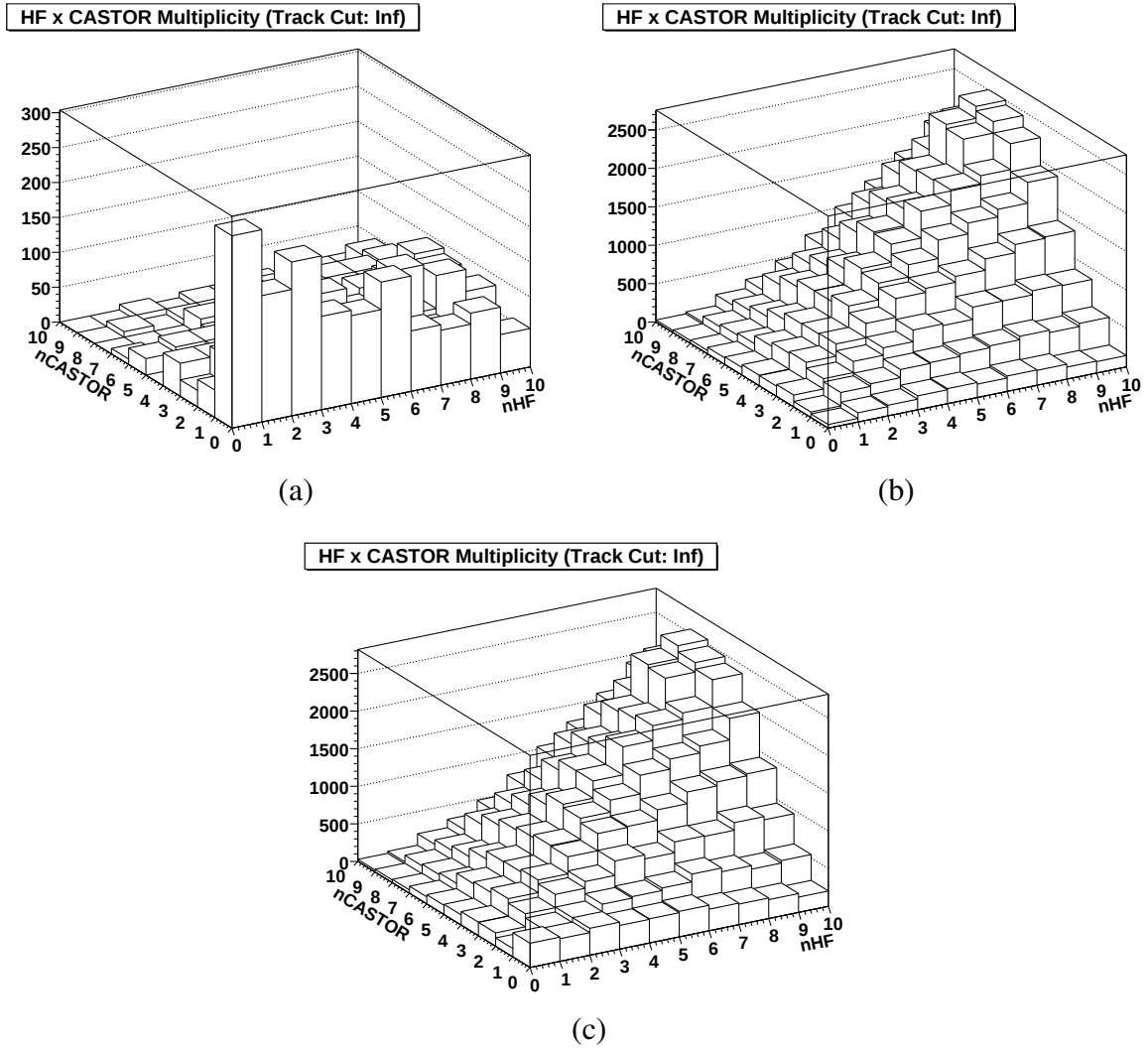


Figura 58: Multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos sem corte na multiplicidade de traços para uma escolha aleatória do lado do intervalo. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

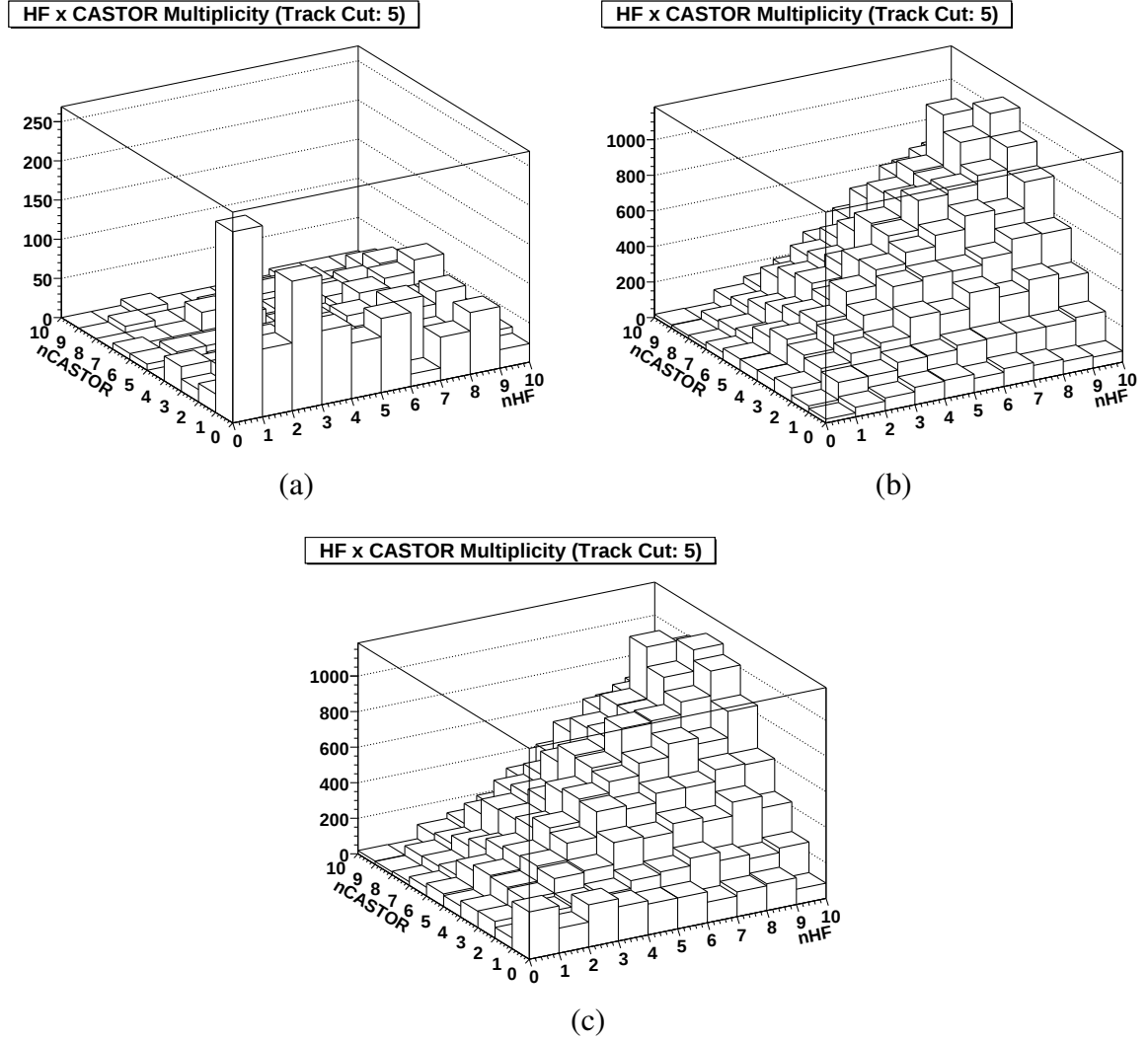


Figura 59: Multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 5$ e lado do intervalo escolhido aleatoriamente. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

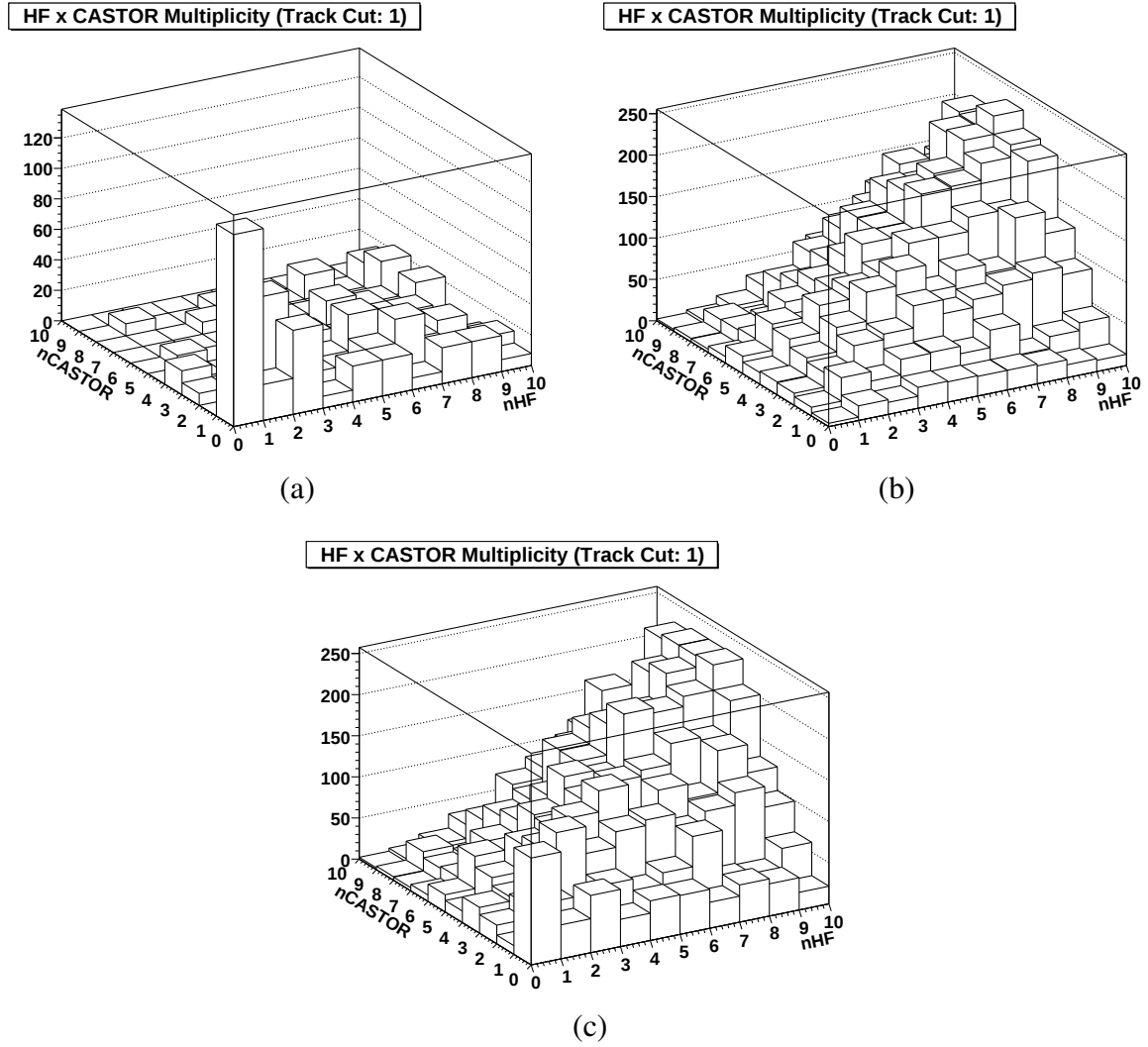


Figura 60: Multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação do CASTOR em nível de gerador) para eventos com multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}} \leq 1$ e lado do intervalo escolhido aleatoriamente. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições POMWIG e MADGRAPH.

4.4 Possibilidade da observação da produção de díjetos difrativos nos dados

Podemos usar as distribuições das seções anteriores para demonstrar a presença da produção de díjetos difrativos nos dados sem, necessariamente, depender de geradores de Monte Carlo. Isto pode ser feito mostrando que o tamanho do sinal difrativo pode ser controlado de modo previsível, variando os cortes da seleção difrativa, como por exemplo o corte da multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}}$, a cobertura de η usada para as distribuições de multiplicidade, e o critério de seleção do lado do intervalo.

A figura 61 mostra distribuições de multiplicidade, no lado do intervalo, para o caso em que consideramos somente o HF e o HF e CASTOR, com diferentes cortes no número de traços centrais. O tamanho dos *bins* de multiplicidade zero, em relação ao resto da distribuição, aumenta monotonicamente quando o corte de $N_{\text{traços}}$ é mais restritivo. O oposto do que poderia ser esperado se o pico de baixa multiplicidade fosse apenas uma flutuação estatística.

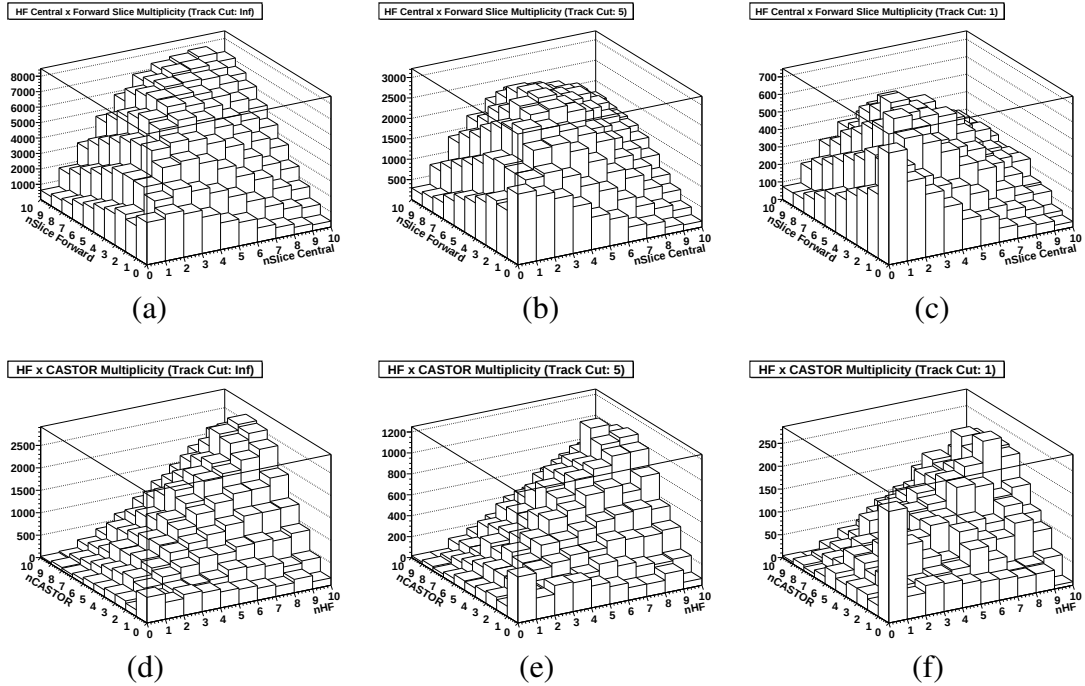


Figura 61: Distribuições de multiplicidade para eventos de sinal e fundo (a) (d) sem corte de multiplicidade de traços centrais, (b) (e) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) (f) $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) (b) (c) Somente o HF. (d) (e) (f) HF e CASTOR.

O tamanho relativo do pico, para HF e CASTOR, também aumenta em relação ao caso que consideramos somente o HF: uma cobertura mais ampla de η suprime eventos não difrativos com um intervalo de rapidez devido à flutuação estatística na distribuição de rapidez do estado final e não devido à troca de números quânticos do vácuo. Esse ponto é reforçado quando consideramos a distribuição de multiplicidade para o lado oposto ao intervalo, figura 62. Nenhum pico de multiplicidade zero é visível, independente do corte de $N_{\text{traços}}$. A figura 63 apresenta os

mesmos dados da parte superior da figura 61 (somente para HF), porém em termos da diferença entre a distribuição de multiplicidade para o lado do intervalo e o lado oposto.

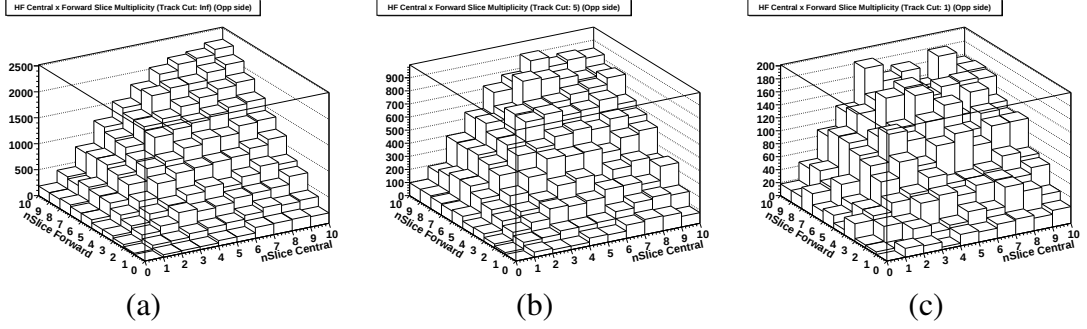


Figura 62: Distribuições de multiplicidade para eventos de sinal e fundo, no lado oposto ao intervalo, (a) sem corte de multiplicidade de traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$. Considerando somente o HF.

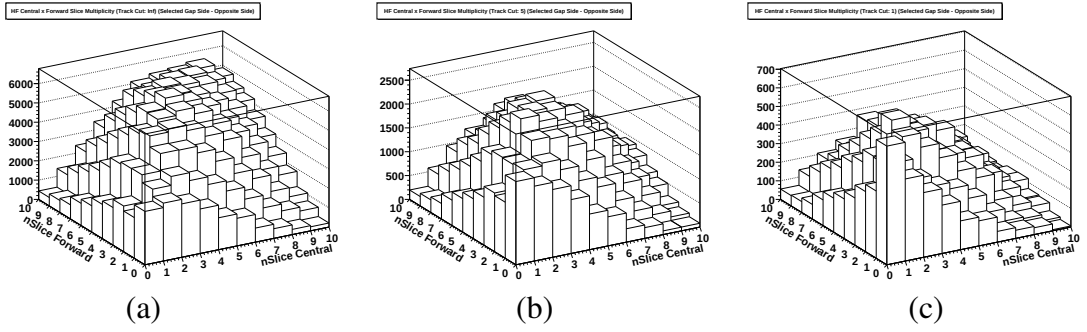


Figura 63: Diferença da distribuição do HF e a distribuição para o lado oposto ao intervalo (eventos de sinal e fundo), sem corte de multiplicidade nos traços centrais (a) sem corte de multiplicidade de traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$.

Se o lado do intervalo é escolhido de forma aleatória, espera-se que o sinal seja reduzido, aproximadamente, à metade, porém a dependência do corte de $N_{\text{traços}}$ permanece invariável, como mostrado na figura 64.

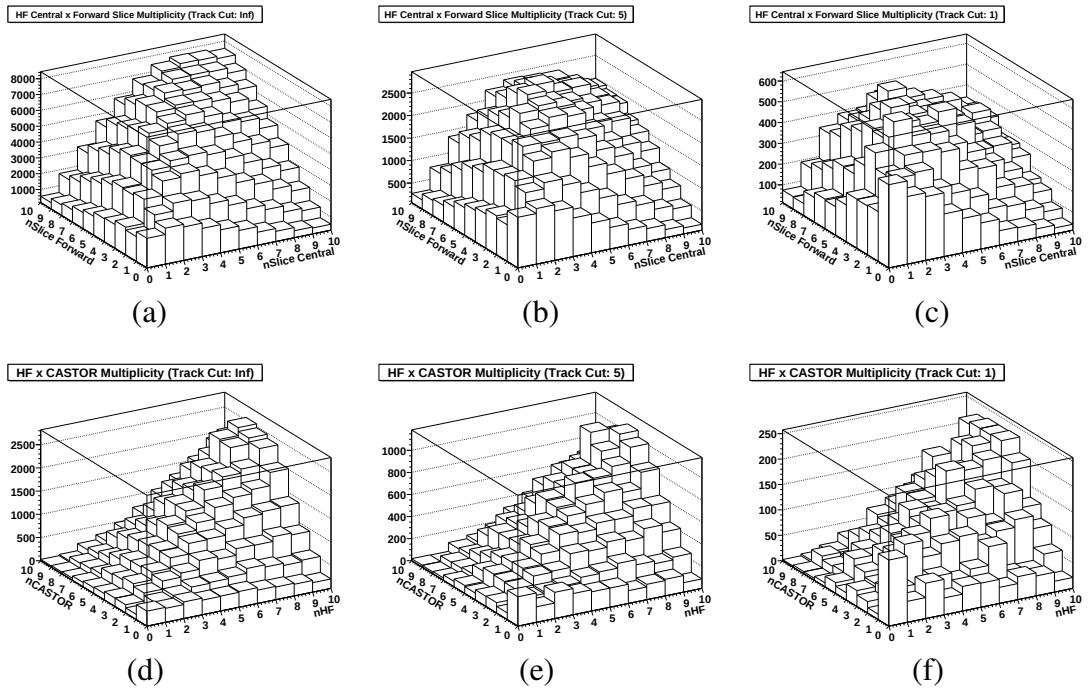


Figura 64: Distribuições de multiplicidade para eventos de sinal e fundo, com o lado do intervalo selecionado de forma aleatória, (a) (d) sem corte de multiplicidade de traços centrais, (b) (e) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) (f) $N_{\text{traços}} \leq 1$. (a) (b) (c) Somente o HF. (d) (e) (f) HF e CASTOR.

Para demonstrar ainda mais a sensibilidade da análise em relação à seleção do lado do intervalo, as figuras 65 e 66 mostram como o sinal evolui ao mudar do lado oposto do intervalo (onde temos somente o HF disponível), para uma seleção aleatória do intervalo e finalmente para o lado do intervalo selecionado de forma usual.

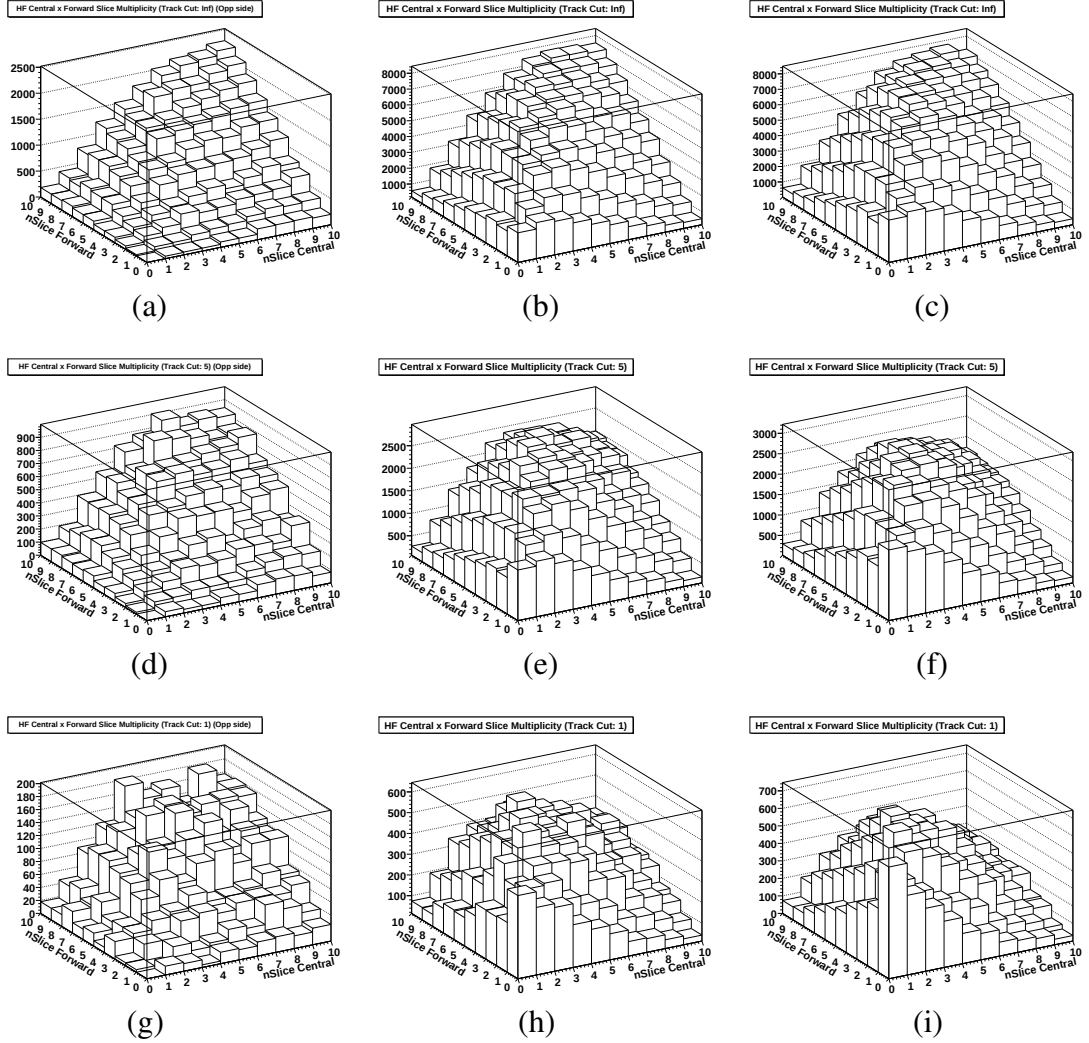


Figura 65: Distribuições de multiplicidade, somente no HF, de sinal e fundo para (a)(d)(g) lado oposto do intervalo, (b)(e)(h) para o lado do intervalo selecionado aleatoriamente e (c)(f)(i) para uma seleção padrão do lado do intervalo. (a)(b)(c) Sem cortes na multiplicidade de traços centrais, (d)(e)(f) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (g)(h)(i) $N_{\text{traços}} \leq 1$.

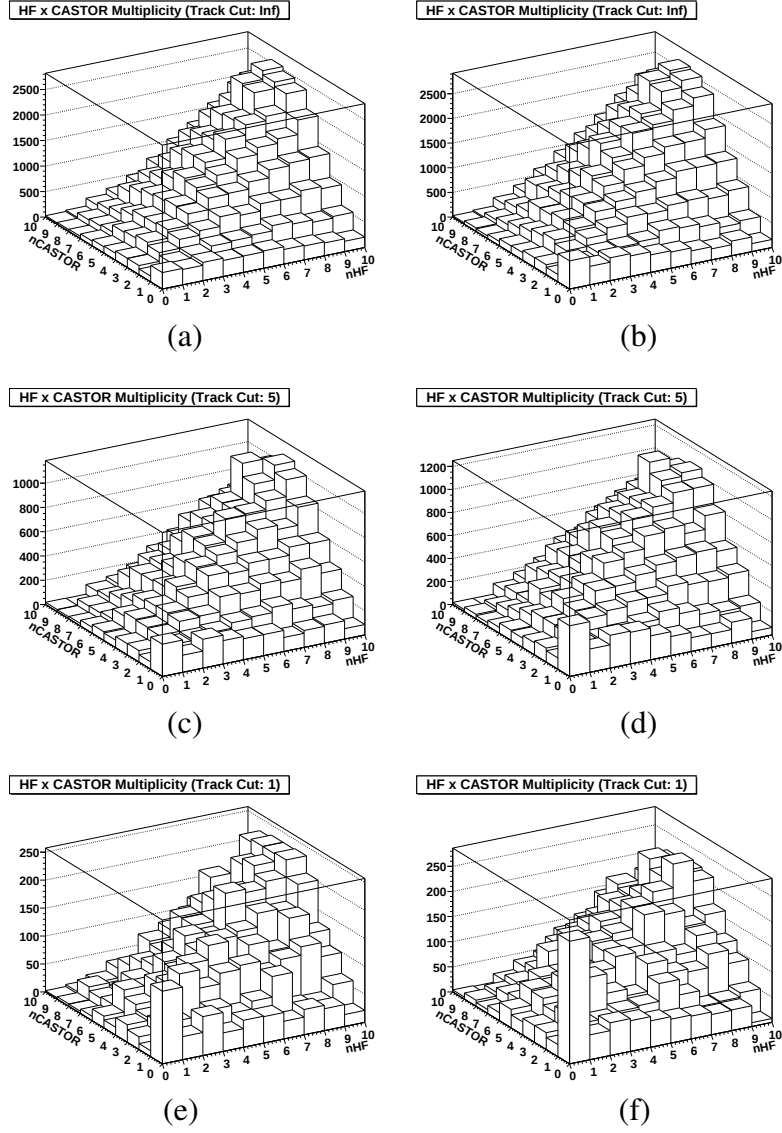


Figura 66: Distribuições de multiplicidade do HF em relação CASTOR (sinal e fundo) para (a)(c)(e) o lado do intervalo selecionado aleatoriamente e para (b)(d)(f) a seleção padrão do lado do intervalo. (a)(b) Sem cortes na multiplicidade de traços centrais, (c)(d) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (e)(f) $N_{\text{traços}} \leq 1$.

Observamos também que a forma das distribuições para eventos de fundo com seleção usual do lado de intervalo é similar aos eventos, também de fundo, com seleção do lado do intervalo aleatória, assim sendo, a primeira pode ser subtraída da última, suprimindo a contribuição dos eventos de fundo. A figura 67 mostra o resultado dessa subtração (sinal e fundo) e o número total de eventos com multiplicidade zero é dado na tabela 3. O tamanho do sinal é cerca da metade do sinal na figura 61, porém com o fundo suprimido.

Tabela 3: Número de eventos com multiplicidade zero da figura 67. As incertezas são calculadas como $\sqrt{N}$.

Seleção		
$N_{HF} = 0$	$N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$	N_{total}
	sem corte	719 ± 27
	5	553 ± 24
	1	223 ± 15
$N_{HF} = 0, N_{\text{CASTOR}} = 0$	$N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$	N_{total}
	sem corte	248 ± 16
	5	174 ± 12
	1	114 ± 11

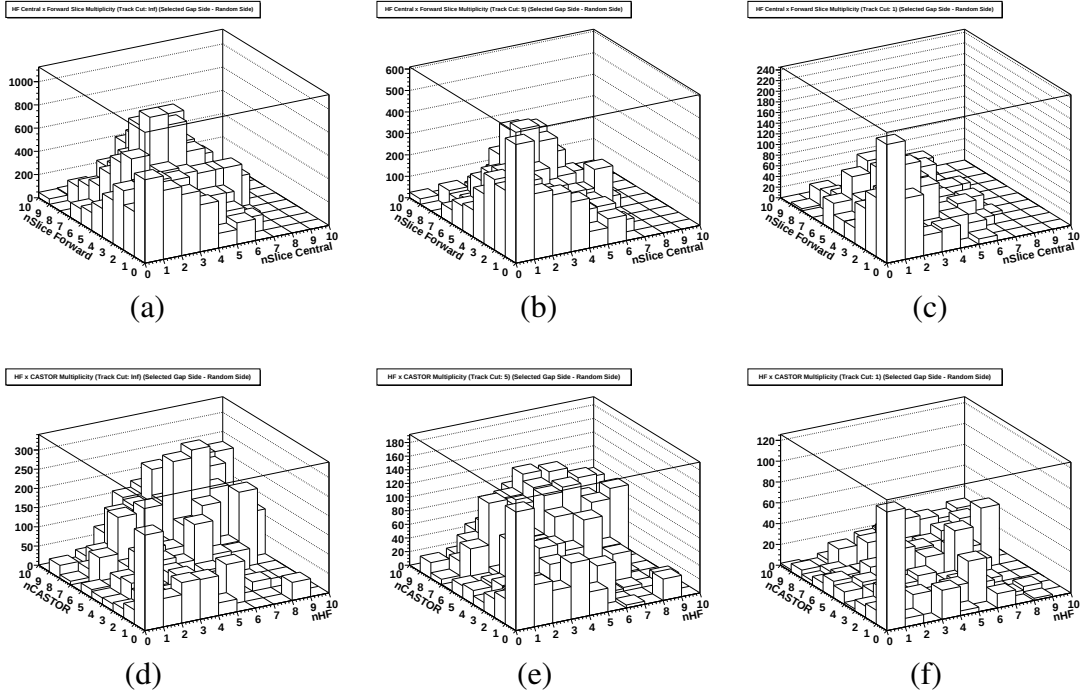


Figura 67: Distribuições de multiplicidade da figura 61 subtraídas das distribuições da figura 64.

As figuras 68 e 69 mostram as mesmas distribuições que 67 para eventos de sinal e fundo separadamente.

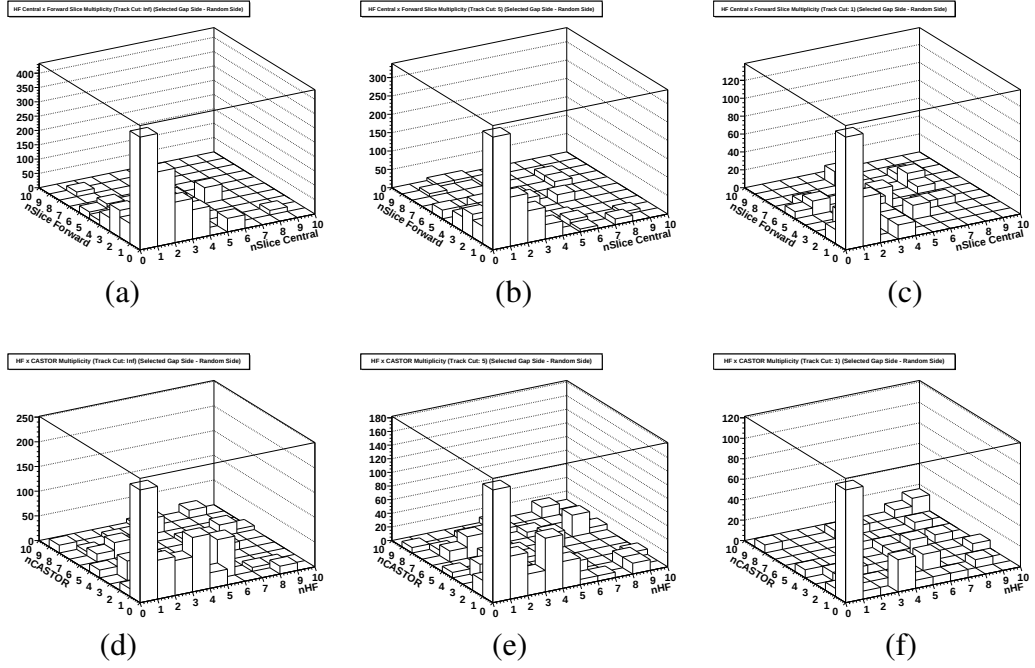


Figura 68: Id. figura 67, apenas para o sinal.

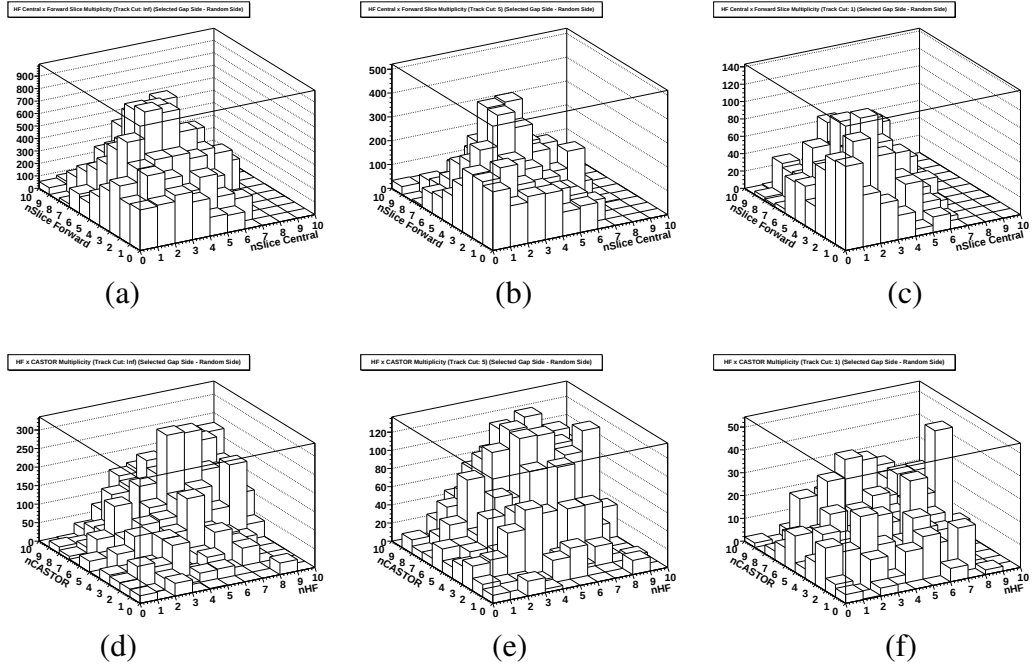


Figura 69: Id. figura 67, apenas para o fundo.

Em suma, enquanto apenas uma das distribuições de multiplicidade sozinha pode não ser suficiente para demonstrar a existência da produção, por difração simples, de díjetos difrativos, um conjunto de distribuições, como as apresentadas nessa seção (dependência de $N_{\text{traços}}$, sensibilidade à largura do intervalo e definição do intervalo) indica que existe um sinal cujo tamanho pode ser controlado de um modo sistemático através de mudanças apropriadas dos cortes de seleção.

Um modo simples de isolar amostras de eventos difrativos, a partir das distribuições de multiplicidade, é usar os *bins* de multiplicidade zero, para os quais os eventos difrativos estão em maior quantidade que os não difrativos. O uso do HF e CASTOR produz a melhor razão entre sinal e fundo, com valores variando entre 8 e 30, dependendo dos cortes de multiplicidade nos traços centrais. Quando uma luminosidade integrada de 10 pb^{-1} de interações únicas estiver disponível, a produção, por difração simples, de díjetos difrativos poderá ser observada com $\mathcal{O}(300)$ eventos de sinal. Outros tipos de eventos de fundo, que não díjetos não difrativos, são discutidos na próxima seção e também aparentam estar bem entendidos no contexto desta análise. De acordo com a seção 4.4.1, a observação de um sinal como o discutido até esse momento, excluiria valores muito baixos de probabilidade de sobrevivência de intervalo de rapidez.

4.4.1 Sensibilidade à probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez

A probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez ($\langle |S|^2 \rangle$) é a quantificação da possível alteração da distribuição de partículas, devido a interações moles entre os dois hádrons do feixe, podendo vir a preencher o intervalo de rapidez. A tabela 4 mostra os valores de sinal e fundo esperados nos *bins* de multiplicidade zero para valores de $\langle |S|^2 \rangle = 0,004$ e $0,23$.

Tabela 4: Idêntica à tabela 1, para $\langle |S|^2 \rangle = 0.004$ e $\langle |S|^2 \rangle = 0.23$.

Seleção				
$N_{HF} = 0$	$N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$	$N_{\text{dif}} (\langle S ^2 \rangle = 0.004)$	$N_{\text{dif}} (\langle S ^2 \rangle = 0.23)$	$N_{\text{não dif}}$
	sem corte	84 ± 9	4816 ± 69	1719 ± 41
	5	64 ± 8	3694 ± 61	943 ± 31
	1	29 ± 5	1665 ± 41	276 ± 16
$N_{HF} = 0, N_{\text{CASTOR}} = 0$	$N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$	$N_{\text{dif}} (\langle S ^2 \rangle = 0.004)$	$N_{\text{dif}} (\langle S ^2 \rangle = 0.23)$	$N_{\text{não dif}}$
	sem corte	40 ± 6	2318 ± 48	67 ± 8
	5	33 ± 4	1881 ± 43	31 ± 6
	1	19 ± 4	1086 ± 33	8 ± 3

No primeiro caso, o sinal se torna praticamente não observável, mesmo com a mais ampla cobertura de η possível (HF e CASTOR) e os mais restritivos cortes de $N_{\text{traços}}^{\text{máx}}$. Por

outro lado, $\langle |S|^2 \rangle = 0,23$ dá origem a um grande e proeminente sinal, mesmo no caso em que consideramos somente o HF.

A observação de $236 \pm 15(\text{estat.})_{-90}^{+120}(\text{sist.})$ ⁶ eventos (de acordo com a tabela 1, para o HF e CASTOR com $N_{\text{traços}}^{\text{máx}} = 1$) ou $409 \pm 20(\text{estat.})_{-160}^{+200}(\text{sist.})$ (de acordo com a tabela 1, $N_{\text{traços}}^{\text{máx}} = 5$) excluiria $\langle |S|^2 \rangle = 0,004$, para o qual nenhum sinal seria visível.

4.5 Contribuições de fundo

Relembramos que por fundo estamos nos referindo a todo e qualquer sinal que possa competir com os eventos de interesse. São duas as principais contribuições de fundo para a produção de dijetos difrativos:

1. eventos não difrativos de dijetos equivocadamente identificados como difrativos. Este fundo foi discutido nas seções anteriores, onde foi mostrado, no que se refere a identificação de eventos de difração dura, que seu comportamento está bem entendido.
2. produção, por difração simples, de dijetos com dissociação do próton, $pp \rightarrow XY$, onde X contém um sistema de dijetos e Y é um estado de baixa massa dentro do qual o próton difrativamente se dissocia. Eventos dissociativos nos quais Y passa despercebido pela região frontal do detector não podem ser distinguidos dos eventos de sinal.

Um estudo [43] mostrou que cerca de 50% dos eventos de dissociação de prótons podem ser rejeitados vetando-se os eventos com atividade no calorímetro ZDC (*Zero Degree Calorimeter*), instalado a 140 m do ponto de interação do CMS. A fração sobe até cerca de 70% se nenhuma atividade também é exigida no CASTOR e HF. Uma vez que o processo dissociativo é também difrativo, e a seção de choque é da mesma ordem da não dissociativa, o efeito dos eventos dissociativos que não podem ser vetados é o de aumentar em cerca de 30% o sinal difrativo. O estudo também concluiu que apenas cerca de 10% dos eventos dissociativos tem atividade no CASTOR e não no ZDC; este resultado indica que as distribuições de multiplicidade do CASTOR não são afetadas significativamente por contribuições dissociativas.

⁶Veja a seção 4.6 para uma discussão sobre de incertezas sistemáticas.

4.6 Erros sistemáticos

Discutiremos agora os erros sistemáticos associados à extração de sinal dos dados. O estudo desses erros destina-se a avaliar a sensibilidade das distribuições de multiplicidade, discutidas até agora, em relação aos cortes de seleção.

1. Sensibilidade ao corte de energia do HF, que variou entre 2.3 e 2.7 GeV. As figuras 70 e 71 mostram as distribuições de multiplicidade para o caso em que consideramos somente o HF e as distribuições para HF e CASTOR, respectivamente. Os resultados são muito estáveis, com mudanças no número de eventos com multiplicidade zero de até 15%.
2. Sensibilidade ao corte da energia transversa dos jatos, E_T , utilizado na análise, o qual variou entre 50 e 100 GeV. As figuras 72 e 73 mostram as distribuições de multiplicidade para o caso em que consideramos somente o HF e HF e CASTOR, respectivamente. O número de eventos com multiplicidade zero diminui por um fator de cerca de dois para cada 10 GeV de aumento do corte de E_T . Contudo, a forma das distribuições de multiplicidade não é alterada significativamente com o corte de E_T entre 50 e 70 ou 80 GeV. Devemos notar que através do aumento do corte de E_T , a média de ξ dos eventos selecionados aumenta. Para selecionar baixo ξ , onde o sinal é dominado pela troca de números quânticos de vácuo, o corte de E_T deve ser tão baixo quanto possível.
3. Sensibilidade à correção da escala de energia dos jatos, JES (*Jet Energy Scale*). Para os primeiros dados, é esperado uma incerteza de aproximadamente 10% na escala de energia dos jatos [44]. Essa mudança na JES se traduz, na prática, como uma mudança do corte de E_T em 10%; o efeito correspondente no número de eventos com multiplicidade zero (tanto para sinal quanto para eventos de fundo) é aproximadamente $\pm 30\%$. Se as próprias constantes de calibração da energia dos jatos são alteradas de $\pm 10\%$, o efeito resultante é aproximadamente $\pm 35\%$ nas distribuições de multiplicidade, em bom acordo com o resultado obtido através da alteração do corte de E_T .
4. Sensibilidade relativa ao intervalo de η no qual o sistema dijetos é observado. Foram utilizadas as seguintes alternativas:
 - (a) sistema de dijetos entre $-4 < \eta < -1$ ou $1 < \eta < 4$, figura 74. Este corte reduz o sinal em 40-50%, mas o fundo é reduzido por um fator de cerca de três o que acarreta em um aumento da significância do sinal.

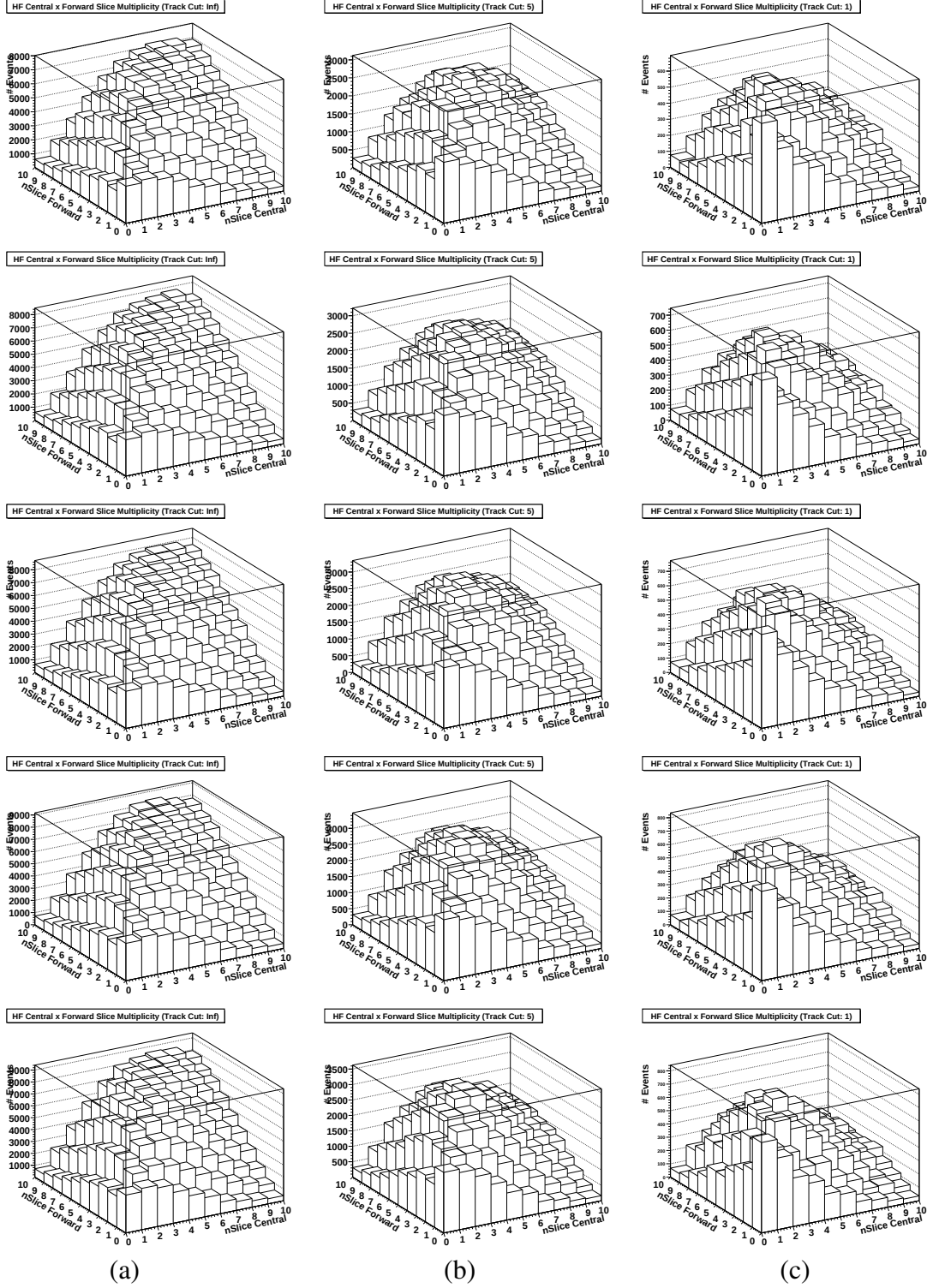


Figura 70: Distribuições de multiplicidade do HF para sinal e eventos de fundo, (a) sem corte de multiplicidade nos traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$ e para valores do corte de energia no HF de 2.3, 2.4, 2.5, 2.6 e 2.7 GeV (de cima para baixo, respectivamente).

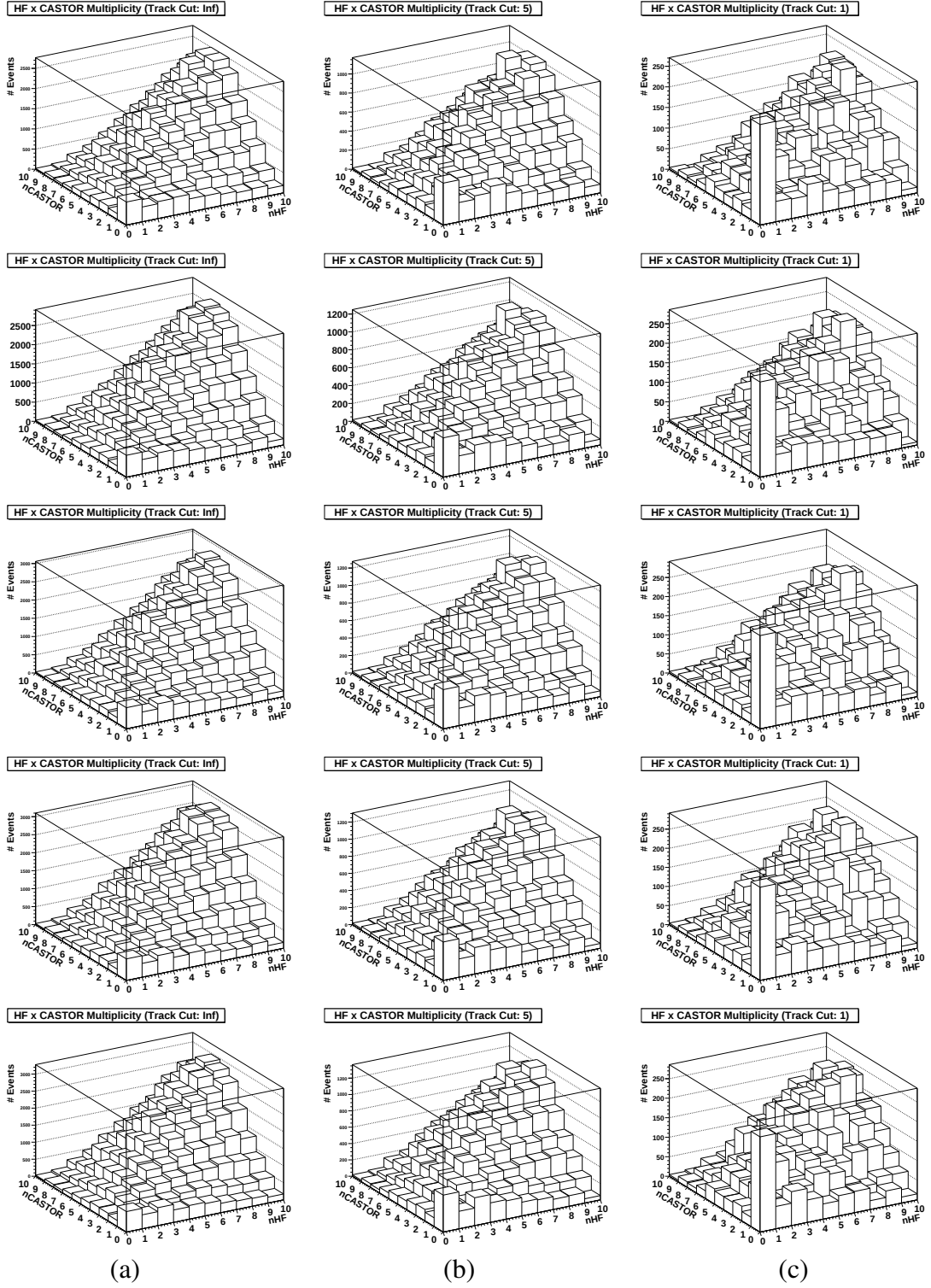


Figura 71: Distribuições de multiplicidade do HF em relação ao CASTOR para sinal e eventos de fundo, (a) sem corte de multiplicidade nos traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$ e para valores do corte de energia no HF de 2,3, 2,4, 2,5, 2,6 e 2,7 GeV (de cima para baixo respectivamente).

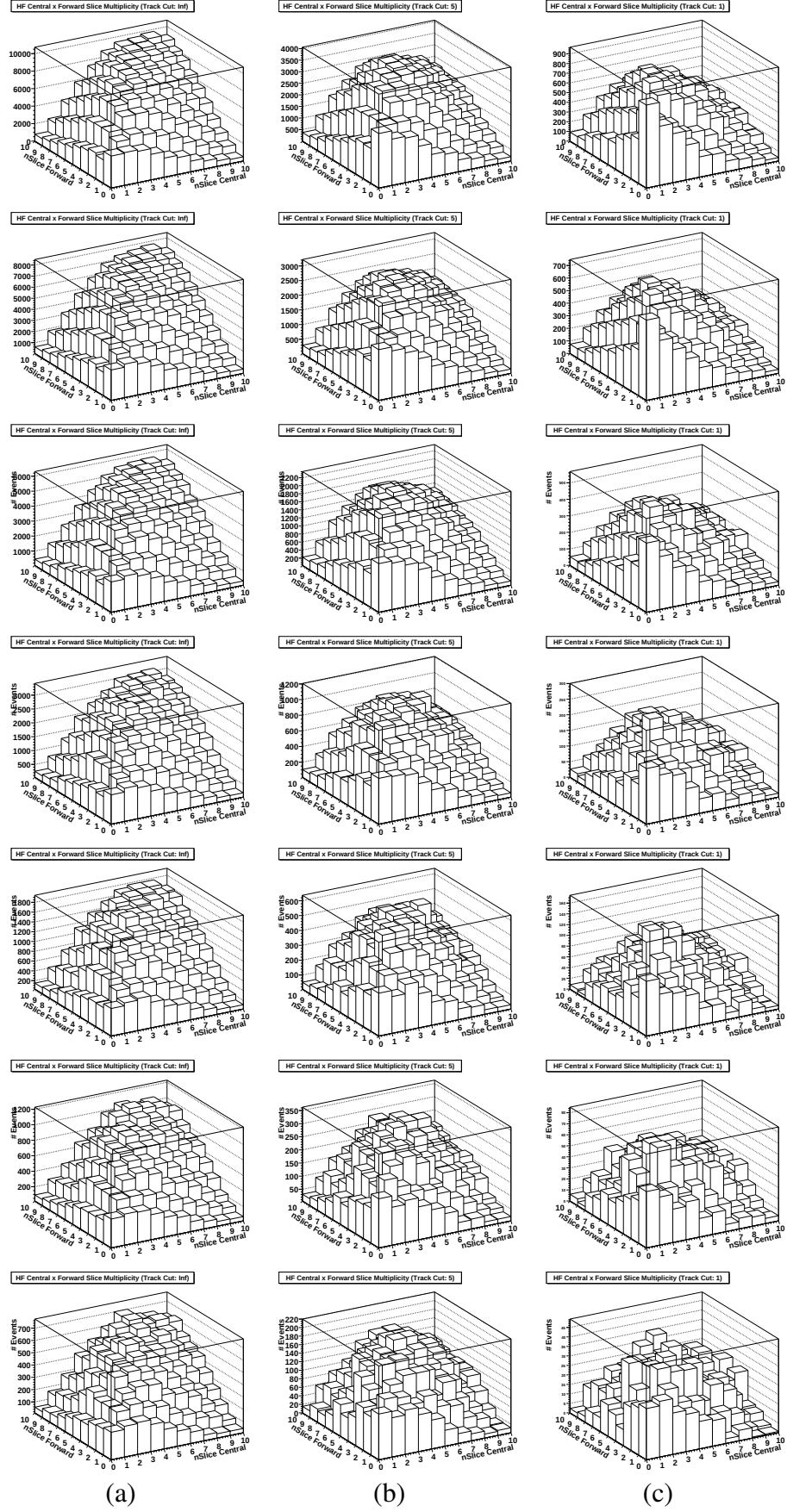


Figura 72: Distribuições de multiplicidade do HF para sinal e eventos de fundo, (a) sem corte de multiplicidade nos traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$ e para valores de corte de E_T de 50, 55, 60, 70, 80, 90 e 100 GeV (de cima para baixo, respectivamente).

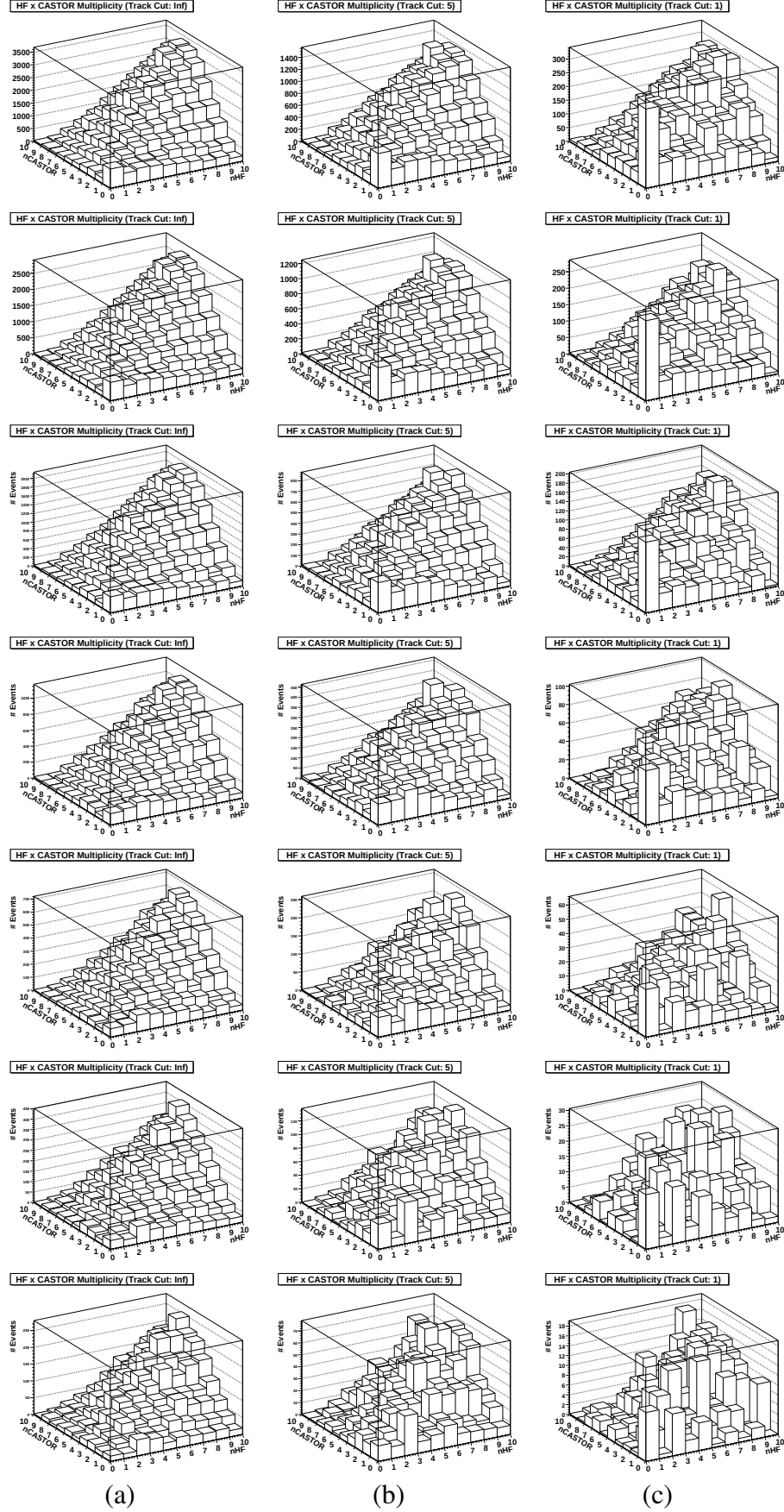


Figura 73: Distribuições de multiplicidade do HF em relação ao CASTOR para sinal e eventos de fundo, (a) sem corte de multiplicidade nos traços centrais, (b) $N_{\text{traços}} \leq 5$ e (c) $N_{\text{traços}} \leq 1$ e para valores de corte de E_T de 50, 55, 60, 70, 80, 90 e 100 GeV (de cima para baixo, respectivamente).

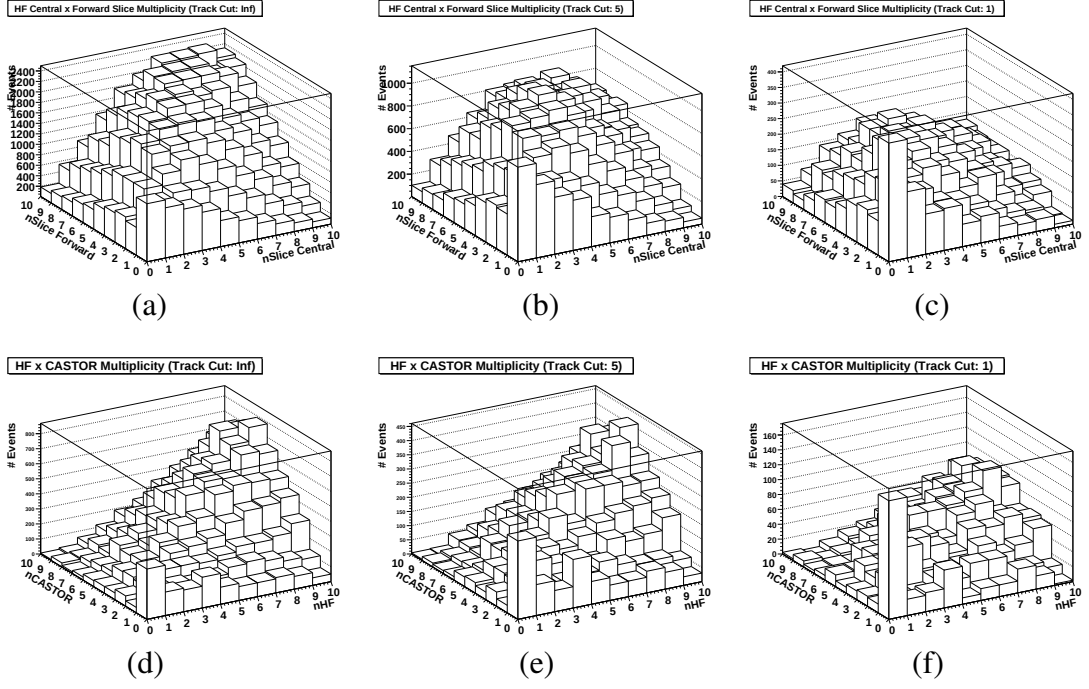


Figura 74: Id. figura 61, para um corte na pseudorapidez do sistema de dijetos como: $-4 < \eta < -1$ para o lado do intervalo no lado positivo ou $1 < \eta < 4$ para o lado do intervalo no lado negativo.

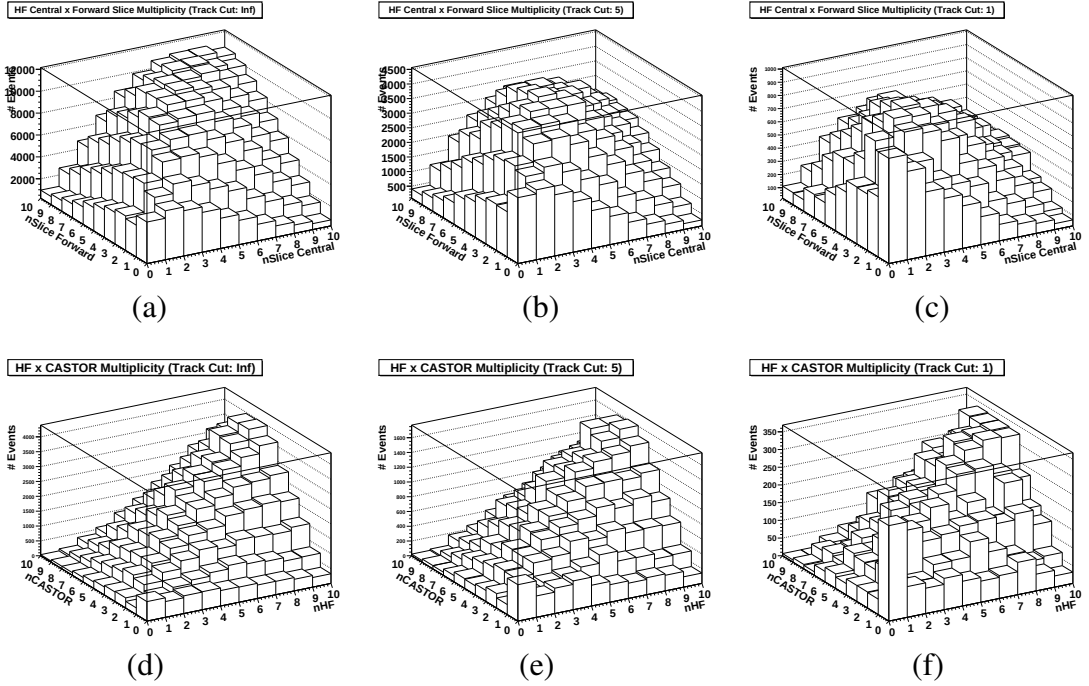


Figura 75: Id. figura 61, sem nenhum corte na pseudorapidez do sistema de dijetos.

- (b) Nenhuma exigência nos valores de η dos dois jatos, figura 75. O sinal não é afetado por este corte, mas o fundo aumenta para até um fator de dois. Contudo, o sinal ainda é visível.
5. Sensibilidade ao algoritmo de jato utilizado. Os algoritmos IterativeCone5 e SisCone7 foram utilizados no lugar do SisCone5. A mudança nos resultados são da ordem de 1% para o SisCone5 e IterativeCone5 e da ordem de 15-20% para o SisCone5 e SisCone7. Tais resultados, inclusive os algoritmos de jato supracitados, são melhor discutidos na seção 4.8.
6. Sensibilidade para a simulação do CASTOR. Como discutido anteriormente, para o CASTOR são utilizadas informações a nível de gerador. A fim de avaliar, de forma indireta, o efeito do uso desse tipo de informação no lugar da reconstrução apropriada, procedemos com o HF da mesma maneira que procedemos com o CASTOR, ou seja, calculamos a multiplicidade de torres que seriam ativadas com base nas informações, a nível de gerador (partículas estáveis com energia mínima de 10 GeV), das partículas estáveis que atingiriam o HF. A figura 76 mostra o perfil das distribuições de geração em relação às distribuições de multiplicidade reconstruídas depois da seleção da lado do intervalo. O perfil mostra que desvios em relação a uma linha reta são pequenos.

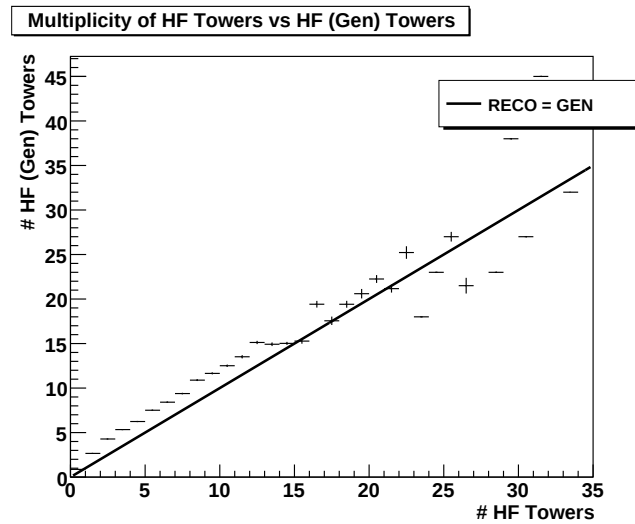


Figura 76: Perfil das distribuições de geração em relação as distribuições de multiplicidade reconstruídas, depois da seleção do lado do intervalo. A reta representa o caso em que os valores obtidos com os dados da geração são idênticos aos obtidos com dados reconstruídos.

7. A correlação entre a distribuição de multiplicidade de traços com $|\eta| < 2$ e valores de ξ foi estudada. Como esperado, de acordo com a figura 77, baixos valores de ξ correspondem a baixas multiplicidades.

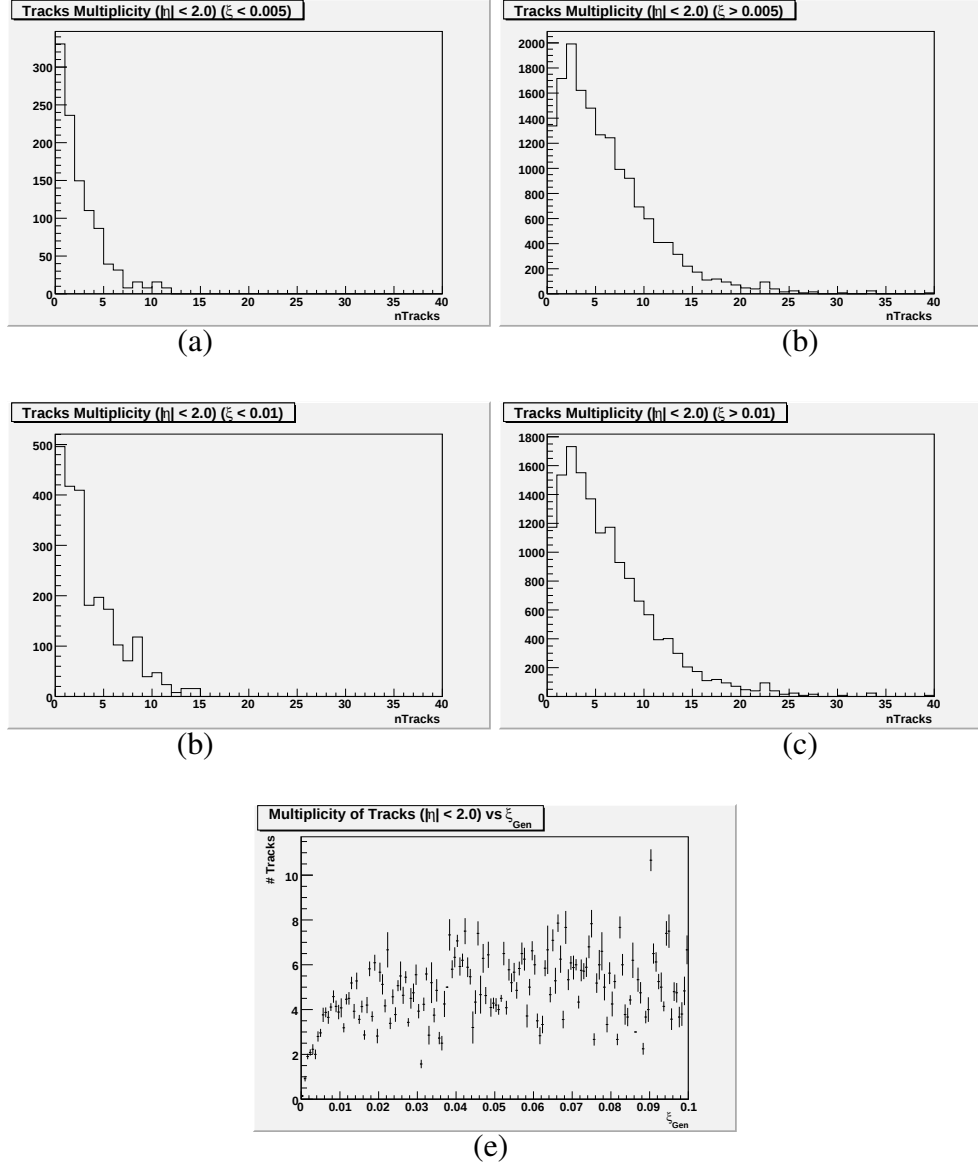


Figura 77: distribuição da multiplicidades de traços com $|\eta| < 2$ para: (a) $\xi_{\text{gerado}} < 0,005$, (b) $\xi_{\text{gerado}} > 0,005$, (c) $\xi_{\text{gerado}} < 0,01$, (d) $\xi_{\text{gerado}} > 0,01$ e (e) ξ_{gerado} .

Em síntese, uma estimativa conservadora dos erros sistemáticos nas medidas dos *bins* de multiplicidade zero, da tabela 1, pode ser obtida através da soma, em quadratura, da contribuição do corte de energia do HF, a incerteza na JES, as diferentes escolhas de algoritmos de jatos e a contribuição de $+30\%$ devido a dissociação do próton, o que nos leva a um erro sistemático de $+50\%$ -40% .

4.7 Possibilidade da reconstrução de ξ a partir dos dados

A variável ξ (fração de *momentum* do próton carregada pelo *pomeron*) pode ser reconstruída a partir da deposição de energia no calorímetro, utilizando $\xi_{reco} = (1/\sqrt{s})(\Sigma E_T e^{k\eta})$, somando sobre todas as torres de calorímetro ou todos os jatos onde: $k = +1$ (ou -1) para intervalos no lado positivo (ou negativo) [10, 11]. A figura 78 mostra ξ_{reco} como função do valor gerado de ξ , com ξ_{reco} obtido a partir das torres de calorímetro ou dos jatos do evento (depois da simulação do detector).

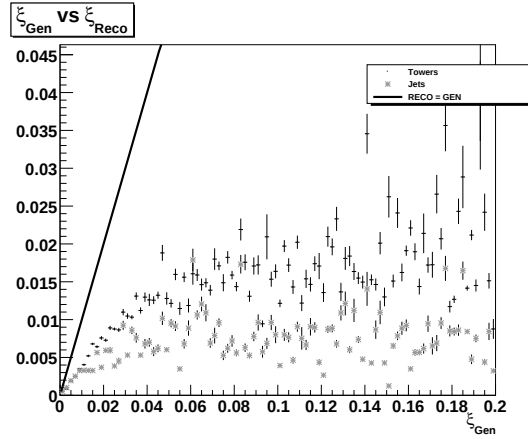


Figura 78: Correlações entre ξ_{Gen} e ξ_{Reco} obtidos, com todas as torres de calorímetro ou todos os jatos.

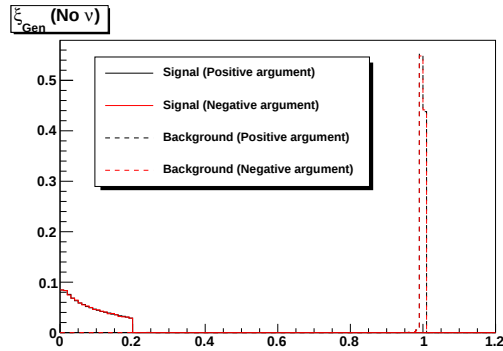


Figura 79: Distribuição para eventos de sinal (linhas contínuas) e fundo (linhas tracejadas), de ξ_{reco} obtida, em nível de gerador, usando todas as partículas em estado final (excluindo neutrinos). As linhas contínuas representam o sinal e as tracejadas os eventos de fundo. Em preto $k = 1$ e em cinza $k = -1$.

A primeira opção de ξ_{reco} (a partir das torres do calorímetro) resulta na melhor correlação com valor gerado de ξ . Já a figura 79 mostra a distribuição, para sinal e fundo, de ξ_{reco} obtida, em nível de gerador, usando todas as partículas em estado final (excluindo neutrinos). A figura 80 mostra as distribuições, para sinal e fundo, de ξ_{reco} após a simulação de detector.

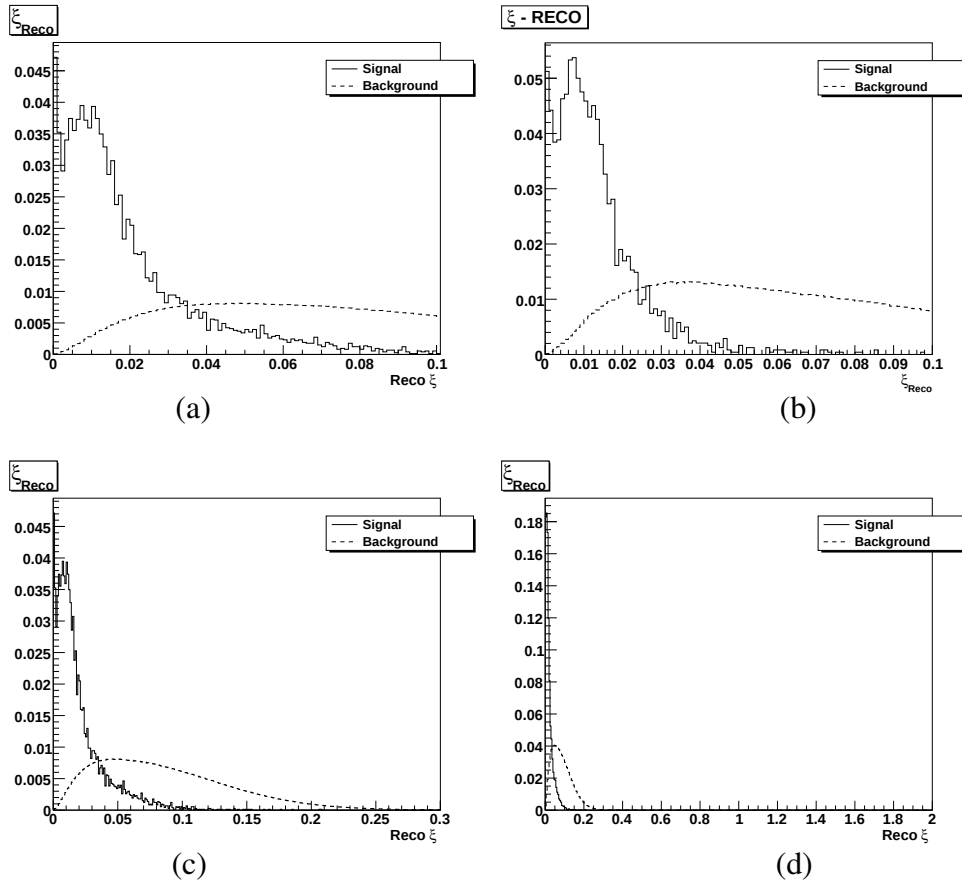


Figura 80: (a) Distribuição, para eventos de sinal (linha contínua) e fundo (linha tracejada), de ξ_{reco} após o HLT e a seleção do lado do intervalo. (b) mesma distribuição após todos os cortes, exceto o corte em N_{traces} . (c)(d) Igual a (a), porém com escala horizontal ampliada. Todos os histogramas estão normalizados à unidade.

4.7.1 Distribuições substituindo o corte na multiplicidade de traços por um corte em ξ .

A variável ξ_{reco} pode ser usada na separação de sinal e fundo. As figuras 81 e 82 mostram distribuições de multiplicidade somente no HF e no HF e CASTOR para um corte $\xi_{reco} < 0,08$. As distribuições são qualitativamente similares às aquelas apresentadas anteriormente e obtidas com um corte no máximo de multiplicidade dos traços centrais. Se além de um corte de ξ_{reco} também aplicarmos um corte de $N_{\text{traços}}$, a significância do sinal aumenta – é o que está mostrado nas figuras 83 e 84 para $N_{\text{traços}} \leq 5$.

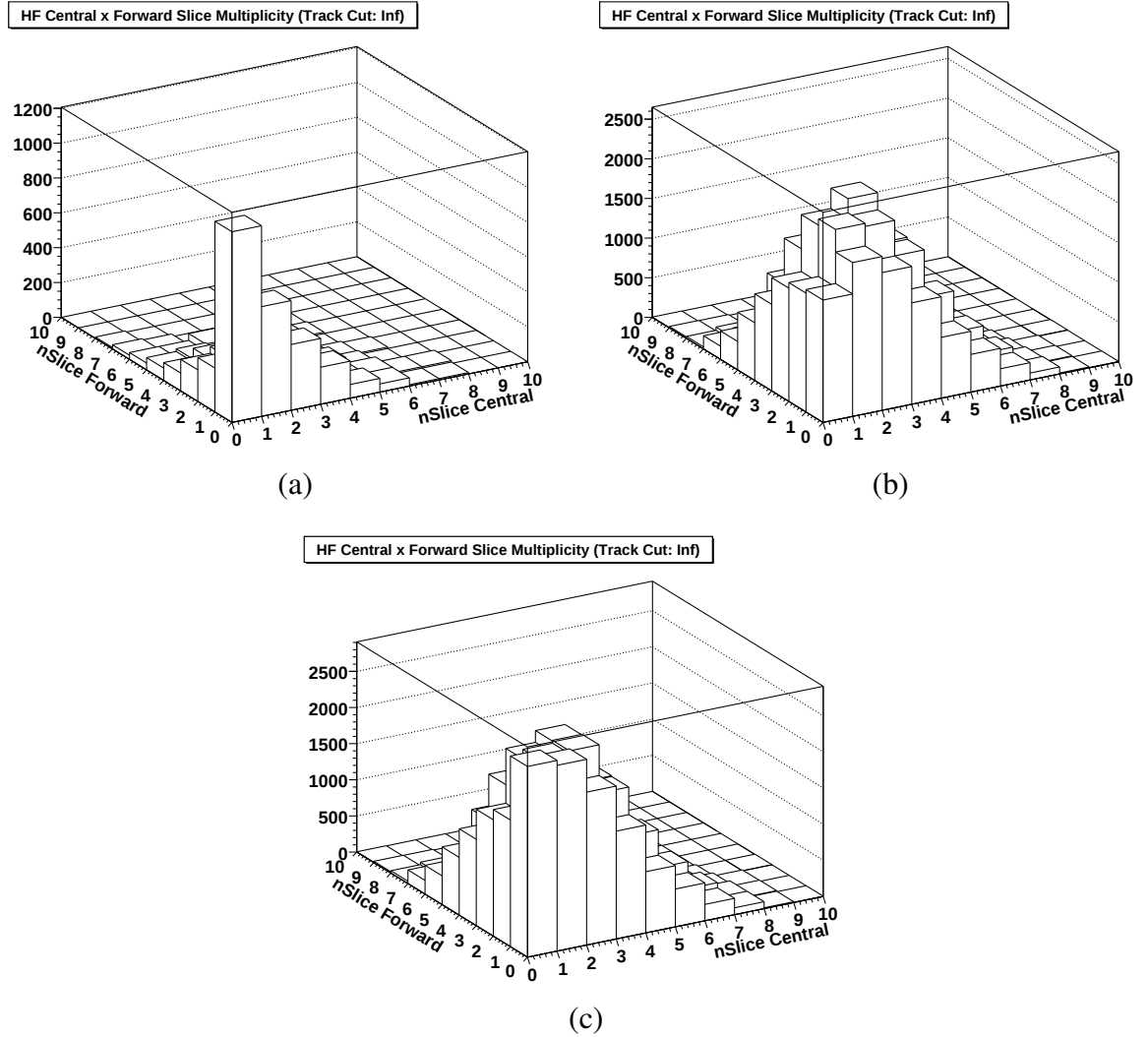


Figura 81: Distribuições de multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*) para eventos com $\xi_{reco} < 0,08$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e de MADGRAPH.

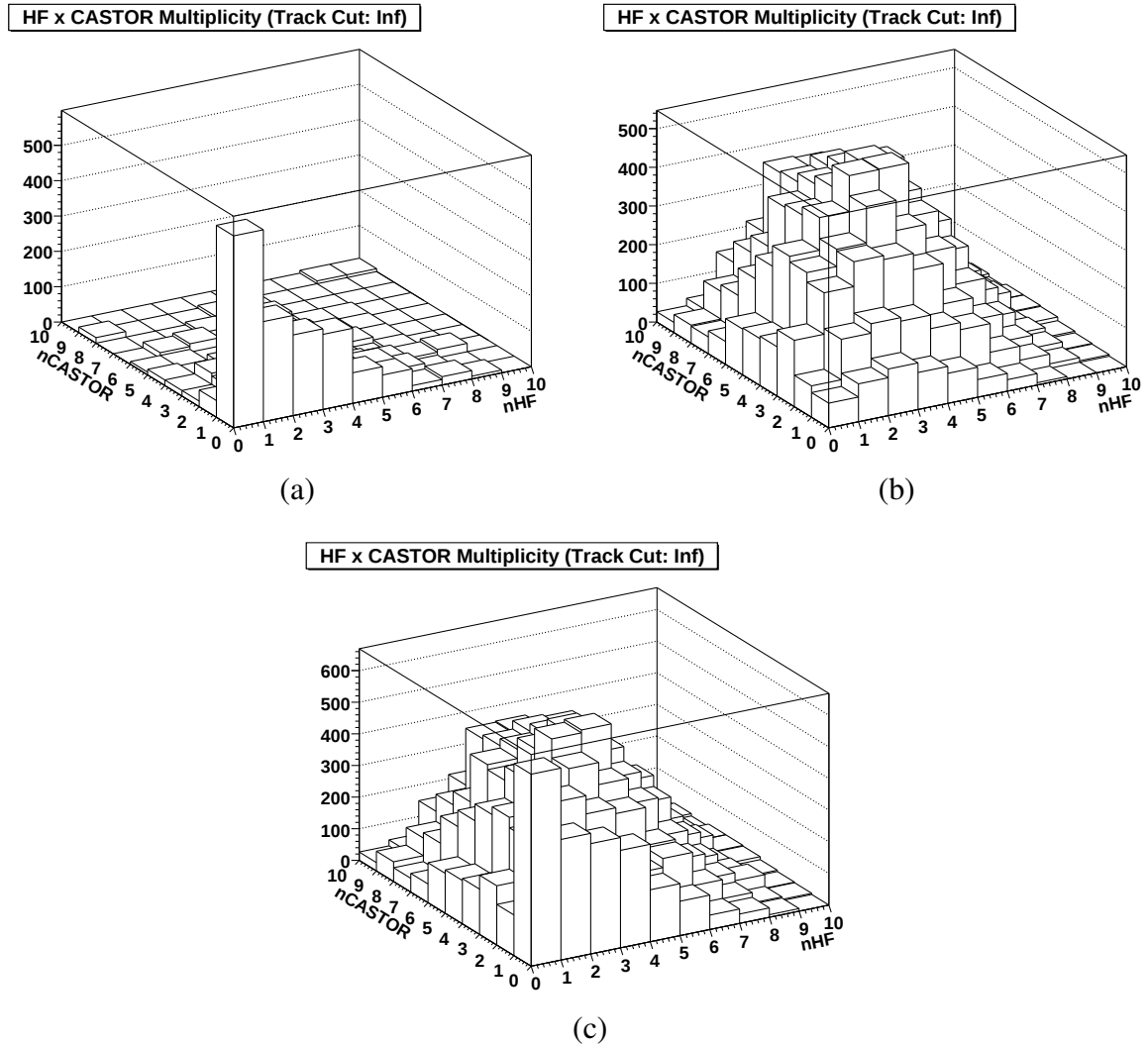


Figura 82: Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação no CASTOR em nível de gerador) para eventos com $\xi_{reco} < 0,08$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

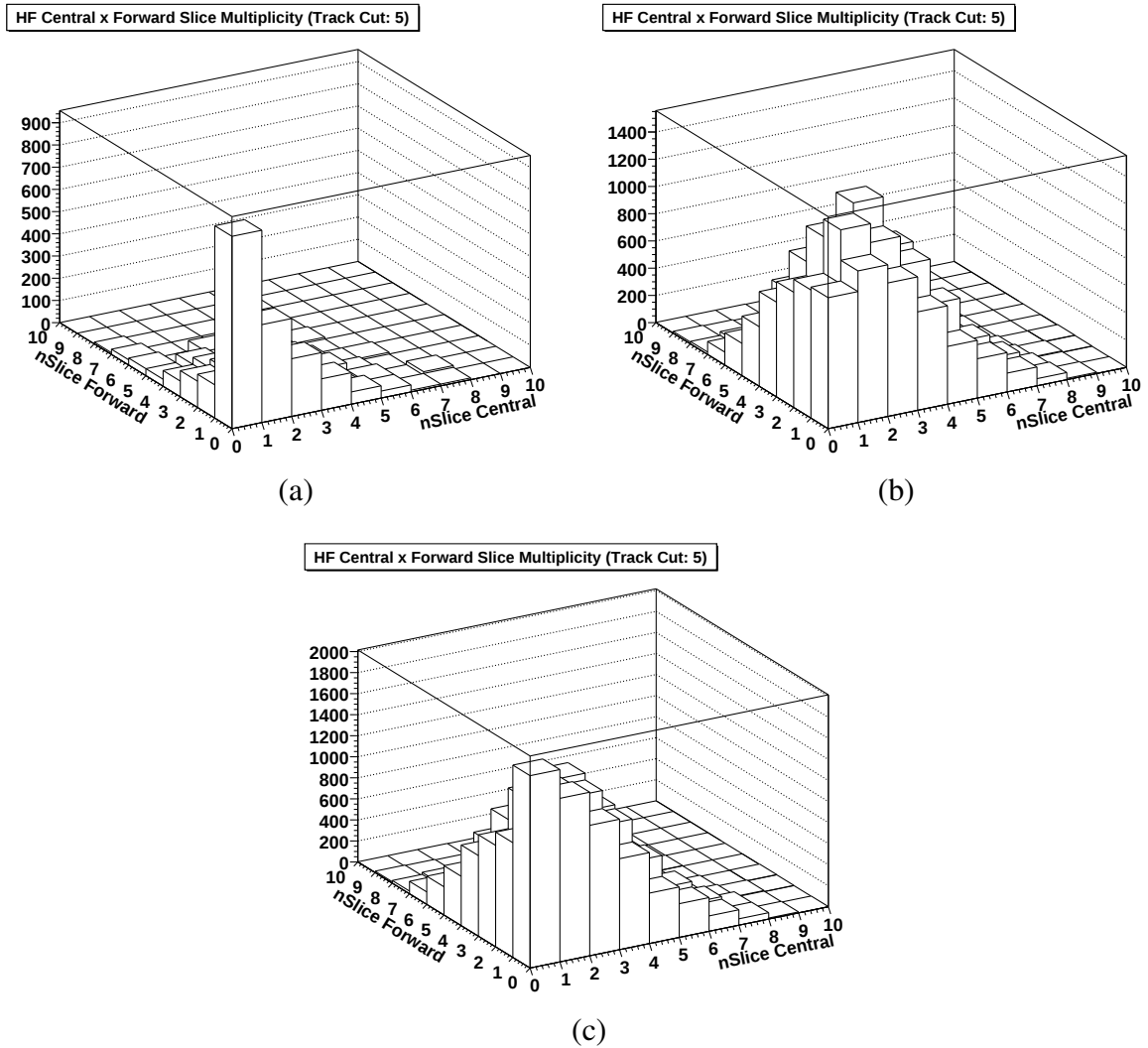


Figura 83: Distribuições de multiplicidade para baixo η (*central slice*) em relação a alto η (*forward slice*) em eventos com $\xi_{reco} < 0,08$ e $N_{tra\c{c}os} < 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e MADGRAPH.

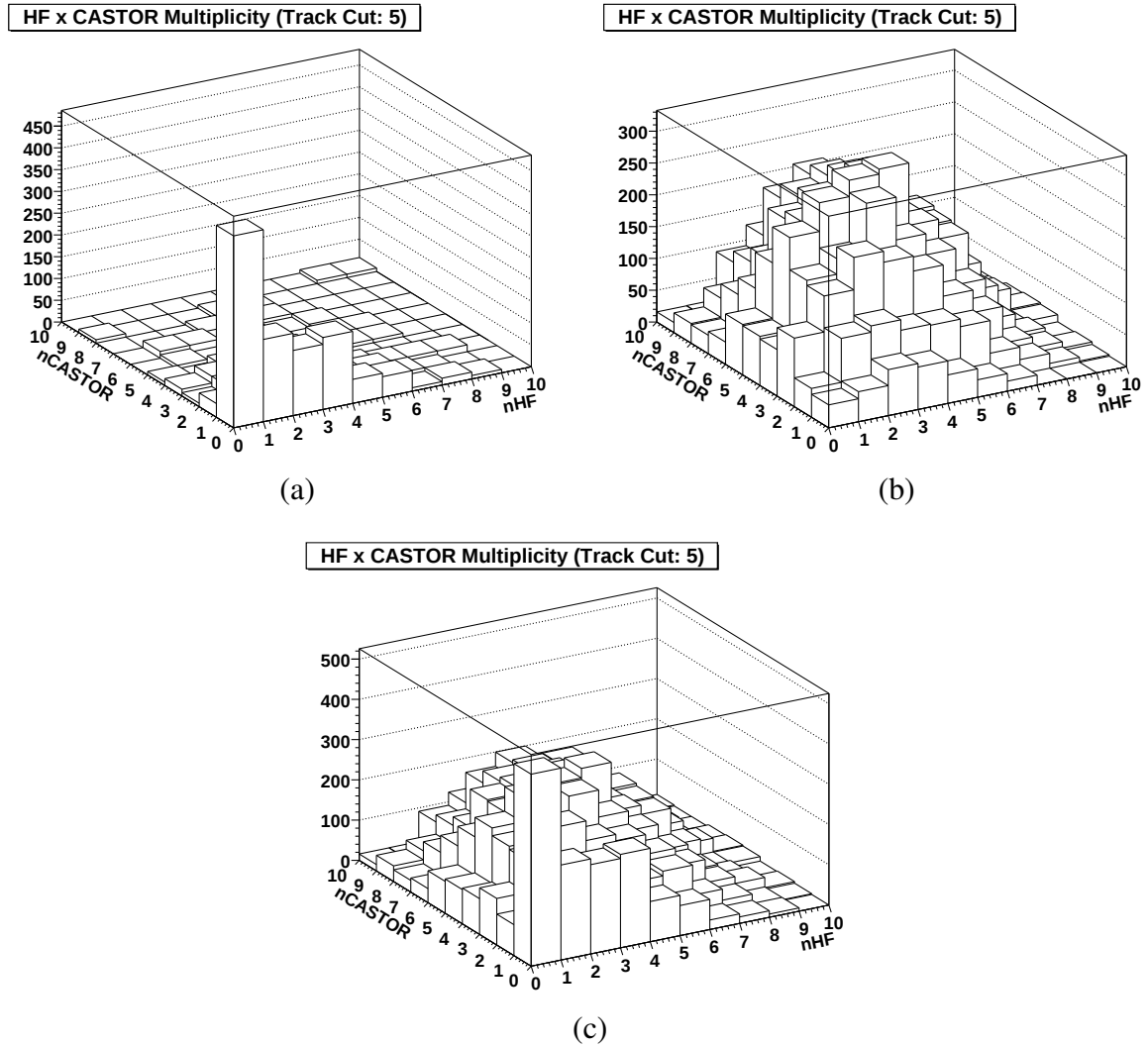


Figura 84: Distribuições de multiplicidade de torres no HF em relação à multiplicidade de setores no CASTOR (informação no CASTOR em nível de gerador) para eventos com $\xi_{reco} < 0.08$ e $N_{\text{traços}} < 5$. (a) Eventos de POMWIG. (b) Eventos de MADGRAPH. (c) Soma das distribuições de POMWIG e de MADGRAPH.

4.8 Comparação entre diferentes algoritmos de jato

Nessa seção discutiremos a comparação entre dois diferentes algoritmos de reconstrução dos jatos: *IterativeCone*⁷ e *SisCone*.⁸

Para compreender a dependência dos nossos resultados no tamanho do cone, estudamos duas parametrizações diferentes: $R = 0,5$ e $R = 0,7$. Para a amostra de difração simples usada na análise, reconstruída com diferentes algoritmos de jato, as distribuições angulares e de E_T , dos dois jatos principais, são mostradas nas figuras 85 e 86; apenas eventos que passam às condições de HLT contribuem para as distribuições.

A tabela 5 mostra a eficiência da análise (incluindo a seleção de *trigger*) como função do método de reconstrução utilizado para o sinal.

Tabela 5: Eficiência de seleção para diferentes algoritmos de jato.

Algoritmos	Eficiência
IterativeCone5	$(0,95 \pm 0,03)\%$
SisCone5	$(0,93 \pm 0,03)\%$
SisCone7	$(1,13 \pm 0,03)\%$

Como esperado, a energia do jato reconstruído com *SisCone7* é maior que aquele determinado com os outros dois métodos de reconstrução. De qualquer forma, há um bom acordo entre as distribuições para os diferentes algoritmos, ou seja, a escolha do algoritmo de jato não tem grande influência no tipo de medida que estamos nos propondo a fazer.

⁷O *IterativeCone* toma a direção, no plano η, ϕ , da torre de maior energia transversa, E_t , como semente para o primeiro cone a ser testado. Em sequência introduz pequenas variações na direção do cone (pesadas pela distribuição de E_t) até que o cone passe por um critério de estabilidade, como por exemplo: E_t^i/E_t^{i+1} menor que um determinado valor. Para o cálculo dos outros jatos, as torres dos jatos anteriores são excluídas. Não há superposição de jatos.

⁸O *SisCone* é um algoritmo de jato que não usa sementes, assim sendo, o *SisCone* identifica todos os cones estáveis. Uma vez identificados, um algoritmo de *split-merge* (separar e mesclar) é executado com o objetivo de, com base em um parâmetro de superposição, garantir a segurança à radiação infravermelho (radiação suave que pode alterar a disposição e energia dos jatos reconstruídos).

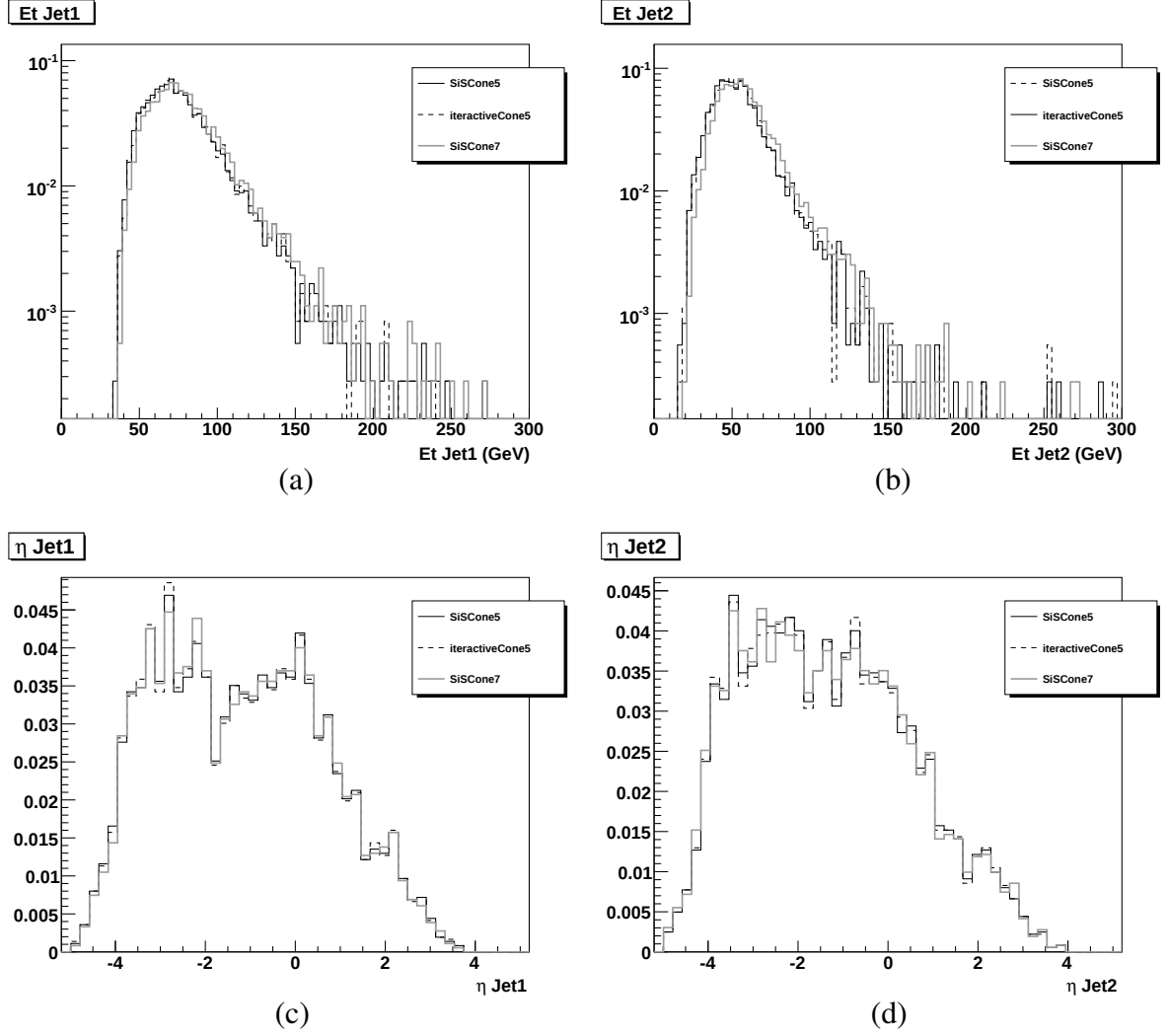


Figura 85: Distribuições para diferentes algoritmos de reconstrução dos jatos: IterativeCone ($R = 0,5$, linha tracejada), SIScone ($R = 0,5$, linha contínua preta) e SisCone ($R = 0,7$, linha contínua cinza). (a) distribuição de E_T para o jato de maior energia. (b) distribuição de E_T para o segundo jato de maior energia. (c) distribuição de η para o jato de maior energia. (d) distribuição de η para o segundo jato de maior energia. Distribuições para uma amostra de difração simples.

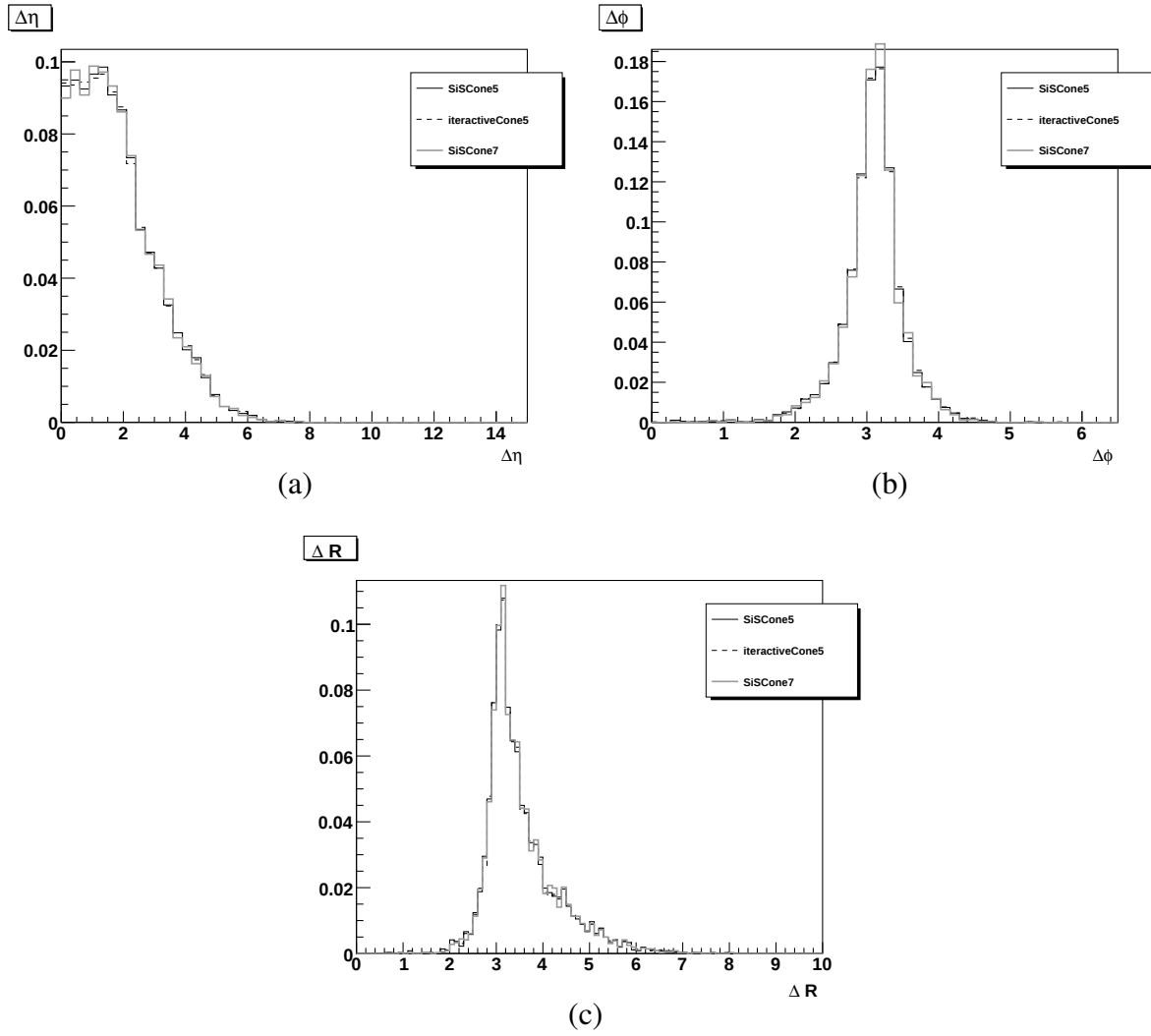


Figura 86: Distância angular e espacial entre os dois jatos principais, produzidos por difração simples, reconstruídos com diferentes algoritmos: IterativeCone ($R = 0,5$, linha tracejada), SIScone ($R = 0,5$, linha contínua preta) e SisCone ($R = 0,7$, linha contínua cinza). (a) $\Delta\eta$ entre os dois jatos principais. (b) $\Delta\phi$ entre os dois jatos principais. (c) ΔR entre os dois jatos principais.

5 CONCLUSÃO

Neste trabalho avaliamos as distribuições básicas para as diferentes topologias difrativas, bem como possíveis correlações entre elas. Estudamos a diferença, na pseudorapidez, na distribuição de energia das diferentes topologias difrativas e como isso se relaciona com a presença e o posicionamento do intervalo de rapidez nesses eventos. Tal relação foi utilizada na seleção de eventos difrativos.

Estudamos também algumas variáveis de forma do evento, como esfericidade, aplanaridade e *thrust*, e como seus formatos estão relacionados com as topologia de difração simples e dupla troca de *pomeron*. Além disso, interpretamos as distribuições explicando o porquê dos formatos obtidos. Tais variáveis podem ser importantes no futuro para a seleção de eventos com pouco empilhamento [7] e para o ajuste de geradores de Monte Carlo para a produção de dijetos difrativos.

Também foi discutido um procedimento para a observação da produção inclusiva, por difração simples, de dijetos com uma luminosidade efetiva de 10 pb^{-1} de interações únicas. Esse procedimento é baseado na detecção de intervalos de rapidez no estado final do evento usando os calorímetros HF e CASTOR, e nas informações sobre a multiplicidade dos traços centrais.

Utilizando as informações do calorímetro CASTOR e considerando uma probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez de 0.05, são esperados $\mathcal{O}(300)$ eventos de sinal reconstruídos com uma razão sinal/fundo de até 30. Mesmos sem as informações do CASTOR, somente a informação do HF pode ser suficiente. Uma observação de um sinal desse nível excluiria valores muito pequenos da probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez, $\langle |S^2| \rangle$. Além disso, essa medida, independente do resultado obtido na observação de difração simples, permitiria o ajuste dos geradores de Monte Carlo não difrativos e da simulação de eventos através do formato das distribuições de multiplicidade na região frontal, em especial, para alta multiplicidade.

Foi demonstrado que um conjunto de distribuições pode ser usado para evidenciar a presença de produção inclusiva de dijetos difrativos nos dados sem depender de geradores de Monte Carlo. O tamanho do sinal foi estudado como uma função dos cortes utilizados para a seleção da amostra difrativa, por exemplo o corte na multiplicidade de traços centrais $N_{\text{traços}}$, a cobertura de η disponível e o critério de seleção do lado do intervalo, sendo que esse estudo mostrou que o tamanho do sinal pode ser alterado de maneira previsível.

A observação da produção de dijetos difrativos é um ingrediente importante no estudo da difração dura no LHC. Uma vez o sinal observado, pode-se determinar a razão da produção de dijetos produzidos por difração simples. Essa razão é experimentalmente interessante e permite acesso à probabilidade de sobrevivência do intervalo de rapidez, o que é relevante não apenas

por si mesmo, mas também por causa da sua relação com as interações de múltiplos pártons (MPI). Essa razão também é sensível à componente gluônica das PDF difrativas do próton na região onde elas ainda não foram medidas.

O estudo de jatos, dijets e multijets é cada vez mais importante na compreensão das interações fortes. Daremos continuidade a esses estudos com os dados que estão sendo produzidos pelo CMS.

Esperamos também refazer essa análise com as diferentes energias que estão sendo trabalhadas no CMS/LHC.

REFERÊNCIAS

- 1 PREDAZZI, E.; BARONE, V. *High-energy particle diffraction*. [S.l.]: Springer, 2002.
- 2 COLLINS, P. D. B. *An introduction to Regge theory and high-energy physics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1977.
- 3 EDEN, R. Regge poles and elementary particles. *Reports on Progress in Physics*, v. 34, n. 995-1053, 1971.
- 4 IRVING, A.; WORDEN, R. Regge phenomenology. *Physics Reports*, v. 34, n. 3, p. 117–231, 1977.
- 5 CMS Collaboration et al. The CMS Experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, v. 3, n. S08004, aug. 2008.
- 6 EVANS, L.; P.BRYANT. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, v. 3, n. S08001, aug. 2008.
- 7 MELO, E. *Estudo do impacto do empilhamento na identificação de eventos de difração dura no CMS/LHC. 2009*. Dissertação (Mestrado) — Universidade do Estado do Rio Janeiro, Rio de Janeiro, 2009.
- 8 DERRICK, M. et al. Measurement of the diffractive structure function in deep inelastic scattering at HERA. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, v. 68, n. 4, p. 569–584, 1995.
- 9 ABE, F. et al. Measurement of Diffractive Dijet Production at the Fermilab Tevatron. *Physical Review Letters*, v. 79, n. 14, p. 2636–2641, 1997.
- 10 ABBOTT, B. et al. Hard single diffraction in image collisions at image and 1800 GeV. *Physical Letters B*, v. 531, n. 1-2, p. 52–60, 2002.
- 11 AFFOLDER, A. A. et al. Diffractive Dijets with a Leading Antiproton in p-p Collisions at $\sqrt{s} = 1800\text{GeV}$. *Physical Review Letters*, v. 84, n. 22, p. 5043–5048, 2000.
- 12 AFFOLDER, A. A. et al. Diffractive Dijet Production at $\sqrt{s} = 630$ and 1800 GeV at the Fermilab Tevatron. *Physical Review Letters*, v. 88, n. 15, p. 151802, 2002.
- 13 COX, B. E.; FORSHAW, J. R. Pomwig: Herwig for diffractive interactions. *Computer Physics Communications Program Library*, v. 144, n. 1, p. 104–110, 2002.
- 14 KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Early LHC measurements to check predictions for central exclusive production. *European Physical Journal C*, v. 55, n. 3, p. 363–375, 2008. ArXiv:0802.0177 [hep-ph].
- 15 GOTSMAN, E. et al. *Survival probability of large rapidity gaps*. Disponível em: <<http://arXiv:hep-ph/0511060>>.
- 16 KHOZE, A. D. M. V. A.; RYSKIN, M. G. The extraction of the bare triple-pomeron vertex. *Physical Letters B*, v. 643, n. 93, p. 93–97, 2006.

- 17 MILLER, J. S. Survival probability for diffractive higgs production in high density QCD. *European Physical Journal C*, v. 56, n. 1, p. 39–56, 2008.
- 18 GOOD, M.; WALKER, W. D. Diffraction dissociation of beam particles. *Physical Review*, v. 120, n. 5, p. 1857–1860, 1960.
- 19 LANDAU, L. D.; POMERANCHUK, I. Y. Radiation of g-rays upon collision of fast p-mesons with nucleons. *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki*, v. 24, p. 505, 1953.
- 20 AKHIEZER, A. I.; FEINBERG, E. L.; POMERANCHUK, I. Y. Inelastic diffraction processes at high energies. *Supplemento al Nuovo Cimento*, v. 3, p. 652, 1956.
- 21 AKHIEZER, A. I.; POMERANCHUK, I. Y. Diffraction effects in collisions of fast particles with nuclei. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, v. 66, n. 3, p. 593–630, 1958.
- 22 SITENKO, A. interaction of deuterons with nuclei. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, v. 67, n. 4, p. 377, 1959.
- 23 FROISSART, M. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation. *Physical Review*, v. 123, n. 3, p. 1053–1057, 1961.
- 24 BONINO, R. et al. Evidence for transverse jets in high-mass diffraction : UA8 Experiment. *Physics Letters B*, v. 211, n. 239, 1988.
- 25 ZWEZIG, J. G. et al. Test of a data-driven trigger processor for experiment UA8. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A263, n. 1, p. 188–195, 1988.
- 26 BEER, A. et al. The Central Calorimeter of the UA2 Experiment at the CERN anti-p p Collider. *Nuclear Instruments and Methods*, v. 224, n. A224, p. 360, 1984.
- 27 INGELMAN, G.; SCHLEIN, P. Jet structure in high mass diffractive scattering. *Physics Letters B*, v. 152, n. 3-4, p. 256–260, 1985.
- 28 ALBROW, M. et al. *Prospects for Diffractive and Forward Physics at the LHC*. Disponível em: <<http://cdsweb.cern.ch/record/1005180>>.
- 29 AFFOLDER, T. et al. Diffractive dijets with a leading antiproton in p-p collisions at $\sqrt{s} = 1800\text{GeV}$. *Physical Review Letters*, v. 84, n. 22, p. 5043–5048, 2000.
- 30 ALVERO, L. et al. Diffractive production of jets and weak bosons and tests of hard-scattering factorization. *Physical Review D*, v. 59, n. 7, p. 074022, 1999.
- 31 BARNETT, R. et al. Review of particle physics. *Physical Review D*, v. 54, n. 1, p. 1–708, 1996.
- 32 CORCELLA, G. et al. HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *Journal of High Energy Physics*, v. 1, 2001.
- 33 OPAL COLLABORATION. Measurement of event shape distributions and moments in $e^+ e^-$ at 91-209 GeV and a determination of α_s . *European Physical Journal C*, v. 40, n. 3, p. 287–316, 2005.

- 34 ALBROW, M. et al. Prospects for diffractive and forward physics at the LHC. *CERN-CMS-NOTE*, n. 002, 2007.
- 35 PUMPLIN, J. et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *Journal of High Energy Physics*, v. 2002, n. 7, p. 012–012, 2002.
- 36 AKTAS, A. et al. Measurement and QCD analysis of the diffractive deep-inelastic scattering cross section at HERA. *European Physical Journal C*, v. 48, n. 3, p. 715–748, 2006.
- 37 ALWALL, J. et al. MadGraph/MadEvent v4: the new web generation. *Journal of High Energy Physics*, v. 0709, n. 09, p. 029, 2007.
- 38 CMS TRIGGER TABLES. Acesso em: 14 set. 2009. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/TriggerTables>>.
- 39 SALAM, G. P.; SOYEZ, G. A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm. *Journal of High Energy Physics*, v. 2007, n. 5, p. 086, 2007.
- 40 CMS Collaboration. Study of single-diffractive production of W bosons at the LHC. *CMS PAS DIF-07-002*, 2007.
- 41 ABAZOV, V. M. et al. Observation of diffractively produced W and Z bosons in image collisions at image GeV. *Observation of diffractively produced W and Z bosons in image collisions at image GeV*, v. 574, n. 3-4, p. 169–179, 2003.
- 42 CHEKANOV, S. et al. Study of deep inelastic inclusive and diffractive scattering with the ZEUS forward plug calorimeter. *Nuclear Physics B*, v. 713, n. 1-3, p. 3–80, 2005.
- 43 CMS COLLABORATION. *Exclusive Dilepton Production*. 2007. Disponível em: <<http://cdsweb.cern.ch/record/1178890/files/DIF-07-001-pas.pdf>>.
- 44 CMS COLLABORATION. *Plans for jet energy corrections at CMS*. 2007. Disponível em: <<http://cdsweb.cern.ch/record/1194485/files/JME-07-002-pas.pdf>>.