

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Tese de Doutorado

**Medida da seção de choque inelástica
em colisões de prótons com $\sqrt{s} = 8$ TeV
no Experimento CMS/LHC**

Lucas de Brito Cavalcanti

Orientador: Prof.Dr. Gilvan Augusto Alves

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos que direta ou indiretamente contribuíram para o desenvolvimento e conclusão desta tese, especificamente:

Ao Prof. Dr. Gilvan Augusto Alves, pela orientação e por todo apoio e dedicação que sempre teve comigo durante esses quatro anos de doutorado.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelos recursos financeiros e ao Centro Brasileiro de Pesquisas Física por toda a estrutura, que possibilitou a conclusão deste trabalho.

Aos pesquisadores que me ajudaram nessa pesquisa durante a minha passagem pelo CERN: Robert Ciesielski, Gabor Veres, Jonathan Hollar e em particular ao Diego por toda sua ajuda.

Aos meus grandes amigos da UERJ: Flávia, Luiz, Thamys, Guilherme, Thiago (Shao-lin), Roberto, Eduardo e Marco pela amizade e pelos momentos de descontração.

Dedico esse trabalho especialmente a Rosane, já que sem ela nada disso teria sido possível.

Resumo

Nesta tese de doutorado medimos a seção de choque inelástica em colisões de prótons a uma energia de centro de massa de 8 TeV usando dados do detector CMS. O Solenóide de Múons Compacto (*Compact Muon Solenoid* -CMS) é um detector de partículas do Grande Colisor de Hádrons (LHC - *Large Hadron Collider*). O CMS é um detector de propósito geral projetado para procurar por novos processos físicos, fazer medidas precisas de processos do Modelo Padrão com novas escalas de energia e procurar por evidências de uma física além do Modelo Padrão. Analisamos um período específico nos dados do CMS no ano de 2012, que possui um número médio de colisões de prótons de 0,43 por cruzamento de feixes. Os eventos foram pré-selecionados por um gatilho de *zero bias*, que assegura o cruzamento de pacotes de prótons no ponto de interação, sendo a seleção final dos eventos inelásticos feita a partir de sinais nos calorímetros hadrônicos frontais (HF - *Hadron Forward*).

A maneira como a taxa de interações próton-próton depende da energia de centro de massa da colisão ($\sqrt{s}$) é de fundamental importância na física de partículas. Essa dependência não pode ser calculada a partir da teoria da cromodinâmica quântica e medidas experimentais são importantes para a validação de modelos fenomenológicos utilizados na descrição dessas interações.

Medimos a seção de choque inelástica para uma região cinemática específica. Os eventos inelásticos selecionados satisfazem $\xi > 5 \times 10^{-6}$, onde a variável $\xi = \frac{M_X^2}{s}$ é calculada usando a massa invariante, M_X , dos hádrons selecionados usando a maior lacuna de rapidez no evento. Para eventos difrativos isso corresponde a exigir que pelo

menos um dos prótons se dissociou em uma sistema difrativo com massa maior que 15,7 GeV.

Subsequentemente extrapolamos esse valor para obter a seção de choque inelástica total. Comparamos então os resultados obtidos com os valores da seção de choque inelástica medidos por outros experimentos e a própria medida do CMS com $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Abstract

This dissertation presents a measurement of the inelastic cross-section in proton collisions with a center-of-mass energy of 8 TeV using the CMS data. The Compact Muon Solenoid is a particle detector situated in the Large Hadron Collider ring. The CMS is a general purpose detector designed to search for new physics, make precise measurements in the Standard Model with new energy scales and to look for evidence for physics beyond the Standard Model. We analyzed a specific run in the 2012 CMS data that contains a mean number of proton-proton interactions of 0.43 per beam crossing. The events were pre-selected with a zero bias trigger, that ensures a proton bunch crossing in the CMS interaction point, the final inelastic events selection was made by using signals from the hadron forward calorimeters (HF).

The dependence of the rate of proton-proton interactions on the center-of-mass collision energy ($\sqrt{s}$) is of fundamental importance in particle physics. This dependence cannot be calculated from the quantum chromodynamics theory and then experimental values are important to validate phenomenological models used in the description of these interactions

We measured the inelastic cross section in a specific kinematical region. The inelastic events satisfy $\xi > 5 \times 10^{-6}$, where the variable $\xi = \frac{M_X^2}{s}$ is calculated using the invariant mass, M_X , of the selected hadrons using the largest gap in the events. For diffractive events this corresponds that at least one of the protons dissociated in a diffractive system with mass larger than 15.7 GeV.

Subsequently we extrapolated this value to obtain the total inelastic cross section.

We then compare the results with the values of the inelastic cross section measured for other experiments and also with the CMS measurement at $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Sumário

1	Introdução	2
2	Introdução Teórica	4
2.1	Modelo Padrão da física de partículas.	4
2.1.1	Forças da Natureza	6
2.1.2	Leis de conservação	16
2.2	Cromodinâmica Quântica	17
2.2.1	Noções básicas da invariância local	17
2.2.2	Lagrangiana da Cromodinâmica quântica	20
2.3	Taxa de decaimento e seção de choque	23
2.4	Regras de Feynman	26
2.4.1	Aplicação das regras de Feynman para QED	28
2.4.2	Aplicação das regras de Feynman para QCD	30
2.5	Confinamento e hadronização	32
2.6	Constante de acoplamento e liberdade assintótica	36
3	Interações entre prótons	42
3.1	Rapidez e Pseudorapidez	42
3.2	Variáveis de Mandelstam	43
3.3	Luminosidade	44
3.4	Teoria de Regge	45
3.5	Descrição dos tipos de interações entre prótons	49
3.5.1	Espalhamento elástico	49

3.5.2	Espalhamentos difrativos	50
3.5.3	Espalhamento não difrativo	52
4	LHC e o Experimento CMS	54
4.1	LHC	54
4.2	O detector CMS	56
4.2.1	Sistema de Coordenadas do CMS	58
4.2.2	Sistema de Trajetografia	59
4.2.2.1	O Detector <i>pixel</i>	60
4.2.2.2	O Detector de tiras de silício	61
4.2.3	Calorímetro Eletromagnético	63
4.2.4	Calorímetro Hadrônico	65
4.2.5	Calorímetro Hadrônico Frontal	68
4.2.6	Solenóide	73
4.2.7	Sistema de Múons	74
4.2.8	Sistema de Monitoramento de Feixes	79
4.2.9	Sistemas de gatilho e aquisição de dados	79
5	Simulação de eventos pelo método de Monte Carlo	82
5.1	Geração de eventos pelo método de Monte Carlo	82
5.1.1	PYTHIA 6	89
5.1.2	PYTHIA 8	91
5.1.3	QGSJET-II	91
6	Determinação da luminosidade pelo CMS	93
6.1	Métodos <i>Online</i>	93
6.2	Métodos <i>Offline</i>	95
6.2.1	Método baseado no HF	95
6.2.2	Método baseado na contagem de vértices	96

6.3	Método de Van der Meer	97
7	Análise de dados	100
7.1	Descrição da análise	100
7.2	Amostra de dados e de eventos simulados	102
7.3	Seleção de eventos	103
7.4	Subtração de eventos de fundo	106
7.5	Eficiência dos calorímetros HF	109
7.6	Correção na contagem dos eventos	110
7.7	Estimativa da seção de choque para $\xi > 5 \times 10^{-6}$	113
7.8	Incertezas sistemáticas	119
7.9	Resultados	120
7.10	Comparação entre eventos reconstruídos e eventos gerados	121
7.11	Extrapolação para seção de choque inelástica total	122
7.12	Comparação dos resultados com outras medidas	126
7.13	Medida da seção de choque inelástica dividindo o período por seção de luminosidade	127
7.14	Medida da seção de choque inelástica usando as torres do HF	137
8	Conclusões	143
A	Fórmula do fator de <i>pile up</i>	146
B	Método iterativo para o <i>pile up</i>	148

Lista de Figuras

2.1	Ilustração dos férmions e dos fótons.	8
-----	---	---

2.2	Vértice fundamental da QED.	8
2.3	Força de repulsão elétrica entre dois elétrons.	9
2.4	Aniquilação entre um elétron e um pósitron.	10
2.5	Vértice fundamental da QCD.	11
2.6	Interação entre dois quarks.	12
2.7	Vértice fundamental da QCD, representando o glúon carregando duas unidades de cor.	12
2.8	Vértice com três glúons e com quatro glúons.	13
2.9	Vértice fundamental da força fraca quando o mediador é o Z.	14
2.10	Vértice fundamental da força fraca quando o W é o mediador e os leptons são os participantes.	14
2.11	Vértice fundamental da força fraca quando o W é o mediador e quarks são os participantes.	15
2.12	Diagrama de Feynman para o decaimento beta.	15
2.13	Interação entre um elétron e um tau mediada pela troca de um fóton.	29
2.14	Interação quark anti-quark.	32
2.15	Em (a) temos as linhas de campo da QED, (b) representação gráfica das interações entre glúons e (c) as linhas de campo da QCD.	33
2.16	Descrição qualitativa do processo de hadronização.	34
2.17	Medidas experimentais de R_μ em função de $\sqrt{s}$. A linha pontilhada representa as previsões em primeira ordem. A linha sólida inclui correções de primeira ordem da QCD.	36
2.18	Força de repulsão elétrica entre dois elétrons.	38
2.19	Força de repulsão ou atração entre dois quarks.	40
3.1	Diagrama de uma interação de duas partículas 1 e 2 produzindo duas partículas 3 e 4.	44

3.2	Resultados, coletados pelo grupo COMPRAS ([18]), para a seção de choque total em colisões próton-próton.	47
3.3	Diagrama esquemático para o espalhamento $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ e a trajetória de partículas	48
3.4	Diagrama de Feynman para o espalhamento elástico mediado pela troca de um Pomeron. Distribuição dos prótons, emergentes das colisões elásticas, no plano $\phi \times \eta$	50
3.5	Diagrama para a difração simples e a lacuna de rapidez entre o sistema X_1 e o próton.	51
3.6	Diagrama para a difração dupla e a lacuna de rapidez entre o sistema X_1 e o X_2	52
3.7	Diagrama para a difração dupla e a lacuna de rapidez entre o sistema X_1 e o X_2	52
3.8	Diagrama para o espalhamento não difrativo.	53
4.1	Visão aérea do LHC e dos quatro experimentos.	55
4.2	Visão esquemática do complexo de aceleradores do CERN.	56
4.3	O Detector CMS e seus subdetectores.	57
4.4	Sistema de coordenadas adotado pelo CMS.	59
4.5	Visão esquemática do detector pixel.	61
4.6	Visão esquemática do sistema de trajetografia.	63
4.7	Visão esquemática de todo sistema de trajetografia.	63
4.8	Visão esquemática do calorímetro eletromagnético.	65
4.9	Instalação do barril do HCAL.	67
4.10	Instalação de uma das tampas do HCAL.	68
4.11	Cunhas de ferro que compõem o calorímetro hadrônico frontal.	70
4.12	Cunhas de ferro que compõem o calorímetro hadrônico frontal.	71
4.13	Visão esquemática de uma parte do HCAL.	73

4.14	Instalação do solenóide do CMS.	74
4.15	Região do barril do sistema de múons do CMS.	76
4.16	Uma das tampas do sistema de múons.	77
4.17	Visão longitudinal de parte do detector CMS e todos os seus subdetectores.	78
5.1	Visão simplificada de um parton a ramificando em um parton b e um parton b'	85
5.2	Descrição da criação de um novo par $q' \bar{q}'$, após a corda arrebentar devido ao aumento da energia potencial.	88
7.1	Luminosidade instantânea em função do tempo para o período 207328.	103
7.2	Comparação da distribuição de energia dos pontos de impactos reconstruídos pelos calorímetros HF entre os dados e os modelos de Monte Carlo.	105
7.3	Comparação da distribuição do η dos pontos de impactos reconstruídos pelos calorímetros HF entre os dados e os modelos de Monte Carlo.	105
7.4	Diagrama de Venn representado as contribuições de colisões e de ruído.	108
7.5	Número de vértices no período dos dados analisados.	110
7.6	A coluna da esquerda mostra as distribuições de ξ para o braço único 4 GeV e braço único 5 GeV a partir das partículas geradas pelo PYTHIA 6, PYTHIA8 e QGSJET-II. A coluna da direita mostra as eficiências correspondentes. A parte tracejada corresponde a eventos com braço único 5 GeV e com $\xi > 5 \times 10^{-6}$	115
7.7	A coluna da esquerda mostra as distribuições de ξ para o braço duplo 4 GeV e braço duplo 5 GeV a partir das partículas geradas pelo PYTHIA 6, PYTHIA8 e QGSJET-II. A coluna da direita mostra as eficiências correspondentes.	116
7.8	Comparação entre os resultados de diferentes experimentos e energia de centro de massa.	121

7.9	Distribuições da variável ξ dos eventos inelásticos para os cinco modelos de MC usados na extrapolação da seção de choque.	123
7.10	Extrapolação para a seção de choque inelástica para cada um dos modelos de MC e o resultado usando a média dos valores.	125
7.11	Comparação entre medida da seção de choque inelástica realizada por diferentes experimentos com $\sqrt{s} = 7$ TeV e a medida da seção de choque inelástica usando os pontos de impacto do HF com $\sqrt{s} = 8$ TeV.	127
7.12	Fração de ruído para cada uma das partes de seção de luminosidade. . .	128
7.13	Número médio de interações λ medido usando o PYTHIA 6.	129
7.14	Número médio de interações λ medido usando o PYTHIA 8.	129
7.15	Número médio de interações λ medido usando o QGSJET-II.	130
7.16	Fator de correção $F_{\text{Pile up}}$ para o <i>pile up</i> usando as eficiências do PYTHIA 6.	131
7.17	Fator de correção $F_{\text{Pile up}}$ para o <i>pile up</i> usando as eficiências do PYTHIA 8.	131
7.18	Fator de correção $F_{\text{Pile up}}$ para o <i>pile up</i> usando as eficiências QGSJET-II.	132
7.19	$\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 6.	132
7.20	$\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 8.	133
7.21	$\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do QGSJET-II.	133
7.22	$\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 6, sem o primeiro e o último ponto.	134
7.23	$\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 8, sem o primeiro e o último ponto.	135

7.24	$\sigma_{\text{inelástica}} (\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 8, sem o primeiro e o último ponto.	135
7.25	Fração de ruído para cada um dos pedaços de seção de luminosidade. .	136
7.26	Comparação da distribuição de energia das torres do HF entre os dados e os modelos de Monte Carlo.	139
7.27	Comparação da distribuição do η das torres do HF entre os dados e os modelos de Monte Carlo.	139
7.28	Comparação entre medida da seção de choque inelástica realizada por diferentes experimentos com $\sqrt{s} = 7$ TeV e a medida da seção de choque inelástica usando os pontos de impacto e a torres do HF com $\sqrt{s} = 8$ TeV	141
7.29	Seção de choque inelástica em função de $\sqrt{s}$. A medida do CMS usando os calorímetros HF com $\sqrt{s} = 8$ TeV é mostrada pelo círculo vermelho e comparada com as previsões de Schuler e Sjöstrand, Block e Halzen e Achilli.	142

Lista de Tabelas

2.1	Seis diferentes tipos de quarks do Modelo Padrão.	5
2.2	Seis diferentes tipos de léptons do Modelo Padrão.	6
7.1	Conjunto de dados, número do período, gatilho, pile up médio, luminosidade efetiva usados nessa análise.	102
7.2	Número de eventos selecionados.	105
7.3	Número de eventos selecionados nessa amostra de eventos vazios e a fração de eventos de ruído.	107

7.4	Número de eventos de ruído.	107
7.5	Número de eventos de ruído.	108
7.6	Eficiência de reconstrução dos eventos inelásticos pelos detectores HF.	110
7.7	<i>Pile up</i> médio medido e o fator de correção de contagem das colisões usando as eficiências do PYTHIA 6.	112
7.8	<i>Pile up</i> médio medido e o fator de correção de contagem das colisões usando as eficiências do PYTHIA 8.	112
7.9	<i>Pile up</i> médio medido e o fator de correção de contagem das colisões usando as eficiências do QGSJET-II.	112
7.10	$\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}}$ calculadas para os três modelos de MC para cada método de seleção usado.	117
7.11	Fator de contaminação $f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$ calculado para os três modelos de MC e para os métodos de seleção usados.	118
7.12	Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$	118
7.13	Incertezas sistemáticas no resultado final	120
7.14	Comparação das eficiências definidas em nível de gerador e em nível de reconstrução do detector	122
7.15	Eficiências para todos os eventos inelásticos.	124
7.16	Eficiências para todos os eventos inelásticos com $\xi > 5 \times 10^{-6}$	124
7.17	Valores usados e o fator de extrapolação para os cinco modelos de MC para o método braço único 5 GeV.	124
7.18	Comparação entre resultados para a seção de choque inelástica em colisões pp obtidos em diferentes análises.	126
7.19	Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ obtidos a partir do ajuste linear dos pontos.	134

7.20	Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$	136
7.21	Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ para o começo do período 207328.	137
7.22	Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ para o meio do período 207328.	137
7.23	Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ para o fim do período 207328.	137
7.24	Especificações das torres do HF	138
7.25	Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ para o fim do período 207328 usando as torres do HF para selecionar os eventos.	140
7.26	Diferença percentual entre os valores obtidos para $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ usando as torres do HF e os pontos de impacto do HF	140
7.27	Incertezas sistemáticas no resultado final	140

Capítulo 1

Introdução

O tema dessa tese de doutorado envolve o estudo do ramo da física chamado física das partículas elementares e campos, que tem no Modelo Padrão uma teoria quântica de campos que descreve como as partículas fundamentais interagem. Uma das partículas do Modelo Padrão, o bóson de Higgs, é associada ao campo responsável pela geração de massa de todas as partículas desse modelo. A confirmação da existência desse bóson, foi uma das principais motivações para a construção do maior acelerador de partículas do mundo, o LHC (*Large Hadron Collider*).

O LHC é um colisor de partículas projetado para realizar colisões de prótons com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Além do bóson de Higgs, o LHC foi projetado para responder algumas das questões fundamentais da natureza: a origem da massa, a natureza da matéria escura, e se o Modelo Padrão descreve de maneira completa os processos físicos da natureza.

O trabalho apresentado nesta tese consiste em entender melhor sobre os processos mais abundantes que ocorrem no LHC que são as colisões inelásticas entre os prótons. A física das interações inelásticas entre prótons é ao mesmo tempo o fenômeno mais básico e mais complexo presente no LHC. Desde os primeiros colisores de hádrons, a seção de choque inelástica, bem como a seção de choque total para colisões de prótons, tem sido medidas e estudadas com detalhes. Atualmente a teoria que descreve a chamada

interação forte, a cromodinâmica quântica, é incapaz de descrever o comportamento das seções de choque total e inelástica. Assim, alguns modelos fenomenológicos são usados para descrever esse tipo de interação. As interações inelásticas são divididas em dois tipos de processos: processos difrativos, onde os produtos da interação ocorrem sem uma conexão de cor da QCD e processos não difrativos onde existe um fluxo de cor entre os participantes da interação. Os processos não difrativos compõem a maior parte da seção de choque inelástica e são razoavelmente entendidos e modelados por métodos de Monte Carlo. Atualmente entendemos pouco sobre os processos difrativos no âmbito da QCD, sendo um melhor entendimento sobre esses processos vital para uma descrição da seção de choque inelástica.

Para medir a seção de choque inelástica no LHC usamos dados coletados pelo experimento CMS durante o ano de 2012, a partir de colisões de prótons com uma energia de centro de massa de 8 TeV. Os dados usados são de um período específico que possui um baixo número médio de colisões (0,43 por cruzamento de feixes). Seleccionamos eventos inelásticos usando os calorímetros hadrônicos frontais e medimos a seção de choque inelástica para uma região cinemática restrita. Utilizamos então modelos de Monte Carlo para extrapolar o valor da seção de choque inelástica restrita para a seção de choque inelástica total, comparando o valor obtido com valores de outros experimentos e com o valor obtido pela medida do CMS com $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Esta tese está organizada da seguinte forma: o capítulo 2 será dedicado a uma introdução teórica do modelo que descreve as interações entre as partículas fundamentais dando ênfase na cromodinâmica quântica. No capítulo 3 será apresentada uma descrição teórica e fenomenológica sobre as interações próton-próton. Na sequência descrevemos o LHC e o experimento CMS no capítulo 4. No capítulo 5 apresentaremos como as colisões entre prótons são simuladas pelo método de Monte Carlo, bem como os modelos específicos que foram usados na análise de dados. Descreveremos como a luminosidade é medida no CMS no capítulo 6. Finalmente, no capítulo 7 detalhamos a medida da seção de choque inelástica e as conclusões serão apresentadas no capítulo 8.

Capítulo 2

Introdução Teórica

2.1 Modelo Padrão da física de partículas.

A física de partículas estuda os menores objetos que formam a matéria que conhecemos. Esses objetos são chamados de partículas elementares.

O comportamento das partículas elementares é descrito por uma teoria chamada de Modelo Padrão ([1, 2]). Essa é a melhor teoria que temos para descrever os fenômenos da física de partículas. Ao longo dos anos os experimentos realizados confirmaram suas previsões com um excelente nível de precisão.

No Modelo Padrão existem dois tipos de partículas elementares: férmions e bósons. São doze tipos férmions, seis desses férmions são chamados de quarks e seis de léptons. Os férmions podem ser organizados em uma tabela, a partir de propriedades similares que eles possuem.

Os quarks são organizados em três pares e cada par forma uma geração, como mostra a tabela 2.1. Três quarks são do tipo *up* e possuem uma carga elétrica $+\frac{2e}{3}$ onde e é o módulo carga elétrica do elétron. Em ordem crescente de massa temos o *up*, o *charm* e o *top*. Os quarks do tipo *down* possuem uma carga elétrica $-\frac{e}{3}$ e são chamados de *down*, *strange* e *bottom*. Para cada tipo de quark existe um antiquark, que seria a antipartícula do quark com a carga elétrica oposta do quark. Assim existe outra tabela

como a 2.1, onde as cargas são $-\frac{2e}{3}$ e $+\frac{e}{3}$.

Geração	Tipo - Up (carga $\frac{2e}{3}$)	Tipo Down (carga $-\frac{e}{3}$)
1	up	down
2	charm	strange
3	top	bottom

Tabela 2.1: Seis diferentes tipos de quarks do Modelo Padrão.

Os quarks se agrupam em duas maneiras para formar os hádrons. Como esses quarks se agrupam será explicado na próxima seção.

Existem dois tipos hádrons: Os mésons e os bárions. Os mésons são formados por um quark e um antiquark, como por exemplo os píons. Os bárions são formados por três quarks ou três antiquarks. Os prótons e os nêutrons, que constituem o núcleo dos átomos, são classificados como bárions. O próton é formado por dois quarks *up* e um *down* (*uud*) e o nêutron por dois quarks *down* e um *up* (*ddu*).

O bárion Δ^{++} tem uma característica interessante. Ele é composto por três quarks do tipo *up* (*uuu*). Na mecânica quântica essa construção é proibida. O princípio da exclusão de Pauli diz que dois férmions idênticos não podem ocupar o mesmo estado simultaneamente. O.W. Greenberg ([3]) sugeriu que cada um dos seis quarks existe em três tipos. Os quarks possuem uma propriedade chamada de cor, onde cor não tem relação com o sentido habitual da palavra. É um rótulo dado aos quarks para diferenciá-los, porém como veremos essa terminologia é útil. Os rótulos são vermelho, verde e azul (*red*, *green* e *blue*). Desta forma o bárion Δ^{++} pode ser escrito como $u_r u_g u_b$ preservando o princípio da exclusão de Pauli. Isso introduz um problema, o próton pode ser formado por diversas maneiras $u_r u_g d_b$, $u_r u_g d_g$, $u_b u_r d_r$, etc. Ainda assim só existe um estado para o próton. A cor precisa ser introduzida na teoria sem proliferar o número de estados. Isto é feito definindo que as partículas observadas na natureza, que são formadas por quarks, são incolores. As combinações de quarks e antiquarks que formam objetos incolores são qqq e $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ e $q\bar{q}$.

Os léptons também são organizados em três pares, cada par tem uma partícula neutra e uma com carga elétrica $-e$. Os léptons com carga elétrica são o elétron (e), múon(μ) e o tau(τ). Os léptons neutros são o neutrino do elétron(ν_e), neutrino do múon(ν_μ) e neutrino do tau(ν_τ).

Geração	(carga = -1)	(carga = 0)
1	e	ν_e
2	μ	ν_μ
3	τ	ν_τ

Tabela 2.2: Seis diferentes tipos de léptons do Modelo Padrão.

2.1.1 Forças da Natureza

As partículas apresentadas na seção anterior são consideradas os blocos de construção do universo conhecido. As forças da natureza descrevem como as partículas devem agir, ou seja ditam as regras de como o universo funciona.

Existem quatro forças fundamentais na natureza: gravitacional, eletromagnética, nuclear fraca e nuclear forte. Cada força é descrita por uma teoria matemática, com um conjunto de regras, que explicam os fenômenos observados na natureza.

A força gravitacional é responsável por nos manter na Terra e tem um alcance infinito. Isso quer dizer que mesmo que dois corpos estejam afastados com uma grande distância ainda assim sentirão a força gravitacional. Essa força é mais a fraca das quatro e seus efeitos são considerados desprezíveis na física de partículas. A teoria clássica que descreve a gravidade é a lei universal da gravitação de Newton. A versão relativística, quando levamos em conta velocidades próximas a da luz, é a teoria da relatividade geral de Einstein ([4]).

A força eletromagnética descreve diversos processos familiares ao nosso dia a dia como por exemplo a luz, a eletricidade, o rádio, raio X ...etc. Essa força também possui um alcance infinito. James Clerk Maxwell criou a teoria clássica do eletromagnetismo e diversos físicos desenvolveram a eletrodinâmica quântica, com destaque para Richard

Feynman([8, 9]), Julian Schwinger ([6, 7]) e Sin-Itiro Tomonaga ([5]).

As forças nucleares são menos familiares para os nossos sentidos. O alcance dessas forças é limitado, as forças nucleares agem apenas quando a distância de separação entre as partículas é da ordem de 1 fm (10^{-15} m). Essas forças diminuem quando a separação entre as partículas aumenta, até serem incapazes de influenciar de alguma forma.

A força fraca explica o decaimento beta, um nêutron se transforma em um próton emitindo um elétron e um neutrino. Essa reação é importante para os seres humanos. O sol brilha e emite sua energia para a terra através de processos que envolvem a força fraca. A primeira teoria para explicar a força fraca foi desenvolvida por Enrico Fermi, em 1933 ([10]). Depois os físicos Glashow, Weinberg e Salam descobriram semelhanças entre a eletrodinâmica quântica e a teoria da força fraca, criando a teoria eletrofraca ([11]). A força forte é responsável por manter os quarks confinados nos hádrons. A teoria que descreve a interação forte é a cromodinâmica quântica.

Excetuando a gravitação, essas teorias foram construídas no ambiente da teoria quântica de campos. As forças, nesse ambiente, são descritas através de uma troca de um tipo de partículas chamadas de bósons mediadores. Esses bósons funcionam como mensageiros da força. Os férmions emitem e recebem o tempo todo esses bósons. A mensagem que os bósons carregam dizem para os férmions como eles devem se comportar, por exemplo para onde se mover.

A força eletromagnética é mediada pela troca de fótons. A repulsão entre dois elétrons ocorre com um dos elétrons emitindo um fóton e o outro absorvendo, a mensagem recebida pelo elétron diz para ele se afastar.

A força forte é mediada pelo glúon e a força fraca tem três bósons que podem mediar a interação o W^+ , W^- e o Z. A próxima seção é dedicada uma descrição qualitativa dessas interações. No próximo capítulo a cromodinâmica quântica será abordada de uma maneira mais aprofundada, já que essa tese será baseada em processos da interação forte.

Eletrodinâmica quântica

A eletrodinâmica quântica (QED-*quantum electrodynamics*) foi a primeira teoria a ser desenvolvida. Sendo a mais simples e a mais precisa de todas. As outras teorias são baseadas na QED.

O físico Richard Feynman criou diagramas para desenhar os processos da QED. Além da visualização esses diagramas representam uma maneira de fazer cálculos. Os diagramas de Feynman são construídos a partir de regras. Os férmions são representados por linhas retas com uma seta e o fóton por uma linha ondulada, a figura 2.1 ilustra como isso é feito:



Figura 2.1: Ilustração dos férmions e dos fótons.

A primeira regra para desenhar os diagramas de Feynman é construir um vértice. O vértice é um ponto onde dois férmions se juntam a um fóton como na figura 2.2:

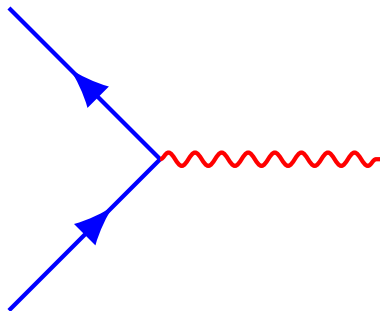


Figura 2.2: Vértice fundamental da QED.

Todos os processos da QED podem ser desenhados a partir desse vértice. Entenda-se que o vértice fundamental não representa um processo físico de verdade. Porém quando unimos dois ou mais vértices de certas maneiras podemos descrever por exemplo a repulsão entre dois elétrons. A figura 2.3 ilustra como desenhar a repulsão entre dois elétrons a partir de dois desses vértices:

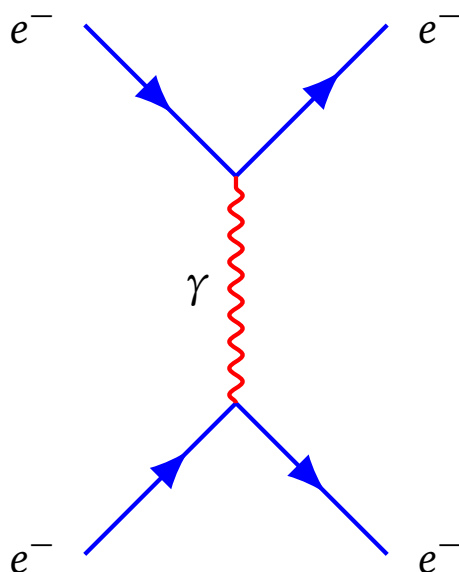


Figura 2.3: Força de repulsão elétrica entre dois elétrons.

Os diagramas de Feynman são lidos da esquerda para direita, representando de certo modo a passagem do tempo. Na figura 2.3 um elétron emite um fóton que foi absorvido por outro elétron próximo e como resultado os elétrons se afastam. A orientação da seta é importante. As linhas que possuem a seta apontando para a direita representam as partículas como elétrons e quarks, a seta apontada para a esquerda representa as antipartículas como os pósitrons e os antiquarks.

Um vértice sempre terá uma seta entrando e uma saindo, isso garante a conservação da carga elétrica. As linhas externas, que possuem pelo menos uma das pontas livres, representam as partículas que podem ser detectadas antes e depois do processo em questão.

As linhas internas representam partículas virtuais. Na QED, como nas outras teorias, os bósons mediadores são partículas virtuais. O fóton mediador não é o mesmo fóton que detectamos. As partículas virtuais se comportam de uma maneira no mínimo peculiar. Vamos imaginar um elétron em repouso emitindo um fóton. Após essa emissão o elétron e o fóton se deslocarão em direções opostas para conservar o momento. A configuração final nesse caso tem mais energia do que a configuração inicial.

A explicação que permite que isso ocorra, sem violação da conservação da energia, é o princípio da incerteza de Heisenberg:

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar/2 \quad (1)$$

Essa equação diz que se a partícula virtual for emitida e absorvida em um intervalo de tempo pequeno, a incerteza na energia ΔE será tão grande que não teremos meio de dizer que o estado intermediário tem energia diferente dos estados iniciais e finais.

Voltando para a figura 2.3, se girarmos esse diagrama 90 graus, descreveremos um processo diferente:

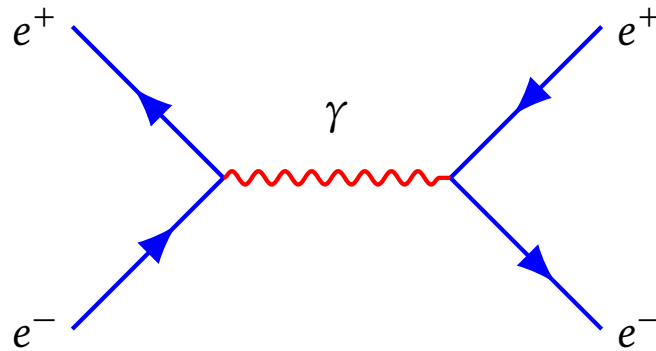


Figura 2.4: Aniquilação entre um elétron e um pósitron.

Neste caso um elétron e um pósitron se aniquilam emitindo um fóton que por sua vez produz um elétron e um pósitron.

Cada diagrama de Feynman corresponde a uma amplitude de probabilidade, calculada a partir de certas regras. Essas regras serão explicadas nos próximos capítulos. Para saber qual é a probabilidade de um processo ocorrer na QED, primeiro desenhemos todas as maneiras que o processo pode ocorrer. Calculamos a probabilidade de cada diagrama, somamos todos esses valores para obter a probabilidade total. Existem infinitas maneiras de desenhar um certo tipo de processo, mas cada vértice contribui com um termo proporcional a constante de estrutura fina $\alpha \propto e^2 = \frac{1}{137}$. Assim contribuições de diagramas com mais de quatro vértices ($\alpha^4 = 0,0000000028$) podem ser desprezadas

sem alterar a precisão dos cálculos.

Cromodinâmica quântica¹

Na cromodinâmica quântica (*quantum chromodynamics*-QCD) a interação forte é descrita pela troca de um bóson, do mesmo modo que na QED. O bóson da QCD tem o nome de glúon, pois ele é responsável por “colar” os quarks que formam os bárions e os mésons. A cor na QCD é vista como a carga da interação forte, similar a carga elétrica. Os quarks são caracterizados por cores (vermelho, verde e azul) e os antiquarks por anticores (pela teoria das cores o anti-vermelho seria o ciano, anti-azul o amarelo e o anti-verde a magenta).

O vértice fundamental da QCD é representado por:

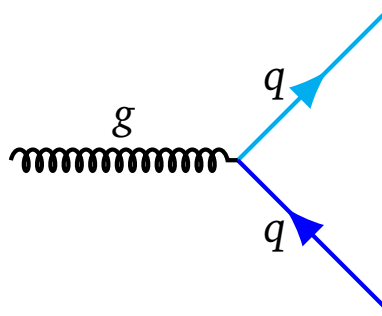


Figura 2.5: Vértice fundamental da QCD.

Como na QED podemos fazer combinações com esse vértice para representar os processos da QCD:

¹Essa seção será complementada com mais detalhes na seção 2.2

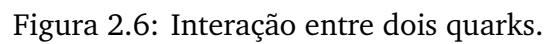


Figura 2.7: Vértice fundamental da QCD, representando o glúon carregando duas unidades de cor.

Podemos rotular esse glúon como $b\bar{r}$ (*blue anti-red*). Assim existem nove combinações de duas cores, porém uma dessas combinações, $r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}$ é incolor então não

pode representar um glúon. Assim a QCD tem oito glúons mediadores da interação forte. Uma consequência dos glúons carregarem cor é que eles podem interagir entre si, diferentemente do fóton. Além do vértice quark-gluon temos um vértice com três glúons e um com quatro glúons como na figura 2.8:

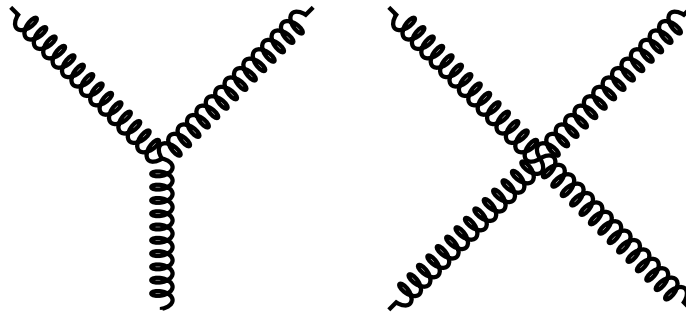


Figura 2.8: Vértice com três glúons e com quatro glúons.

Na próxima seção discutiremos com mais detalhes a QCD, veremos também uma consequência dessas interações entre glúons.

Interações Fracas

As interações fracas são mediadas por três bósons, um bóson sem carga elétrica Z e dois bósons carregados W^+ e W^- . A força fraca não é caracterizada por uma carga, como a QED é pela carga elétrica e a QCD pela cor. Todos os quarks e léptons podem participar dessa interação. Os léptons não podem participar da QCD já que não têm cor e os neutrinos não participam da QED pois não têm carga elétrica.

A figura 2.9 representa o vértice fundamental da força fraca quando o mediador é o Z :

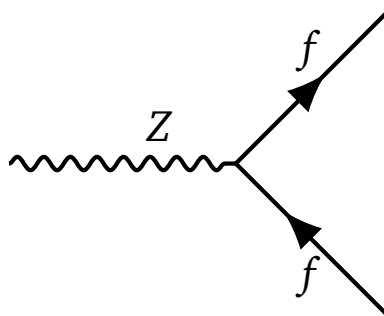


Figura 2.9: Vértice fundamental da força fraca quando o mediador é o Z .

As partículas que participam dessa interação podem ser quarks ou léptons.

Quando o W^+ ou W^- mediam a interação fraca temos, para os léptons, o seguinte vértice :

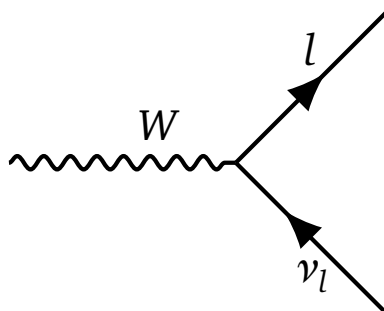


Figura 2.10: Vértice fundamental da força fraca quando o W é o mediador e os leptons são os participantes.

Nessa interação um lépton se converte no seu correspondente neutrino, com a emissão ou absorção de um W .

Para os quarks temos seguinte vértice :

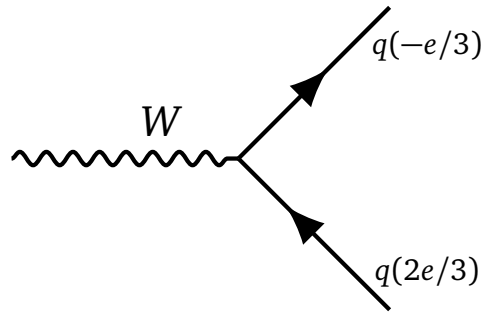


Figura 2.11: Vértice fundamental da força fraca quando o W é o mediador e quarks são os participantes.

Quando os quarks interagem, um quark com carga $2e/3$ (down, strange ou bottom) se converte em um quark com carga $-e/3$ (up, charm, top) com a emissão de um W^- virtual. Os quarks antes e depois da interação mantêm a mesma cor e mudam o tipo. Temos como exemplo o decaimento Beta. Um quark d do nêutron emite um W^- virtual e se converte em um quark u . O W^- virtual decai em um elétron e em um antineutrino do elétron. O quark d produzido se junta aos quarks d e u formando o próton. A figura 2.12 mostra o diagrama de Feynman para o decaimento beta.

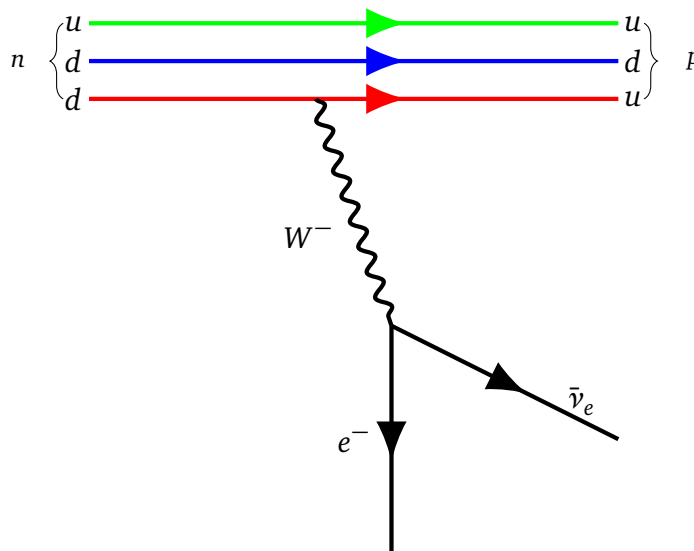


Figura 2.12: Diagrama de Feynman para o decaimento beta.

2.1.2 Leis de conservação

Os objetos a nossa volta são formados por três partículas fundamentais. Os quarks u e d , formando os nêutrons e prótons, e os elétrons. Eles formam os átomos dos elementos químicos. Essas três partículas mais o fóton e o neutrino do elétron são estáveis.

As outras partículas do Modelo Padrão existem por uma fração de segundo. Elas são instáveis e desintegram espontaneamente em outras partículas mais leves e estáveis. Esse processo é chamado de decaimento. A natureza impõe regras permitindo que algumas partículas decaiam e outras não. Essas regras são as leis de conservação, onde certas quantidades nunca mudam em um processo físico.

A primeira dessas regras é a conservação da energia e do momento. Isso diz, entre outras coisas, que uma partícula sempre decai em duas ou mais partículas, cuja soma das massas deve ser menor ou igual que a da partícula original.

Temos a conservação da carga elétrica e da carga de cor. Em um processo físico a carga total, elétrica ou cor, antes e depois do decaimento são iguais.

O número bariônico deve ser conservado. Esse número é igual a um para todos os bárions e zero para as outras partículas. O próton sendo o bárion mais leve não pode decair. O nêutron por outro lado tem a massa maior do que o próton. Por isso o nêutron pode decair em um próton, como no decaimento beta. Outro número conservado é o número leptônico que apenas os léptons possuem.

O objetivo desse capítulo foi introduzir os conceitos básicos da física de partículas. Foi possível ver que os processos físicos, que vemos no dia a dia, resultam de poucas partículas; elétrons, prótons e nêutrons interagindo através de forças. Os diagramas de Feynman fornecem uma maneira eficaz de calcular probabilidades e fazer previsões sobre os fenômenos observados.

Pode-se ainda descrever as interações entre prótons e nêutrons através de seus constituintes, os quarks up e $down$. Assim isso representa uma lista pequena de objetos

para descrever os diversos fenômenos observados na natureza.

2.2 Cromodinâmica Quântica

2.2.1 Noções básicas da invariância local

A cromodinâmica quântica (QCD) é uma teoria quântica de campos que descreve como os quarks e glúons interagem. A QCD é usada para descrever os fenômenos que ocorrem nos aceleradores de partículas, principalmente em colisores de hádrons, e em interações de raios cósmicos a altas energias.

Um campo é um objeto matemático definido por um valor em cada ponto do espaço-tempo. Dependendo do tipo de campo esse valor pode ser um escalar, vetor, tensor ou até um operador.

Na teoria de campos a lagrangiana $\mathcal{L}$ é uma função matemática que contém a dinâmica de um sistema. A lagrangiana depende dos campos ϕ_i e das derivadas dos campos em relação as coordenadas do espaço-tempo (x, y, z e t). Usando a equação de Euler-Lagrange é possível obter as equações de movimento de um sistema:

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} \quad (2)$$

A cromodinâmica quântica foi construída a partir de um conceito chamado de invariância local de calibre. Para entender esse conceito vamos começar com a lagrangiana de Dirac:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (3)$$

Essa lagrangiana permanece inalterada se fizermos a seguinte transformação:

$$\psi \rightarrow e^{i\theta}\psi \quad (4)$$

onde θ é um número real. Essa é uma transformação de fase global, em uma transformação de fase local temos:

$$\psi \rightarrow e^{i\theta(x^\mu)}\psi \quad (5)$$

onde o fator de fase θ tem valores diferentes em diferentes pontos no espaço-tempo. Em uma transformação de fase local a lagrangiana de Dirac se altera e assume a seguinte forma:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \partial_\mu\theta\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \quad (6)$$

Aparece um termo extra em comparação a lagrangiana inicial:

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} - \partial_\mu(\theta)\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \quad (7)$$

Para a lagrangiana de Dirac ser invariante em uma transformação de fase local, é preciso introduzir uma derivada $\mathcal{D}_\mu$. Essa derivada tem que se transformar da mesma maneira que ψ :

$$\mathcal{D}_\mu\psi \rightarrow e^{i\theta(x^\mu)}\mathcal{D}_\mu\psi \quad (8)$$

A derivada $\mathcal{D}_\mu$ é construída com a introdução um campo vetorial A_μ :

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu - iqA_\mu \quad (9)$$

Para cancelar o termo extra na lagrangiana esse campo tem que se transformar da seguinte maneira:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\lambda \quad (10)$$

Trocando a derivada normal pela derivada covariante $\mathcal{D}_\mu$ na Lagrangiana inicial

temos:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi}\psi \quad (11)$$

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi}\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu \quad (12)$$

Essa nova lagrangiana é invariante em uma transformação de fase local. A mudança da derivada normal para derivada covariante converte uma lagrangiana invariante global, em uma que é invariante local. Essa exigência da invariância de fase local nos obriga a introduzir um novo campo A_μ . Esse novo campo possui sua própria lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{A_\mu} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{m^2 A^\nu A_\nu}{2} \quad (13)$$

que precisa ser adicionada na lagrangiana anterior.

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi}\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{m^2 A^\nu A_\nu}{2} \quad (14)$$

O termo $A^\nu A_\nu$ não é invariante local, então para que essa lagrangiana seja invariante em uma transformação local o termo de massa tem que ser igual a zero.

Resumindo começamos com a lagrangiana livre de Dirac, exigimos uma invariância de fase local e mudamos a derivada normal ∂_μ para a derivada covariante $\mathcal{D}_\mu$. Como consequência introduzimos um novo campo vetorial não massivo A_μ e a lagrangiana final fica da seguinte forma:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + q\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu \quad (15)$$

Essa é a lagrangiana da eletrodinâmica. O requerimento de uma invariância de fase local, aplicada na lagrangiana livre de Dirac, gera toda a eletrodinâmica.

Nesse exemplo a transformação de fase local pode ser representada por uma matriz unitária 1x1

$$\psi \rightarrow U\psi \quad \text{onde} \quad U^\dagger U = 1 \quad (16)$$

O grupo de matrizes desse tipo é chamado $U(1)$, a simetria neste caso é chamada de invariância de calibre $U(1)$. Yang e Mills depois aplicaram o mesmo princípio, de invariância de fase local, usando matrizes unitárias 2×2 com determinante igual a 1 ($SU(2)$). Essa ideia foi estendida para matrizes unitárias 3×3 para o grupo $SU(3)$ produzindo a cromodinâmica quântica. No Modelo Padrão todas as interações fundamentais são construídas desta forma.

2.2.2 Lagrangiana da Cromodinâmica quântica

No Modelo Padrão, existem seis sabores de quarks e cada sabor existe em três cores. Os quarks de diferentes sabores têm diferentes massas, mas as três cores do mesmo sabor possuem a mesma massa. A lagrangiana para um dado sabor é dada por:

$$\mathcal{L} = \left[i\hbar c \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \partial_\mu \psi_1 - mc^2 \bar{\psi}_1 \psi_1 \right] + \left[i\hbar c \bar{\psi}_2 \gamma^\mu \partial_\mu \psi_2 - mc^2 \bar{\psi}_2 \psi_2 \right] + \left[i\hbar c \bar{\psi}_3 \gamma^\mu \partial_\mu \psi_3 - mc^2 \bar{\psi}_3 \psi_3 \right] \quad (17)$$

onde os índices 1,2 e 3 indicam cada cor. Podemos simplificar a lagrangiana acima usando:

$$\psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi} = \left(\bar{\psi}_1 \quad \bar{\psi}_2 \quad \bar{\psi}_3 \right) \quad (18)$$

Desta forma temos:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi} \psi \quad (19)$$

Esta lagrangiana tem a mesma forma da lagrangiana de Dirac só que ψ é um vetor

coluna com três componentes. Essa lagrangiana é invariante sob transformações do tipo

$$\psi' \rightarrow U\psi \quad (20)$$

Diferentemente do exemplo inicial U é uma matriz unitária 3×3 , $U^\dagger U = 1$. Toda matriz unitária pode ser escrita da seguinte forma:

$$U \equiv e^{iH} \quad (21)$$

Onde H é uma matriz hermitiana ($H^\dagger = H$). Toda matriz hermitiana 3×3 pode ser expressa em termos de nove números, $\alpha_1 \dots \alpha_8$ e θ :

$$H = \theta 1 + \lambda_a \alpha_a \quad (22)$$

A matrizes λ são as oito matrizes de Gell-Mann ([12]). Podemos então escrever a matriz de transformação como:

$$U = e^{i\theta} e^{i\lambda_a \alpha_a} \quad (23)$$

No primeiro exemplo vimos o que acontece com transformações de fase do tipo $e^{i\theta}$. Vamos modificar a lagrangiana para seja invariante sob uma transformação local do $SU(3)$:

$$\psi \rightarrow S\psi \quad S \equiv e^{i\lambda_a \cdot \alpha(x)_a} \quad (24)$$

É suficiente, neste caso, considerar transformações infinitesimais:

$$\psi \rightarrow (1 + i\lambda_a \cdot \alpha(x)_a) \psi \quad (25)$$

$$\partial_\mu \psi \rightarrow (1 + i\lambda_a \cdot \alpha(x)_a) \partial_\mu \psi + i\lambda_a \psi \partial_\mu \alpha(x)_a \quad (26)$$

Essa derivada introduz um novo termo na lagrangiana que estraga a invariância local:

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} - \partial_\mu \alpha(x)_a \bar{\psi} \gamma^\mu \lambda_a \psi \quad (27)$$

Seguindo o que foi feito para a QED, mudamos a derivada normal ∂_μ pela derivada covariante $\mathcal{D}_\mu$:

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu - iq \lambda_a A_\mu^a \quad (28)$$

A diferença é que agora introduzimos oito campos A_μ^a , que precisam se transformar da seguinte forma:

$$A_\mu^a \rightarrow A_\mu^a + \frac{1}{q} \partial_\mu \alpha_a - f_{abc} \alpha_b A_\mu^c \quad (29)$$

onde f_{abc} são constantes de estrutura definidas como:

$$[\lambda_a, \lambda_b] = f_{abc} \lambda_c \quad (30)$$

A lagrangiana invariante local tem a seguinte forma:

$$\mathcal{L} = i \bar{\psi} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi = [i \hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi] - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \lambda_a \psi A_\mu^a) \quad (31)$$

Os oito campos introduzidos representam os oito glúons. O último passo é adicionar a lagrangiana livre dos glúons:

$$\mathcal{L}_{gluons} = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a \quad (32)$$

A lagrangiana completa da cromodinâmica quântica é :

$$\mathcal{L} = [i \hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi] - \frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \lambda_a \psi A_\mu^a) \quad (33)$$

essa lagrangiana é invariante sob uma transformação de calibre local do grupo SU(3) e descreve três quarks (um para cada cor) em interação com 8 gluons. A partir dessa lagrangiana podemos extrair as regras de Feynman, que são usadas para estimar a taxa de decaimento e a seção de choque.

2.3 Taxa de decaimento e seção de choque

Nos experimentos na física de altas energias, partículas são aceleradas atingindo velocidades próximas a da luz e colidem com outras partículas. Quando essas partículas colidem diversas partículas podem ser produzidas. As partículas instáveis produzidas decaem em partículas estáveis, que então podem ser detectadas usando diversos tipos de detectores.

A produção de uma partícula, proveniente de uma colisão, pode ser caracterizada por uma quantidade chamada de seção de choque. Para estudar o decaimento de uma partícula usamos a taxa de decaimento. A taxa de decaimento e a seção de choque podem ser calculadas teoricamente para uma dada interação e medidas experimentalmente.

Se tivermos um número inicial N_0 de partículas, após um intervalo pequeno de tempo dt o número de partículas dN que decairão será proporcional a $N(t)$ da seguinte forma:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\Gamma N(t) \quad (34)$$

$\frac{dN}{dt}$ é a taxa de variação do número de partículas, o sinal negativo mostra que o número de partículas diminui com o tempo. A constante de proporcionalidade ou taxa de decaimento Γ é interpretada como a probabilidade por unidade de tempo que uma partícula decairá. Cada tipo de decaimento é caracterizado por um Γ .

A equação anterior pode ser resolvida, assim temos que:

$$N(t) = N_0 e^{-\Gamma t} \quad (35)$$

A meia vida de uma partícula pode ser escrita como:

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} \quad (36)$$

Um mesmo tipo partícula pode decair em diversas maneiras. A taxa de decaimento total de uma partícula é soma das taxas individuais:

$$\Gamma_{\text{Total}} = \sum_i \Gamma_i \quad (37)$$

Além da taxa de decaimento e a meia vida de uma partícula, outra quantidade estudada é a razão de ramificação. Essa razão fornece a porcentagem de vezes que esperamos que um tipo de partícula decaia em um tipo específico de decaimento:

$$\text{Razão de Ramificação para o decaimento } i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{\text{Total}}} \quad (38)$$

A seção de choque é uma quantidade menos intuitiva e pode ser definida experimentalmente como:

$$\sigma = \frac{N}{\mathcal{L}} \quad (39)$$

N é o número de vezes que uma partícula ou um conjunto de partículas é produzido a partir das colisões. $\mathcal{L}$ é a luminosidade. Em experimento onde um feixe de partículas é acelerado e colide com um alvo fixo ou com um outro feixe, a luminosidade descreve o número de partículas que passam por uma unidade de área por unidade de tempo. A luminosidade é medida em unidades de $cm^{-2}s^{-1}$ e será explicada com mais detalhes nas próximas seções. Desta forma a seção de choque é um número que quantifica a produção de uma ou mais partículas em uma colisão. Podemos entender a seção de choque como uma probabilidade, pois quanto mais raro for o processo menor será o

valor da seção de choque.

A taxa de decaimento e a seção de choque podem ser calculadas teoricamente e seus valores comparados com os obtidos pelos experimentos. Nesses dois casos existem dois parâmetros necessários para fazer as estimativas teóricas da seção de choque e da taxa de decaimento: A amplitude do processo e o espaço de fase disponível.

Enrico Fermi ([13]) desenvolveu um procedimento para fazer esses cálculos, chamado de regra de ouro. Para um caso de uma partícula decaindo em N partículas:

$$1 \rightarrow 2 + 3 + \dots + N \quad (40)$$

A regra de ouro diz que taxa de decaimento é dada pela seguinte fórmula:

$$\Gamma = \frac{S}{2m_1} \int |M|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p_2 - p_3 \dots - p_n) \times \prod_{j=2}^n \frac{1}{2\sqrt{\mathbf{p}_j^2 + m_j^2}} \frac{d^3\mathbf{p}_j}{(2\pi)^3} \quad (41)$$

Os detalhes matemáticos de como essa equação foi desenvolvida podem ser encontrados em livros de mecânica quântica ([14]). Na equação 41 m_j é a massa da partícula j e p_j o quadri-momento. S é um fator estatístico para evitar a dupla contagem de partículas idênticas no estado final. M é a amplitude do processo calculada a partir dos diagramas de Feynman.

Quando duas partículas colidem produzindo N outras partículas:

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots + N \quad (42)$$

A regra de ouro de Fermi para a calcular a seção de choque pode ser escrita como:

$$\sigma = \frac{S}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 m_2)^2}} \int |M|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 \dots - p_n) \times \prod_{j=3}^n \frac{1}{2\sqrt{\mathbf{p}_j^2 + m_j^2}} \frac{d^3\mathbf{p}_j}{(2\pi)^3} \quad (43)$$

Usamos os diagramas de Feynman juntamente com um conjunto de regras para calcular a amplitude dos processos.

2.4 Regras de Feynman

As regras de Feynman explicam como construir a amplitude M a partir dos diagramas de Feynman.

A amplitude depende de três fatores que são associados com as componentes dos diagramas: Vértices, propagadores para as linhas internas e funções de onda para as linhas externas.

A receita para obter a amplitude tem os seguintes passos:

Desenhar o diagrama em questão e rotular os quadri-momentos das partículas envolvidas no processo. Colocar o sentido correto das setas para as partículas e antipartículas.

Atribuir um termo para cada vértice do diagrama. Esse termo depende do tipo de interação, sendo obtido a partir do termo de interação da lagrangiana. Os termos de interação nas lagrangianas da QED e da QCD equações nas 15 e 33 podem ser escritos como:

$$\mathcal{L}_I(QED) = -q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad (44)$$

$$\mathcal{L}_I(QCD) = -\left(q\bar{\psi}\gamma^\mu\lambda\psi\right)\cdot A_\mu \quad (45)$$

O fator de vértice é definido como i multiplicado pelo termo de interação e removendo os campos ψ , $\bar{\psi}$ e $A_\mu/\sqrt{4\pi}$. Cada vértice da QED terá o seguinte fator:

$$-iq\sqrt{4\pi}\gamma^\mu = -ig_e\gamma^\mu \quad (46)$$

onde $g_e = e\sqrt{4\pi} = \sqrt{4\pi\alpha}$ é a constante de acoplamento.

Na QCD o vértice será:

$$-iq\gamma^\mu\lambda^\alpha = -\frac{ig_s}{2}\lambda^\alpha\gamma^\mu \quad (47)$$

As linhas internas dos diagramas de Feynman são obtidas a partir do termo livre da lagrangiana. Existem três lagrangianas, cada uma descrevendo partículas de spin 0, spin 1/2 e spin 1. A partir da equação de Euler-Lagrange temos as seguintes equações de movimento:

$$\partial_\mu\partial^\mu\phi + m^2\phi = 0 \quad \text{spin 0} \quad (48)$$

$$i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + m\psi = 0 \quad \text{spin 1/2} \quad (49)$$

$$\partial_\mu(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu + m^2 A^\nu) = 0 \quad \text{spin 1} \quad (50)$$

Fazendo $p_\mu \rightarrow i\partial_\mu$:

$$(p^2 - m^2)\phi = 0 \quad \text{spin 0} \quad (51)$$

$$(\gamma^\mu p_\mu - m)\psi = 0 \quad \text{spin 1/2} \quad (52)$$

$$[(-p^2 + m^2)g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu]A^\nu = 0 \quad \text{spin 1} \quad (53)$$

O propagador é definido como i multiplicado pelo inverso dos fatores multiplicando os campos:

$$\frac{i}{(p^2 - m^2)} \quad \text{spin 0} \quad (54)$$

$$i \frac{(\not{p} + m)}{(p^2 - m^2)} \quad \text{spin } 1/2 \quad (55)$$

$$\frac{i}{(p^2 - m^2)} \left[g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m^2} \right] \quad \text{spin } 1 \quad (56)$$

No caso do fóton o propagador é dado por:

$$\frac{-i g_{\mu\nu}}{p^2} \quad (57)$$

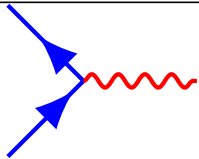
Na próxima subsecção usaremos essas regras para um processo da QED. Depois estenderemos essas regras para processos da QCD.

2.4.1 Aplicação das regras de Feynman para QED

Na QED as funções de onda para as partículas externas podem ser escritas como:

Partícula no estado inicial	$u(p)$	
Partícula no estado final	$\bar{u}(p)$	
Antipartícula no estado inicial	$\bar{v}(p)$	
Antipartícula no estado final	$v(p)$	
Fóton no estado inicial	$\epsilon_\mu(p)$	
Fóton no estado final	$\epsilon_\mu^*(p)$	

onde u e v são os espinores de Dirac para partícula e antipartícula respectivamente e ϵ é o vetor de polarização do fóton. Os outros três elementos possíveis nos diagramas da QED são:

Propagador do fóton	$\frac{-i g_{\mu\nu}}{p^2}$	
Propagador dos férmions	$i \frac{(\not{p} + m)}{(p^2 - m^2)}$	
Vértice da QED	$-i g_e \gamma^\mu$	

Usando essas regras o processo $e^- \tau^- \rightarrow e^- \tau^-$ pode ser construído:

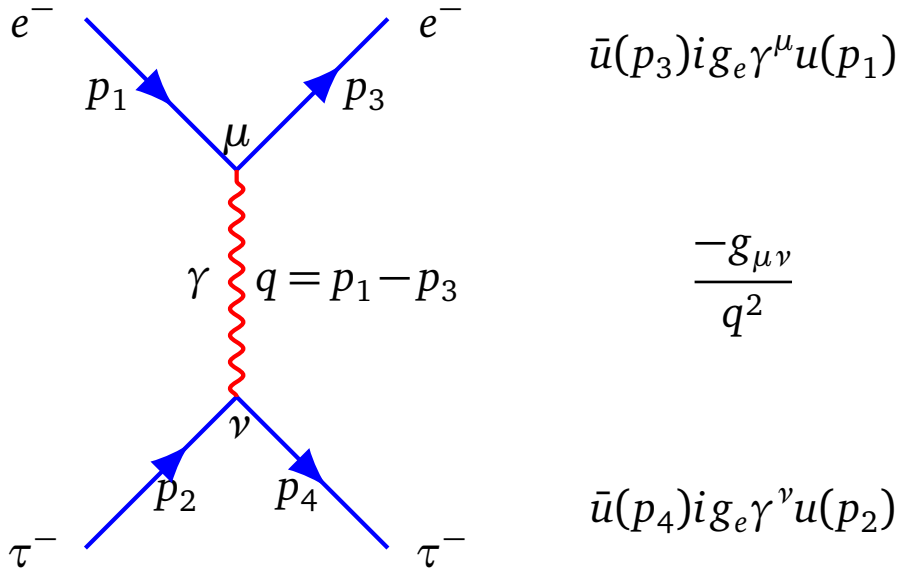


Figura 2.13: Interação entre um elétron e um tau mediada pela troca de um fóton.

Para o vértice μ escrevemos os termos na seguinte ordem, spinor adjunto do elétron no estado final, fator $i g_e \gamma^\mu$ e o spinor do elétron no estado inicial:

$$\bar{u}(p_3) i g_e \gamma^\mu u(p_1). \quad (58)$$

Da mesma forma para o vértice ν temos:

$$\bar{u}(p_4) i g_e \gamma^\nu u(p_2). \quad (59)$$

O propagador do fóton:

$$\frac{-i g_{\mu\nu}}{q^2}. \quad (60)$$

A amplitude M é formada com esses três termos:

$$-iM = \bar{u}(p_3) i g_e \gamma^\mu u(p_1) \frac{-i g_{\mu\nu}}{q^2} \bar{u}(p_4) i g_e \gamma^\nu u(p_2). \quad (61)$$

Para calcular a seção de choque desse diagrama, é preciso fazer o quadrado absoluto de M e inserir na equação 41.

2.4.2 Aplicação das regras de Feynman para QCD

A cromodinâmica quântica é parecida com a QED. Porém na QED existe apenas uma carga, enquanto na QCD são três tipos. Além disso a QED é mediada por um fóton e a QCD pode ser mediada por oito tipos diferentes de glúons.

Os três diferentes estados de cor para os quarks podem ser escritos como as seguintes matrizes:

$$r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (62)$$

As funções de onda dos quarks precisam levar em conta a cor. Isso é feito da seguinte forma:

$$u(p) \rightarrow u(p)c_i \quad (63)$$

Onde $u(p)$ é o espinor de Dirac e c_i é um dos três possíveis estados de cor.

Os glúons também precisam de vetores para caracterizar os diferentes estados de cor, são oito vetores colunas do tipo:

$$a^1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad a^2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \dots \quad (64)$$

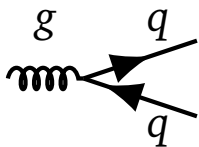
Então além dos vetores de polarização, os glúons precisam incluir esses vetores a^α (onde $\alpha = 1, \dots, 8$) :

$$\epsilon_\mu(p) a^\alpha \quad (65)$$

Na QCD as partículas externas nos diagramas de Feynman são:

quark no estado inicial	$u(p)c_i$	
quark no estado final	$\bar{u}(p)c_i^\dagger$	
Anti-quark no estado inicial	$\bar{v}(p)c_i^\dagger$	
Anti-quark no estado final	$v(p)c_i$	
Glúon no estado inicial	$\epsilon_\mu(p)a^\alpha$	
Glúon no estado final	$\epsilon_\mu(p)a^\alpha$	

E os outros três termos possíveis nos diagramas da QCD:

Propagador do glúon	$\frac{-ig_{\mu\nu}\delta^{ab}}{p^2}$	
Propagador dos férmions	$i \frac{(\not{p} + m)}{(p^2 - m^2)}$	
Vértice da QCD	$\frac{ig_s}{2} \lambda^a \gamma^\mu$	

Temos os elementos necessários para montar a amplitude para uma interação da QCD. Para uma interação quark antiquark $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ temos:

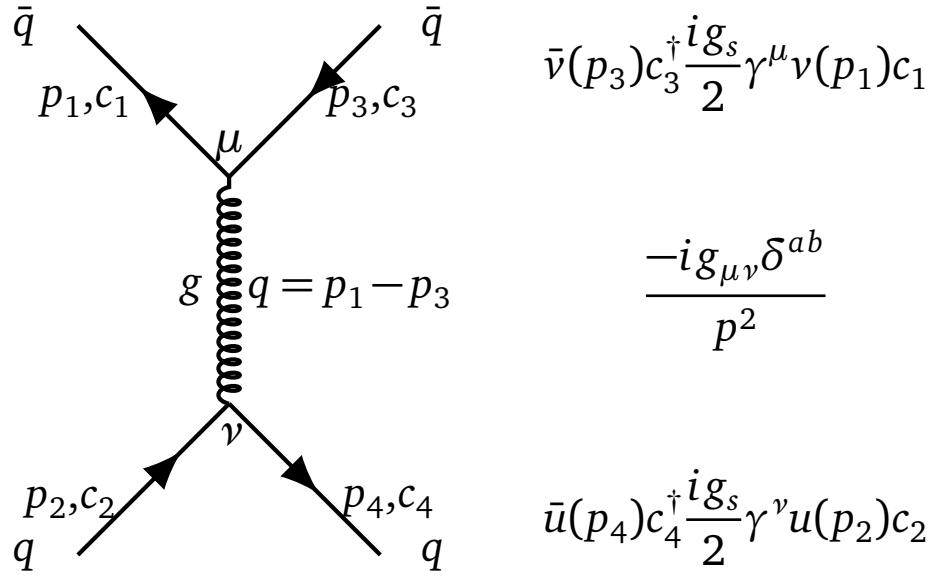


Figura 2.14: Interação quark anti-quark.

A amplitude para esse diagrama é:

$$-iM = \bar{v}(p_3)c_3^\dagger \frac{ig_s}{2} \lambda^a \gamma^\mu v(p_1)c_1 \frac{-ig_{\mu\nu}\delta^{ab}}{p^2} \bar{u}(p_4)c_4^\dagger \frac{ig_s}{2} \lambda^b \gamma^\nu u(p_2)c_2 \quad (66)$$

Simplificando podemos escrever a amplitude como:

$$M = -\frac{g_s^2}{4p^2} [\bar{v}(p_3)\gamma^\mu v(p_1)] [\bar{u}(p_4)\gamma^\nu u(p_2)] (c_3^\dagger \lambda^a c_1) (c_4^\dagger \lambda^b c_2) \quad (67)$$

Com essa amplitude é possível calcular a seção de choque do processo

2.5 Confinamento e hadronização

Introduzimos na seção 2.1 o conceito de cor. A princípio parece que a cor foi introduzida mais como um artifício para corrigir incorrências que o modelo de quarks possuía. A cor é uma propriedade que confina os quarks a formarem hádrons incolores. Apesar

de nenhum quark ser detectado diretamente, existem diversas evidências indiretas da existência dos quarks.

A prova analítica para o conceito do confinamento é inexistente, sendo uma das explicações para a origem do confinamento dos quarks baseada nas interações glúon-glúon. Quando um quark se afasta de outro a interação de cor se torna mais forte. A interação entre os quarks é vista com uma troca de glúons virtuais. Como os glúons podem interagir uns com outros, ocorrerão interações atrativas entre esse glúons. Como efeito dessas interações entre os glúons as linhas do campo de cor se comprimem em um tubo. Na QED, nada impede que as linhas de campo de Coulomb se espalhem. Na figura 2.15 podemos ver a diferença entre as linhas de campo da QED e da QCD:

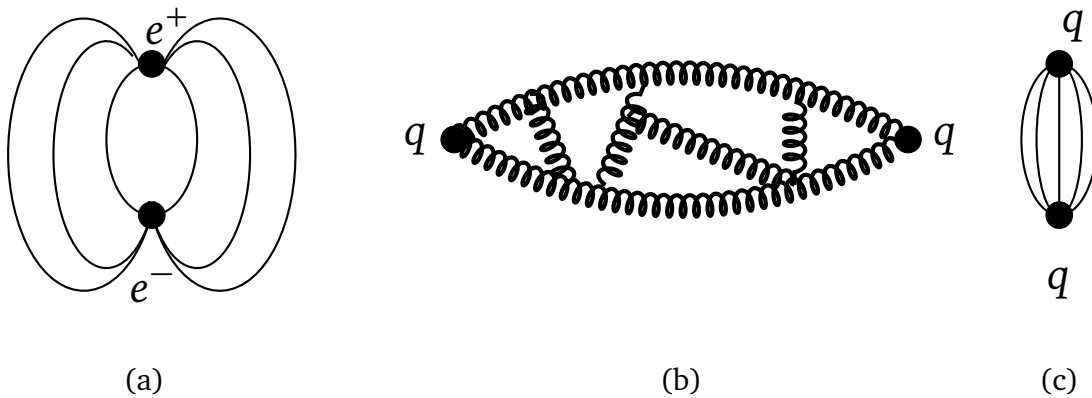


Figura 2.15: Em (a) temos as linhas de campo da QED, (b) representação gráfica das interações entre glúons e (c) as linhas de campo da QCD.

A grandes distâncias, a densidade de energia no tubo entre os quarks é constante. Assim a energia potencial entre os quarks aumenta linearmente com a distância:

$$V(r) \sim kr \quad (68)$$

Como a energia armazenada no campo de cor aumenta linearmente com a distância, seria preciso uma energia infinita para conseguir ter dois quarks separados por uma distância infinita. Essa é a explicação atual para os quarks livres serem indetectáveis.

Colisões elétron-pósitron podem produzir pares de quark anti-quark ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$). Os

pares quark anti-quark são produzidos em direções opostas e conforme vão se afastando a energia armazenada entre os quarks vai aumentando. Chega um ponto que essa energia atinge o valor necessário para formar outros pares $q\bar{q}$, esses processos continuam a ocorrer sucessivamente até os quarks e antiquarks perderem energia cinética o suficiente e se agruparem formando os hádrons. Esse processo é conhecido como hadronização, esses hádrons criados a partir dos quarks são detectados em uma região bem estreita e são chamados de jatos. Esses jatos são produzidos seguindo a direção de movimento do quark inicial. A figura 2.16 mostra qualitativamente como ocorre a hadronização dos quarks.

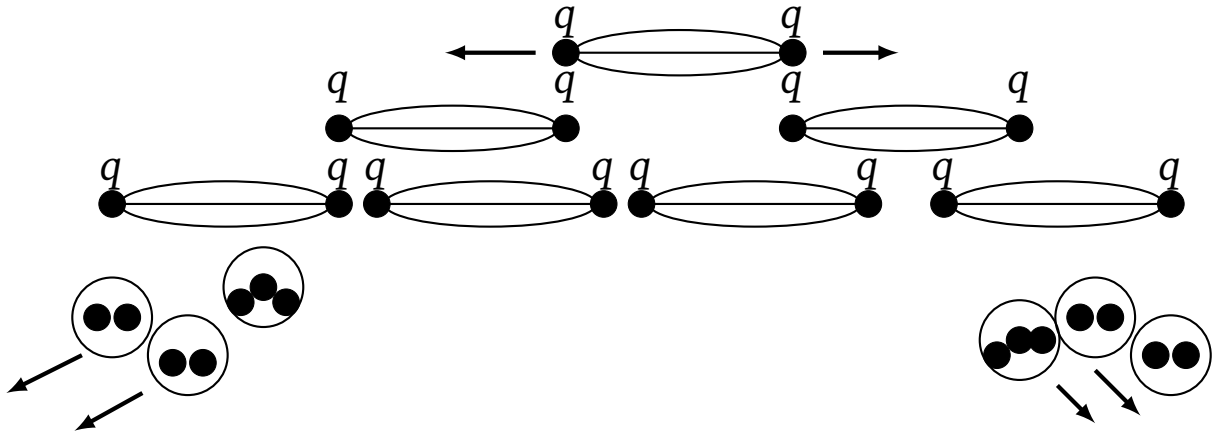


Figura 2.16: Descrição qualitativa do processo de hadronização.

Ainda se tem pouco entendimento sobre o processo de hadronização. Alguns modelos fenomenológicos combinados com o método de Monte Carlo fornecem uma descrição razoável dos dados experimentais.

Diversas propriedades da QCD podem ser estudadas a partir de colisões elétron-pósitron. A seção de choque para o processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ é :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \quad (69)$$

A seção de choque correspondente para a produção de um par $q\bar{q}$ na QED é

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = 3 \times \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_q^2 \quad (70)$$

o fator 3 na fórmula acima leva em conta a soma das três combinações possíveis de cor para o estado final $q\bar{q}$ que podem ser produzidas. Como o quark e o antiquark irão hadronizar se transformando em jatos de hádrons, não é possível identificar qual sabor de quark foi produzido. Por essa razão, a seção de choque para $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ é normalmente expressa com uma soma inclusiva de todos os sabores de quarks, $e^+e^- \rightarrow$ hádrons.

A seção de choque inclusiva para $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hádrons})$ é a soma das seções de choque para os sabores de quarks que são cinematicamente acessíveis a uma dada energia de centro de massa ($\sqrt{s} > 2m_q$),

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hádrons}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \times 3 \sum_{\text{sabores}} Q_q^2. \quad (71)$$

É conveniente escrever a seção de choque inclusiva 71 em termos da razão relativa a seção de choque $\mu^+\mu^-$:

$$R_\mu \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hádrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})} = 3 \sum_{\text{sabores}} Q_q^2 \quad (72)$$

Para baixas energias apenas os quarks u , s e d são produzidos assim

$$R_\mu^{d,u,s} = 2. \quad (73)$$

Acima dos limiares de energias para a produção de pares $c\bar{c}$ (3,1 GeV) e $b\bar{b}$ temos respectivamente:

$$R_\mu^c = 3,33 \quad (74)$$

$$R_\mu^b = 3,67 \quad (75)$$

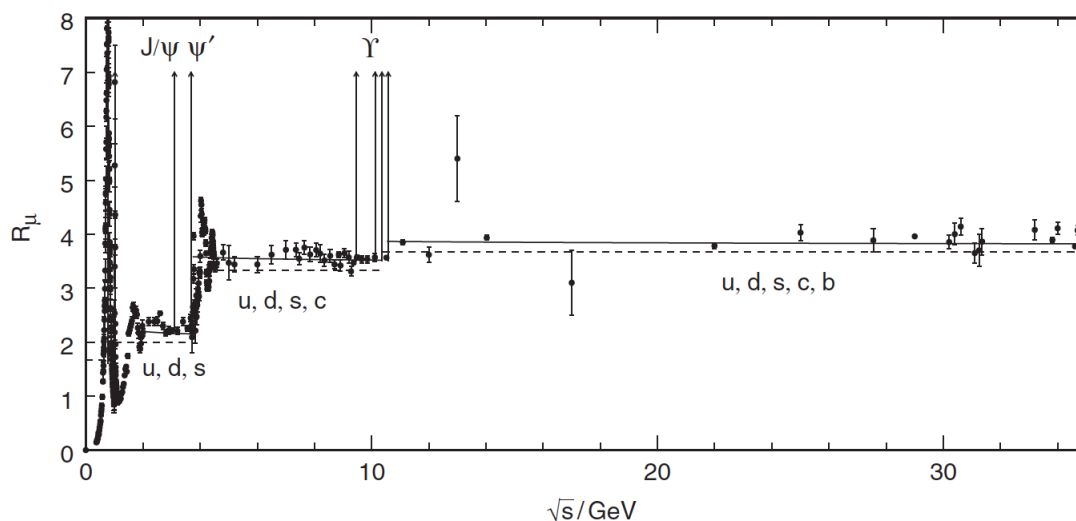


Figura 2.17: Medidas experimentais de R_μ em função de $\sqrt{s}$. A linha pontilhada representa as previsões em primeira ordem. A linha sólida inclui correções de primeira ordem da QCD.

A figura 2.17 mostra medidas de R_μ para uma faixa ampla de energias do centro de massa. A concordância entre a teoria e o experimento é consideravelmente boa, fornecendo uma forte evidência da existência da cor.

2.6 Constante de acoplamento e liberdade assintótica

A constante de acoplamento é um número que representa a força de uma interação. Tanto na QCD como na QED a constante de acoplamento varia com a escala de energia envolvida na interação. Se a interação ocorre com baixas energias a constante de acoplamento α_s da QCD é grande. Por essa razão processos da QCD com baixas energias são impossíveis de calcular usando a cromodinâmica quântica perturbativa. Em processos com altas energias α_s se torna pequena o bastante, sendo possível usar a cromodinâmica quântica perturbativa para realizar os cálculos.

Podemos dividir a QCD em dois regimes. A QCD não perturbativa para processos com baixas energias, como por exemplo a hadronização, e a QCD perturbativa para processos com altas energias.

A variação da constante de acoplamento em função da energia é relacionada ao conceito de renormalização.

Renormalização na QED

Os diagramas de Feynman para QED apresentados anteriormente são diagramas de ordem inferior, que possuem dois vértices. Porém em todas as teorias é preciso calcular as contribuições dos diagramas de ordem superiores, onde mais vértices são incluídos.

A força da interação é representada pelo vértice nos diagramas de Feynman. Até o momento consideramos como sendo constante e com valor e . O valor experimental obtido para a carga do elétron e pode ser medido, por exemplo, através do experimento de Millikan, correspondendo a $e^2 \sim \alpha = \frac{1}{137}$. Como α é pequeno para QED, os cálculos envolvendo apenas os diagramas de ordem inferior fornecem resultados confiáveis.

A carga elétrica e medida é diferente do termo que aparece nos vértices dos diagramas de Feynman. Na realidade o termo que entra nos vértices pode ser escrito como e_0 , podemos considerar esse valor como uma carga elétrica desprotegida. O valor experimentalmente medido para e é a força efetiva da interação, teoricamente obtida a partir da inclusão de todos os diagramas relevantes de ordem superior.

Existem infinitos tipos de diagramas de Feynman de ordem superior. Felizmente precisamos apenas levar em consideração as correções no propagador do fóton. Essas correções são baseadas em diagramas com *loops* internos. Esses loops mostram que o fóton trocado passa um tempo como um par e^+e^- virtual.

A série infinita de correções para o propagador pode ser vista na figura 2.18 e são conhecidos como termos de auto-energia do fóton. Em 2.18 o diagrama de ordem inferior, com uma troca de fóton, é substituído por uma soma infinita de diagramas com *loops*, todos expressos com a carga e_0 .

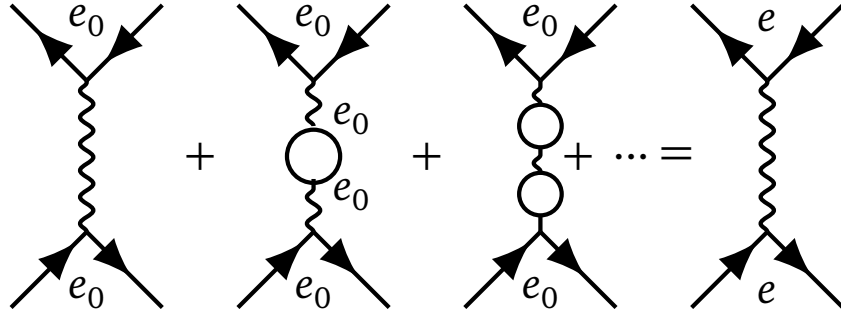


Figura 2.18: Força de repulsão elétrica entre dois elétrons.

A consequência dessas correções é que o propagador do fóton não terá mais a forma $\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2}$. Porém a dependência de $1/q^2$ é mantida e as correções são absorvidas na redefinição da carga, que agora dependerá de q^2 .

Cada um dos *loops* introduz um fator de correção $I(q^2)$. $I(q^2)$ é uma integral obtida com as regras de Feynman e é divergente. O propagador efetivo do fóton pode ser escrito da seguinte forma:

$$P = P_0 + P_0 I(q^2) P_0 + P_0 I(q^2) P_0 I(q^2) P_0 + \dots \quad (76)$$

onde o segundo termo na soma acima corresponde a uma correção de diagrama com um *loop*, com o fator de correção sendo inserido entre dois propagadores P_0 com carga e_0 :

$$P_0 = \frac{e_0^2}{q^2} \quad (77)$$

A soma da equação 76 é uma série geométrica e pode ser escrita como:

$$P = P_0 \frac{1}{1 - I(q^2) P_0} = \frac{e_0^2}{q^2} \frac{1}{1 - e_0^2 K(q^2)} \quad (78)$$

Onde $K(q^2) = I(q^2)/q^2$ é a correção para um *loop*. O propagador efetivo pode ser escrito em função da carga elétrica física, que é medida experimentalmente:

$$P \equiv \frac{e^2(q^2)}{q^2} = \frac{e_0^2}{q^2} \frac{1}{1 - e_0^2 K(q^2)} \quad (79)$$

Como $e(q^2)$ é medido e tem um valor finito, a equação

$$e^2(q^2) = e_0^2 \frac{1}{1 - e_0^2 K(q^2)} \quad (80)$$

tem que ser finita mesmo com o termo divergente $K(q^2)$. Se a carga elétrica for conhecida para uma escala de energia $q^2 = \mu^2$, podemos reescrever a equação 80 como:

$$e_0^2 = \frac{e^2(\mu^2)}{1 + e^2(\mu^2)K(\mu^2)} \quad (81)$$

que pode ser substituída de volta na equação 80:

$$e^2(q^2) = \frac{e^2(\mu^2)}{1 - e^2(\mu^2)[K(q^2) - K(\mu^2)]} \quad (82)$$

Embora as integrais $K(q^2)$ e $K(\mu^2)$ separadamente serem divergentes, a diferença entre essas integrais é finita e calculável. Para valores de μ^2 e q^2 muito maiores que a massa do elétron ao quadrado essa diferença pode ser escrita como:

$$K(q^2) - K(\mu^2) \approx \frac{1}{12\pi^2} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right) \quad (83)$$

Substituindo essa diferença em 82 e ainda usando que $\alpha(q^2) = e^2(q^2)/4\pi$, temos:

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \alpha(\mu^2) \frac{1}{3\pi^2} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)} \quad (84)$$

A constante de acoplamento adquiriu uma dependência no momento q^2 do fóton. Assim usando a constante de acoplamento $\alpha(q^2)$ nos diagramas de ordem inferiores incorporamos as correções necessárias para o propagador do fóton. Esse resultado é importante e diz que força de acoplamento da QED aumenta quando q^2 aumenta, embora esse aumento seja lento. Em medidas na física atômica com $q^2 \approx 0$ a constante

de acoplamento foi medida como:

$$\alpha(q^2 \approx 0) = \frac{1}{137,0359} \quad (85)$$

A constante de acoplamento $\alpha(q^2)$ também foi medida no colisor e^+e^- LEP. Com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 197 \text{ GeV}$:

$$\alpha = \frac{1}{127,4 \pm 2.1} \quad (86)$$

Fornecendo uma forte evidência para a variação da constante de acoplamento com q^2 .

Renormalização na QCD

A renormalização na QCD é parecida com a da QED. Mas devido as interações gluon-gluon, existirão *loops* adicionais como podemos ver alguns na figura 2.19:

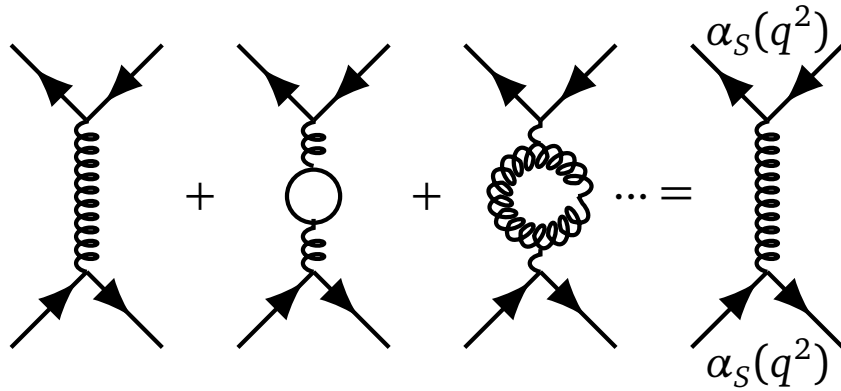


Figura 2.19: Força de repulsão ou atração entre dois quarks.

Na QCD temos:

$$K_S(q^2) - K_S(\mu^2) \approx -\frac{B}{4\pi} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right). \quad (87)$$

Onde B é um fator que depende dos diferentes números de *loops* de férmions e de

bósons. Para um número N_f de diferentes quarks e um número N_c de cores temos:

$$B = \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi}. \quad (88)$$

Na QCD a constante de acoplamento será:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + B\alpha(\mu^2)\frac{1}{3\pi^2} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)}. \quad (89)$$

A consequência dos *loops* de glúons é que a constante de acoplamento da QCD diminui conforme q^2 aumenta.

A constante de acoplamento da QCD varia significativamente para intervalos relevantes de energia. Quando $q \sim 1$ GeV, $\alpha_s \sim 1$ e assim métodos perturbativos não podem ser usados. Esse regime não perturbativo se aplica, por exemplo, a estados hadrônicos ligados ou para os últimos estágios da hadronização. Para $q > 100$ GeV, escala típica de energia para experimentos de altas energias, $\alpha_s \sim 0,1$ que é pequeno o bastante para utilizarmos métodos perturbativos. Essa propriedade é conhecida com liberdade assintótica. Isso permite estimar quantitativamente os fenômenos envolvendo os hádrons com uma boa precisão. Liberdade assintótica é o que permite usar os diagramas e as regras de Feynman na QCD.

Mesmo com $\alpha_s \sim 0,1$ pequeno o bastante, possibilitando usar métodos perturbativos, não podemos desprezar as correções de ordem superior como é feito na QED. Assim os cálculos da QCD para os processos do LHC quase sempre são calculados além da ordem inferior. Esses cálculos envolvem diversos diagramas de Feynman e são muito complexos.

Capítulo 3

Interações entre prótons

O estudo das interações entre hádrons é usado para obter informações sobre as propriedades das interações fortes. A partir desses estudos é possível então desenvolver modelos para descrever como os quarks e glúons se comportam dentro dos hádrons.

As interações entre prótons podem ser divididas em três tipos. Espalhamento elástico, espalhamento difrativo e espalhamento não difrativo. O espalhamento difrativo pode ser subdividido em difração simples e difração dupla.

3.1 Rapidez e Pseudorapidez

Uma variável, usada nas colisões de hádrons, é a rapidez y definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (90)$$

onde E é a energia da partícula e p_z é a componente do momento da partícula ao longo do eixo z . Em certos casos, por exemplo, quando a massa da partícula é desprezível, y é substituído pela pseudorapidez η :

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (91)$$

Como veremos no capítulo sobre o detector, os subdetectores descrevem sua cobertura geométrica em termos de η . Entretanto, em alguns casos, como no espalhamento elástico as partículas emergentes deixam o detector em ângulos θ muito baixos. Assim, $\eta \rightarrow \infty$ quando $\theta \rightarrow 0$, logo nesses casos a rapidez é a quantidade mais útil a ser usada.

3.2 Variáveis de Mandelstam

Outras variáveis importantes para as interações hadrônicas são as variáveis de Mandelstam. Seja uma interação do tipo $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, com p_1, p_2, p_3 e p_4 os quadrimomentos das partículas, as variáveis de Mandelstam são definidas como:

$$s = (p_1 + p_2)^2 \quad (92)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 \quad (93)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 \quad (94)$$

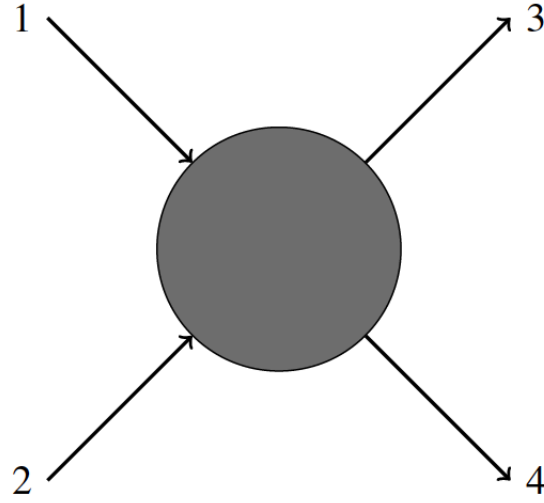


Figura 3.1: Diagrama de uma interação de duas partículas 1 e 2 produzindo duas partículas 3 e 4.

Essas variáveis são importantes, pois elas são invariantes de Lorentz, ou seja possuem o mesmo valor em qualquer referencial inercial. No LHC, os feixes de partículas colidem com momentos iguais e opostos, $p_1 = (E_1, \mathbf{p})$ e $p_2 = (E_2, -\mathbf{p})$. Assim, s se torna:

$$s = (E_1 + E_2)^2 \quad (95)$$

s é o quadrado da energia do centro massa da colisão. Da mesma forma, a variável $t(u)$ é igual ao quadrado do momento transferido da partícula 1 para a partícula 3 (1 para 4), ou equivalentemente da partícula 2 para a 4 (2 para 3).

3.3 Luminosidade

Nos experimentos na física de partículas, existe um parâmetro importante chamado de luminosidade. A luminosidade descreve a habilidade que um acelerador tem para produzir colisões entre partículas. Podemos dizer que a luminosidade mede quantas colisões são produzidas em um experimento que usa um acelerador de partículas.

Quando partículas colidem com altas energias, diversos tipos de processos podem acontecer como por exemplo a produção de novas partículas. Cada um dos diferentes processos tem uma probabilidade de ocorrer. Na física de partículas essa probabilidade é dada pela seção de choque. Assim sendo, um processo raro como a produção do bóson de Higgs tem uma seção de choque muito pequena. Então quanto mais colisões ocorrerem, maior é a chance de produção de algum processo raro. O número de vezes que algum processo ocorre a cada segundo pode ser obtido através da fórmula:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma_p \mathcal{L} \quad (96)$$

onde $\mathcal{L}$ é a luminosidade instantânea e σ_p é a seção de choque do processo. O número total de eventos que ocorre durante um período de aquisição de dados é:

$$N = \sigma \int_{\text{período}} \mathcal{L} dt \quad (97)$$

O integral no tempo é chamada de luminosidade integrada e é normalmente definida como $L = \int_{\text{período}} \mathcal{L} dt$.

A luminosidade é independente do tipo de processo produzido, depende de parâmetros fornecidos pelo acelerador. No capítulo da análise de dados, veremos os métodos usados pelo CMS para determinar a luminosidade.

3.4 Teoria de Regge

Em 1960, Froissart ([15]) mostrou que o aumento, em função da energia do centro de massa da colisão, da seção de choque total em interações hadrônicas é limitada da seguinte forma:

$$\sigma_{Total}(s) \leq \ln^2 \left(\frac{s}{s_0} \right) \quad (98)$$

onde s_0 é uma fator de escala, normalmente é usado $s_0 \approx 1 \text{ GeV}^2$.

A teoria de Regge ([16]) foi desenvolvida na década de 60, antes do surgimento da QCD, com o objetivo de descrever processos em altas energias com baixa transferência de momento.

A ideia básica é que as interações núcleon-núcleon são mediadas por uma troca de méson ou ressonâncias, chamados de *Reggeons*. Essa ideia foi introduzida por Yukawa ([17]) na descrição da interação próton-nêutron. Essa abordagem tem como consequência que a amplitude de espalhamento pode ser escrita como:

$$A(s, t) = \frac{s^\alpha}{t - m^2} \quad (99)$$

onde s e t são as variáveis de Mandelstam, α e m são respectivamente o spin ($\alpha = 0, 1, 2..$) e massa do Reggeon. De acordo com essa amplitude, trocas de Reggeons com altos spins resultam em altas amplitudes, subsequentemente altas seções de choque. A evolução da seção de choque baseada na ideia da troca de um único méson iria violar o limite de Froissart quando $s \rightarrow \infty$.

Resultados experimentais para a seção de choque em colisões de próton-próton podem ser vistos na figura em 3.2.

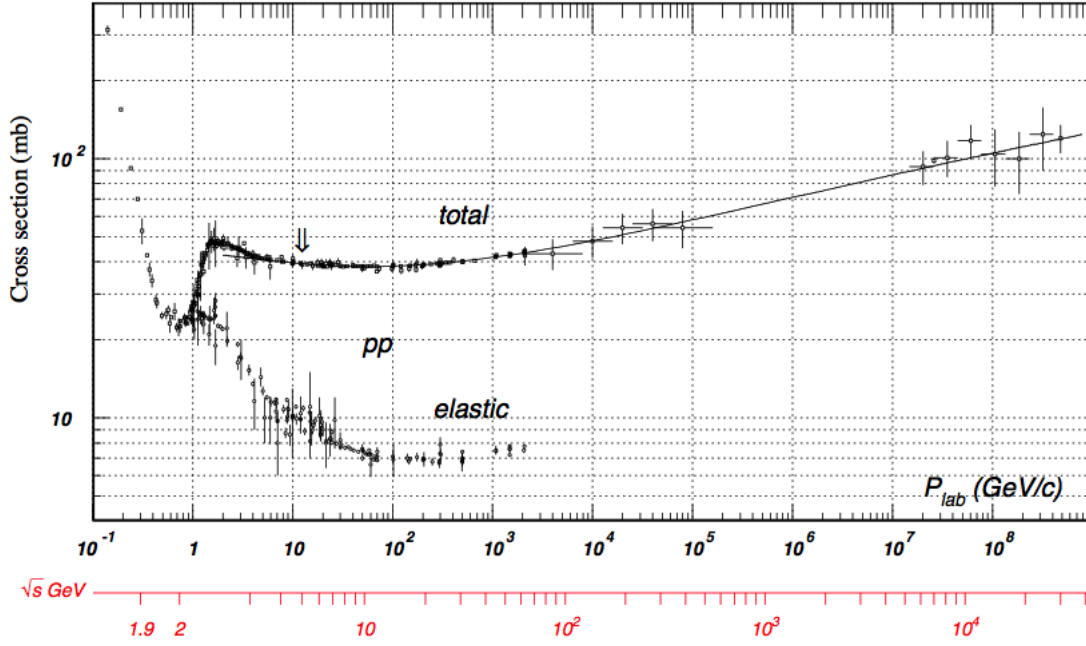


Figura 3.2: Resultados, coletados pelo grupo COMPRAS ([18]), para a seção de choque total em colisões próton-próton.

De acordo com os resultados da figura 3.2, a seção de choque primeiro cai para $\sqrt{s}$ entre 1–10 GeV a uma taxa aproximadamente de $s^{-0,5}$. Entre o intervalo de energia entre 10–100 GeV a seção de choque é constante. Depois de 100 GeV a seção de choque começa a crescer a uma taxa de $\ln^2(s)$. Esse comportamento da seção de choque não pode ser explicado a partir da ideia de que interações entre os prótons ocorrem através de trocas individuais de mésons.

A teoria de Regge sugere então que a dependência da seção de choque na energia s é devida a descrição da interação como uma troca de uma combinação de partículas. Vamos usar o processo $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ como exemplo. De acordo com a conservação dos números quânticos, essa reação pode acontecer através da troca dos seguintes hádrons virtuais: ρ^0 , a_2 e ρ^3 . Se fizermos um gráfico do spin ($J = \alpha$) pela massa ao quadrado ($M^2 = t$) dessas partículas, veremos que elas formam uma linha reta determinando uma “trajetória” de partículas. Esse gráfico pode ser visto na figura 3.3.

A expressão geral para essa trajetória de mésons em linha reta é :

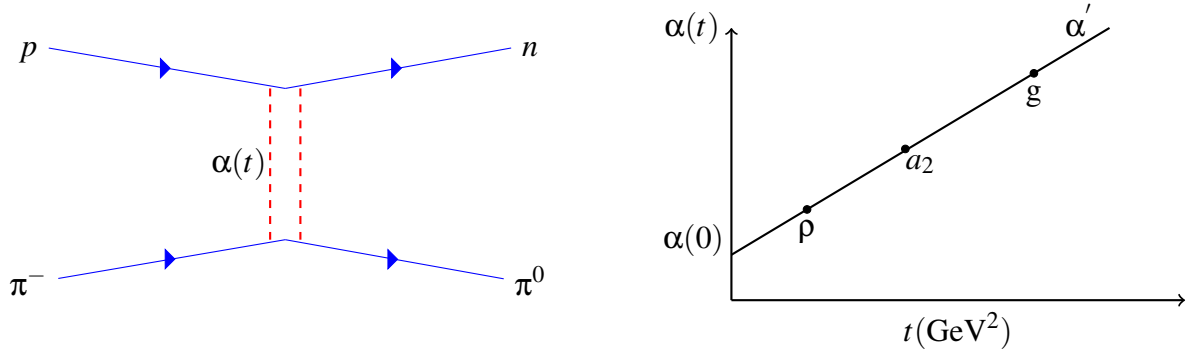


Figura 3.3: Diagrama esquemático para o espalhamento $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ e a trajetória de partículas

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' \cdot t, \quad (100)$$

onde $\alpha(0)$ é interseção e α' é a inclinação. A trajetória leva o nome da partícula mais leve, no exemplo acima o nome da trajetória seria ρ^0 . Os parâmetros $\alpha(0)$ e α' são determinados experimentalmente. A inclinação α' é aproximadamente igual a 1 GeV^{-2} . A interseção $\alpha(0)$ das trajetórias, correspondendo as partículas conhecidas, está no intervalo entre 0 - 0.5, por exemplo $\alpha(0)_\pi \approx 0$, $\alpha(0)_\rho \approx 0.5$.

Na teoria de Regge a seção de choque total para uma colisão hádron-hádron depende da energia do centro de massa $\sqrt{s}$ da seguinte forma:

$$\sigma_{total} \propto s^{\alpha_0 - 1}. \quad (101)$$

O comportamento da seção de choque na região de baixa energia, mostrado na figura 3.2, pode ser explicado se assumirmos que a trajetória ρ é trocada nas interações próton-próton. Com $\alpha(0)_\rho \approx 0,5$ a equação 101 prevê que:

$$\sigma_{total} \propto s^{-0,5} \quad (102)$$

descrevendo corretamente os resultados experimentais na região de baixa energia. Entretanto, nenhuma trajetória foi encontrada que explique o aumento lento da seção de

choque total para altos valores de $\sqrt{s}$. Seria necessário uma trajetória de partículas com um valor de α_0 um pouco maior do que 1. A partir de ajustes em dados experimentais, foi verificado que seria necessário que $\alpha_0 \approx 1,08$ para prever o comportamento em altas energias da σ_{total} . Até hoje nenhuma partícula que represente essa trajetória foi encontrada. Uma trajetória hipotética foi criada, chamada *Pomeron* em homenagem ao físico Isaak Pomeranchuk ([19, 20]). As partículas que pertencem a trajetória de Pomeron possuem os mesmos números quânticos do vácuo.

Após o desenvolvimento da cromodinâmica quântica e o modelo de quarks e glúons para as interações fortes, o conceito de Pomeron foi substituído por um par de glúons sem cor, chamados de “*glueball*” ([21, 22, 23]). Da mesma forma que o Pomeron não foi comprovado experimentalmente, existem evidências não confirmadas de *glueballs*.

3.5 Descrição dos tipos de interações entre prótons

A seção de choque total, para interações próton-próton, pode ser dividida em duas partes. A seção de choque para processos elásticos ($\sigma_{elástica}$), onde os dois prótons permanecem intactos após a interação e nenhuma partícula é produzida, e a seção de choque para processos inelásticos, na qual um ou os dois prótons fragmentam após a interação.

Os processos inelásticos podem ser divididos em difração simples, difração dupla, processos não difrativos e difração central.

3.5.1 Espalhamento elástico

No espalhamento elástico ($p_1 + p_2 \rightarrow p_1 + p_2$), os prótons incidentes emergem da interação intactos e não ocorre a produção de hádrons secundários. Os prótons emergem da interação com uma pequena deflexão, relativa a direção inicial, assim os prótons no estado final deixam o detector em regiões com altos valores de rapidez. Essa região de altos valores de rapidez é chamada de região frontal do detector, que são regiões

próximas ao eixo feixe.

O espalhamento elástico pode ser produzido através da troca de um Pomeron, a figura 3.4 mostra o digrama de Feynman para o espalhamento elástico e as posições dos prótons no plano $\phi \times \eta$, onde ϕ é o ângulo azimutal.

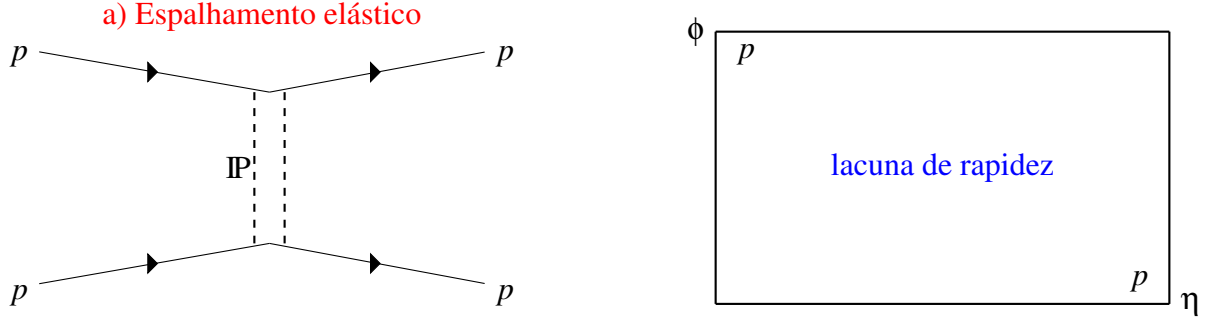


Figura 3.4: Diagrama de Feynman para o espalhamento elástico mediado pela troca de um Pomeron. Distribuição dos prótons, emergentes das colisões elásticas, no plano $\phi \times \eta$.

3.5.2 Espalhamentos difrativos

Uma reação difrativa, em física de altas energias, é uma reação na qual não há troca de números quânticos (cor, carga...) entre as partículas que participam da interação. A difração ocorre quando o Pomeron ou o Reggeon mediador interage com o próton produzindo um sistema de partículas, chamado de sistema difrativo (X). Nos espalhamentos difrativos, a energia transferida entre os prótons é pequena, mas um ou os dois prótons fragmentam, produzindo varias partículas no estado final com os mesmos números quânticos dos prótons incidentes.

Na prática, nem todas as partículas do estado final, do sistema difrativo, são reconstruídas. Isso impossibilita saber se o sistema difrativo possui os mesmos números quânticos dos respectivos prótons incidentes.

Então experimentalmente um espalhamento difrativo é caracterizado por uma grande lacuna de rapidez no estado final, que não é suprimida exponencialmente. Podem existir eventos que não são difrativos e que apresentem uma grande lacuna

de rapidez. Esses eventos serão exponencialmente suprimidos. Se $\Delta\eta$ é a lacuna de rapidez do estado final, a distribuição de eventos difrativos é

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \sim \text{constante} \quad (103)$$

para eventos não difrativos temos:

$$\frac{dN}{d\Delta\eta} \sim \exp(-\Delta\eta). \quad (104)$$

Difração simples envolve uma troca de Pomeron, fazendo com que um dos prótons incidentes permaneça intacto enquanto o outro forma um sistema de partículas difrativo X . O estado final é caracterizado por uma lacuna de rapidez entre o sistema X e o próton. A figura 3.5 mostra o diagrama de Feynman para a difração simples e a região no plano $\phi \times \eta$ onde as partículas são produzidas bem como a lacuna de rapidez (*gap*).

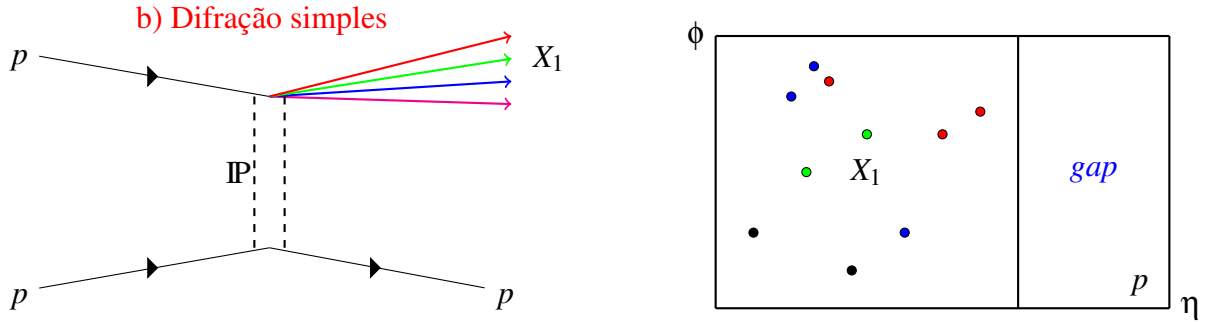


Figura 3.5: Diagrama para a difração simples e a lacuna de rapidez entre o sistema X_1 e o próton.

A difração dupla (figura 3.6) ocorre quando os dois prótons dissociam após a troca de um Pomeron. Os sistemas difrativos X_1 e X_2 são produzidos nas regiões frontais, deixando a parte central vazia.

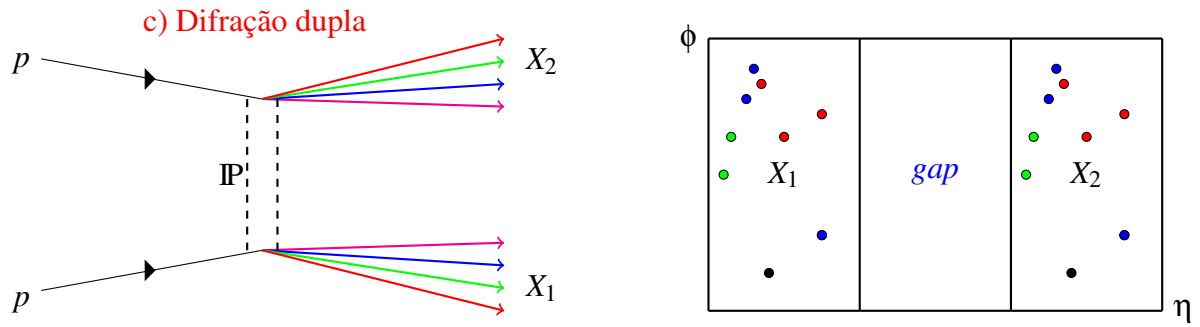


Figura 3.6: Diagrama para a difração dupla e a lacuna de rapidez entre o sistema X_1 e o X_2 .

Uma outra possibilidade seria a difração central (figura 3.7), esse processo ocorre através de uma dupla troca de Pomeron. Neste processo os dois prótons interagem e cada um emite um pomeron. Após a interação os prótons permanecem intactos. Os dois pomerons então interagem produzindo um sistema central de partículas. O estado final apresenta duas lacunas de rapidez.

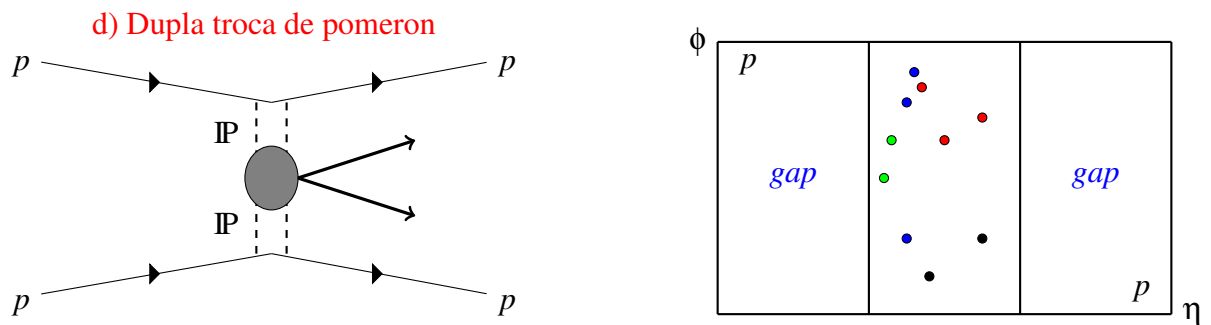


Figura 3.7: Diagrama para a difração dupla e a lacuna de rapidez entre o sistema X_1 e o X_2 .

3.5.3 Espalhamento não difrativo

Interações não difrativas são resultado de interações entre os quarks e glúons dos prótons. São interações com alto momento transferido. Essas colisões dominam os eventos provenientes das colisões de prótons no LHC. Esses eventos são as principais fontes de eventos de fundo, obstruindo a detecção de processos físicos raros. No

espalhamento não difrativo, os prótons incidentes adquirem cor através da troca de um quark ou um glúon e fragmentam em outras partículas. Os eventos não difrativos não possuem uma lacuna de rapidez, como mostrado na figura 3.8.

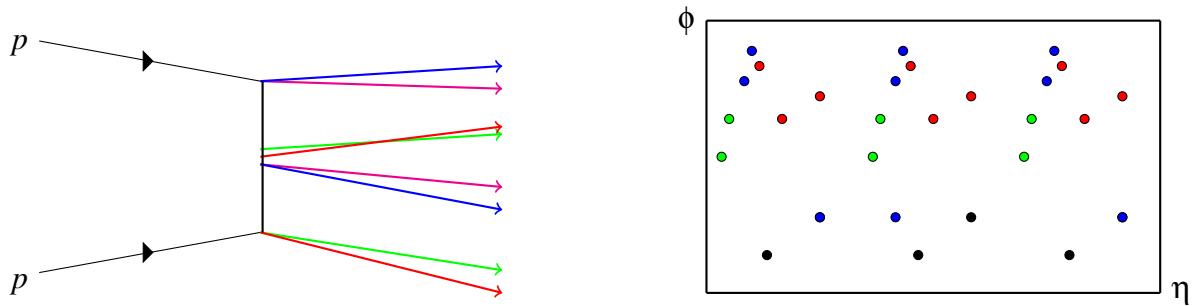


Figura 3.8: Diagrama para o espalhamento não difrativo.

As interações não difrativas representam a maior parte da seção de choque total em colisões de prótons. Cerca de 58% da seção de choque total vem dos processos não difrativos.

Capítulo 4

LHC e o Experimento CMS

4.1 LHC

O grande colisor de hádrons (LHC - *Large Hadron Collider*) é o maior acelerador de partículas já construído. O LHC é formado por um túnel circular de 27 km de comprimento, que cruza a fronteira entre Suíça e França. A construção do LHC foi motivada para explorar a física que acontece na escala TeV de energia.

O túnel do colisor tem dois tubos adjacentes paralelos que se cruzam em quatro pontos. O LHC acelera prótons em direções opostas ao redor do túnel e faz com eles colidam em quatro pontos de interação. Cada ponto possui um grande detector que coleta as informações das partículas provenientes das colisões. Desses quatro, ATLAS e CMS são detectores de propósito geral, o LHCb é dedicado física do quark b e o ALICE investiga colisões entre íons pesados.

A figura [4.1](#) mostra a localização geográfica do LHC e onde estão posicionados os quatro detectores.



Figura 4.1: Visão aérea do LHC e dos quatro experimentos.

No LHC 1232 dipólos magnéticos são usados para manter os feixes de prótons em uma trajetória circular. Também são usados quadripólos magnéticos para focalizar os feixes, corrigindo a órbita e assim aumentando as chances de interação entre os prótons nos pontos de interação. O LHC acelera os feixes através de oito cavidades de radiofrequência. Cada vez que os feixes passam por essas cavidades são acelerados em um total de 16 MeV, em um campo elétrico de 5,5 MV/m oscilando em 400 MHz.

Através desse esquema o LHC realizou colisões com uma energia de centro de massa de 8 TeV em 2012 e em 2015 atingirá 13 TeV. Além da energia de centro massa, o número de interações próton-próton precisa ser grande o bastante para possibilitar a produção de processos raros ou novos. O LHC foi construído para atingir uma luminosidade de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Os prótons, antes de entrarem no LHC, passam por uma sequência de aceleradores. Esses aceleradores aumentam gradativamente a energia dos prótons. O primeiro passo é feito pelo acelerador linear LINAC 2 que faz com que os prótons alcancem uma energia de 50 MeV, passando para o *Proton Synchrotron Booster (PSB)*. No PSB os prótons são acelerados até 1,4 GeV e são injetados no *Proton Synchrotron (PS)*, onde são acelerados até 26 GeV. Na sequência os prótons entram no *Super Proton Synchrotron (SPS)* atingindo uma energia de 450 GeV antes de entrarem no LHC. A figura 4.2 mostra esquematicamente o complexo de aceleradores do CERN.

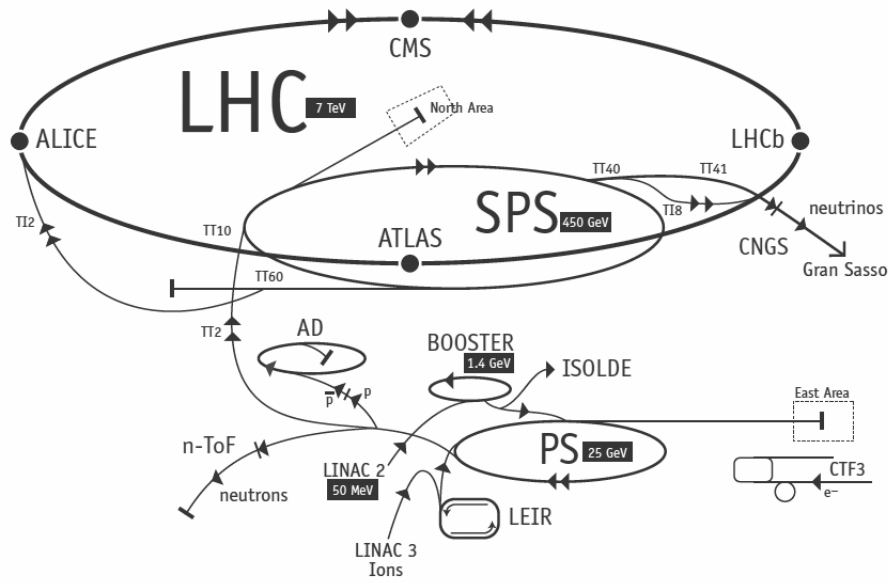


Figura 4.2: Visão esquemática do complexo de aceleradores do CERN.

Os feixes que circulam no LHC são formados por grupos de prótons chamados de pacotes. Cada feixe tem 2808 pacotes de prótons, isso permite que ocorram colisões a cada 25 ns. Cada pacote tem em média $1,15 \times 10^{11}$ prótons.

A luminosidade definida na seção 3.3 pode ser estimada a partir dos parâmetros do acelerador:

$$\mathcal{L} = \frac{f N_1 N_2}{A} \quad (105)$$

onde f é a frequência de revolução, N_1 e N_2 são os números de prótons em cada pacote e A é a seção de choque efetiva do feixe.

4.2 O detector CMS

Para explorar com detalhes os processos que ocorrem no LHC, é preciso que grandes detectores de partículas sejam construídos para reconstruir com o máximo de detalhe possível as partículas produzidas nas colisões entre os prótons. O Solenóide de Múons Compacto (*Compact Muon Solenoid* -CMS) é um detector de propósito de geral, cons-

truído para estudar diversos tipos de processos. O CMS foi projetado para ser simples e com um forte campo magnético. O CMS é composto por vários subdetectores. O CMS tem como objetivo estudar uma ampla variedade de processos: o bóson de Higgs do Modelo Padrão, medidas precisas da física conhecida do Modelo Padrão, física do top quark, processos além do Modelo Padrão, física de íons pesados e plasma de quarks e glúons.

O CMS está instalado 100 metros abaixo da superfície próximo a Cessy na França, ao redor do que é chamado de ponto 5 do LHC (P5). O CMS tem 21,6 m de comprimento, 14 m de diâmetro e pesa 12.500 toneladas. A figura 4.3 mostra a visão geral do CMS e seus subdetectores.

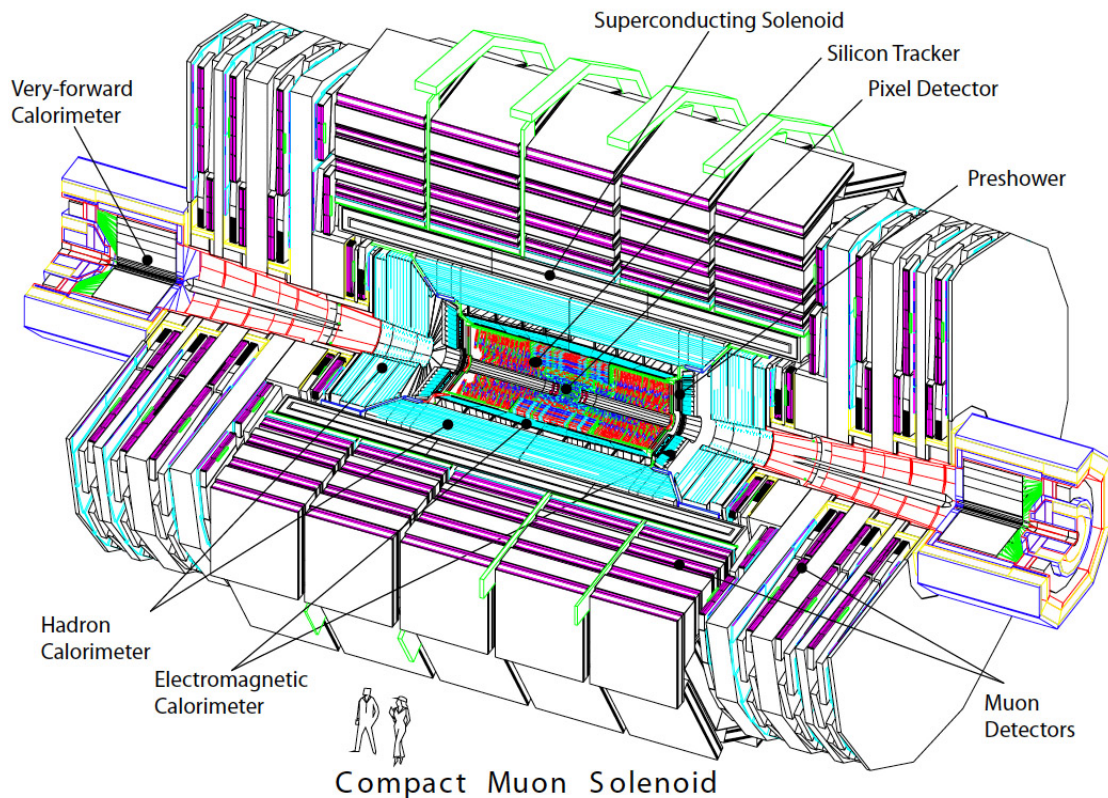


Figura 4.3: O Detector CMS e seus subdetectores.

O ambiente de colisões que o CMS está inserido exigiu um planejamento detalhado na construção dos subdetectores. Na luminosidade planejada para colisões de prótons com uma energia de centro de massa 14 TeV, o CMS observará aproximadamente 10^9 colisões inelásticas por segundo. Devido a limitações computacionais e em capacidade

de armazenamento, a taxa de eventos armazenada é reduzida para 100 eventos por segundo. Essa redução é feita pelo chamado sistema de gatilho que será discutido nas próximas seções.

Esse alto número de colisões produz um grande fluxo de partículas e assim o detector recebe altas doses de radiação, desta forma os detectores foram projetados com materiais que são resistentes a radiação.

O espaçamento entre os pacotes de prótons de 25 ns (em alguns casos de 50 ns) resulta em alguns eventos armazenados com múltiplas colisões, fenômeno conhecido como *pile-up*. Por isso são necessários detectores com alta granularidade e boa resolução temporal, assim as partículas produzidas em uma interação não são confundidas com outras partículas de outras interações no mesmo evento.

O CMS foi construído com quatro requerimentos básicos. Uma excelente identificação dos múons, além de medir com precisão o momento e carga dos mesmos; reconstruir com precisão a trajetória das partículas carregadas assim como o medir o momento das mesmas; identificar fótons e elétrons, em especial uma boa medida da massa invariante dos difótons e dos dielétrons; e medir com precisão a energia transversa perdida (E_T) e a massa invariante dos díjetos.

As próximas seções serão dedicadas a descrever os subdetectores do CMS, que são usados para realizar essas tarefas de reconstruir, identificar, e medir a energia das partículas.

4.2.1 Sistema de Coordenadas do CMS

A origem do sistema de coordenadas do CMS é no centro do detector, ou seja no ponto de colisão. O eixo x aponta para o centro do anel do LHC, o eixo y aponta verticalmente para cima e o eixo z é escolhido ao longo da direção do feixe no sentido anti-horário. O ângulo azimutal ϕ é medido a partir do eixo x no plano xy e a coordenada radial r é definida nesse plano. O ângulo polar θ é definido no plano rz .

Como θ não é invariante de Lorentz, a pseudorapidez η definida como

$$\eta = -\frac{1}{2} \ln(\tan(\theta/2)) \quad (106)$$

é a coordenada frequentemente mais usada para descrever o ângulo de uma partícula em relação ao eixo do feixe. O número de partículas produzidas é constante em função da pseudorapidez e diferenças em pseudorapidez são invariantes de Lorentz.

Além disso a física de partículas explora a cinemática no plano transverso a direção do feixe (plano xy), já que o momento é conservado nesse plano. A figura 4.4 mostra o sistema de coordenadas adotado pelo CMS.

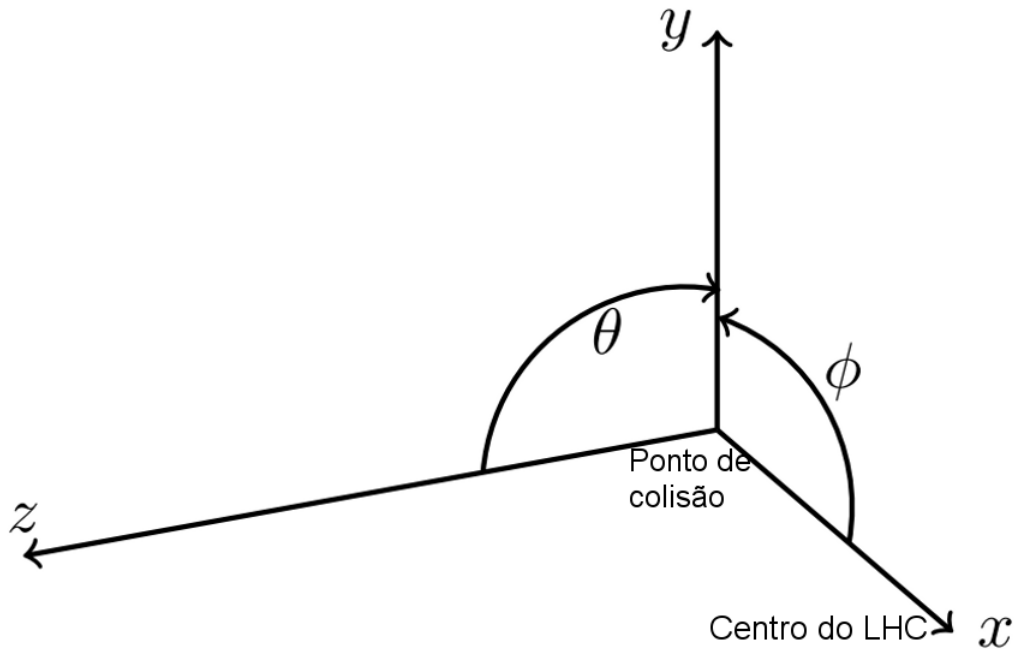


Figura 4.4: Sistema de coordenadas adotado pelo CMS.

4.2.2 Sistema de Trajetografia

Os subdetectores do CMS são compostos por duas regiões. Uma região em forma de barril, basicamente um cilindro envolvendo o ponto de interação e em cada extremidade do cilindro são colocadas estruturas que funcionam como tampas.

O subdetector mais próximo do ponto de interação é o sistema de trajetografia

(*Tracker*), foi projetado para medir com eficiência e precisão as trajetórias das partículas carregadas. A partir dessas trajetórias reconstruídas é possível identificar vértices primários e vértices secundários, além de medir o momento das partículas carregadas a partir da curvatura das trajetórias devido ao campo magnético.

O sistema de trajetografia tem um comprimento de 5,8 m e um diâmetro de 2,5 m. Aproximadamente 1000 partículas são produzidas em 20 colisões simultâneas que ocorrem dos cruzamentos de pacotes de prótons a cada 25 ns. Nesse cenário o sistema de trajetografia precisa ter uma alta granularidade, ou seja precisa ser dividido em milhares de partes, e ter uma resposta rápida, de tal forma que os traços possam ser identificados de maneira confiável e eficiente.

O grande fluxo de partículas que atinge o sistema de trajetografia degrada as componentes devido as doses de radiação. Assim o sistema de trajetografia é baseado inteiramente na tecnologia de detectores de silício.

O sistema de trajetografia pode ser dividido em duas partes. Um detector de *pixel* que é o detector mais próximo do ponto de interação. Envolvendo o detector *pixel* está o detector de tiras de silício.

4.2.2.1 O Detector *pixel*

O detector *pixel* é construído por três camadas de barril com raios de 4,4 cm, 7,3 cm e 10,2 cm. Todas essas camadas possuem 53 cm de comprimento e abrigam 58 milhões de *pixels* de silício que cobrem uma área total de $0,78 \text{ m}^2$. Cada célula *pixel* tem uma área de $100 \times 150 \mu\text{m}^2$. Essas três camadas são suplementadas por dois discos em cada ponta colocados a uma distância de $\pm 34,5 \text{ cm}$ e $\pm 46,5 \text{ cm}$ do ponto de interação, os discos possuem 18 milhões de *pixels* de silício e cobrem uma área total de $0,28 \text{ m}^2$. Cada tampa é formada por 24 módulos que são rotacionados em 20° , que faz com que as tampas tenham um formato parecido com o de uma turbina.

O detector *pixel* cobre uma região de pseudorapidez de $|\eta| < 2,5$ e fornece três pontos de impacto para cada partícula carregada. A figura 4.5 mostra uma visão do

detector *pixel*.

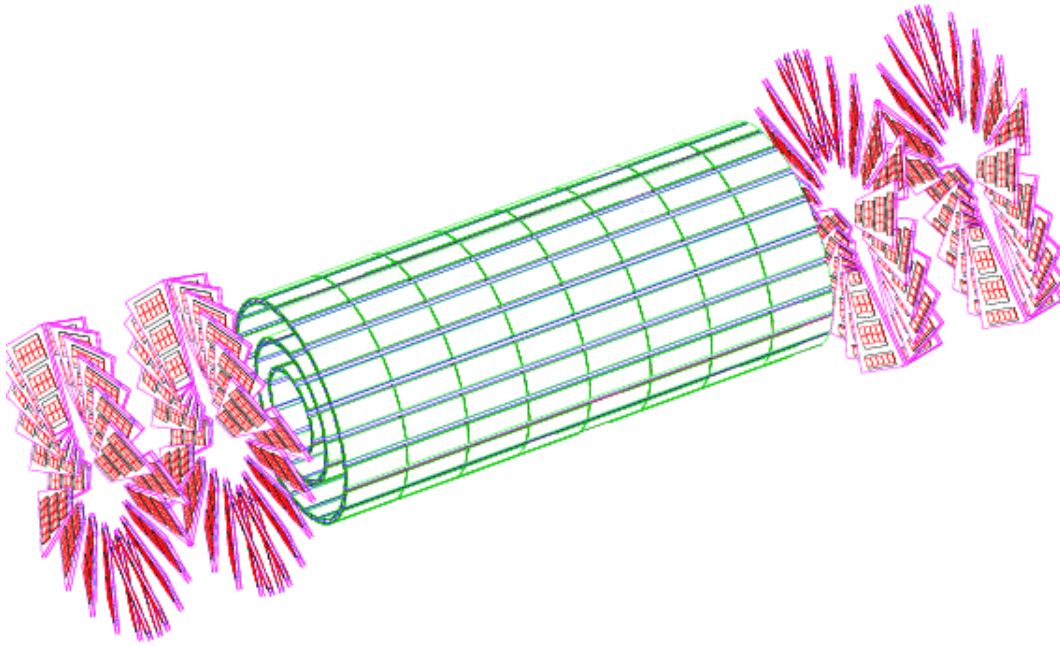


Figura 4.5: Visão esquemática do detector *pixel*.

4.2.2.2 O Detector de tiras de silício

O detector de tiras de silício, que envolve concentricamente o detector *pixel*, consiste em quatro subsistemas: Um barril interno (TIB - *tracker inner barrel*), tampas internas (TID - *tracker inner disc*), barril externo (TOB - *tracker outer barrel*) e tampas externas (TEC - *tracker end cap*).

Barril interno consiste em quatro cilindros concêntricos com raios de 255,0 mm, 339,0 mm, 418,5 mm e 498,0 mm, respectivamente, em relação a eixo do feixe. Cada cilindro se estende ± 700 mm no eixo z . O Barril interno usa tiras de silício de $320\ \mu\text{m}$ de espessura paralelas a direção do feixe. A separação entre as tiras é de $80\ \mu\text{m}$ nas camadas 1 e 2 e de $120\ \mu\text{m}$ nas camadas 3 e 4. A resolução é de 23 a $34\ \mu\text{m}$ em um ponto no plano $r-\phi$ e de $23\ \mu\text{m}$ no eixo z .

Em cada ponta do barril interno são colocadas as tampas internas, formadas por três discos entre posicionadas ± 800 mm e ± 900 mm no eixo z . Os três discos são iguais e cada disco é composto por três anéis com raios que vão de 200 mm a 500 mm. As tiras

também possuem $320\ \mu m$ de espessura e são colocadas radialmente. A separação entre as tiras varia de $100\ \mu m$ a $141\ \mu m$.

O barril interno e as tampas internas são envolvidas pelo barril externo. Sendo este formado por seis camadas que se estendem em $\pm 118\text{ cm}$ no eixo z e com um raio de 116 cm . As tiras do barril externo possuem $500\ \mu m$ de espessura. A separação entre as tiras é de $183\ \mu m$ nas primeiras quatro camadas e de $122\ \mu m$ nas camadas 5 e 6. Essas camadas do barril externo fornecem uma resolução de 35 a $53\ \mu m$ em um ponto no plano $r-\phi$ e de $52\ \mu m$ no eixo z .

Fechando o barril externo estão as tampas externas. São duas tampas colocadas entre $124\text{ cm} < |z| < 282\text{ cm}$ e com raios se estendendo entre $22,5\text{ cm}$ e $113,5\text{ cm}$. Cada tampa é composta por 9 discos, onde cada disco é formado por até 7 anéis. Os 4 anéis mais internos são formados por tiras de $320\ \mu m$ de espessura e $500\ \mu m$ de espessura para os anéis 5 a 7. O espaçamento radial entre as tiras é de $97\ \mu m$ a $184\ \mu m$.

Em adição, os módulos nas duas primeiras camadas e anéis do TIB, TOB, do TID assim como anéis 1, 2 e 5 do TEC, possuem um segundo modulo encostado pelas costas em um ângulo de 100 mrad . Isso é feito para ter uma medida de uma segunda coordenada (z nos barris e r nas tampas). A figura 4.7 mostra como esses módulos são organizados no sistema de trajetografia.

Com essa estrutura o detector de tiras de silício fornece pelo menos nove pontos de impacto e cobre uma região de $\eta \leq 2,5$. As figuras 4.6 e 4.7 mostram todo sistema de trajetografia: o detector de tiras de silício e o detector *pixel*.

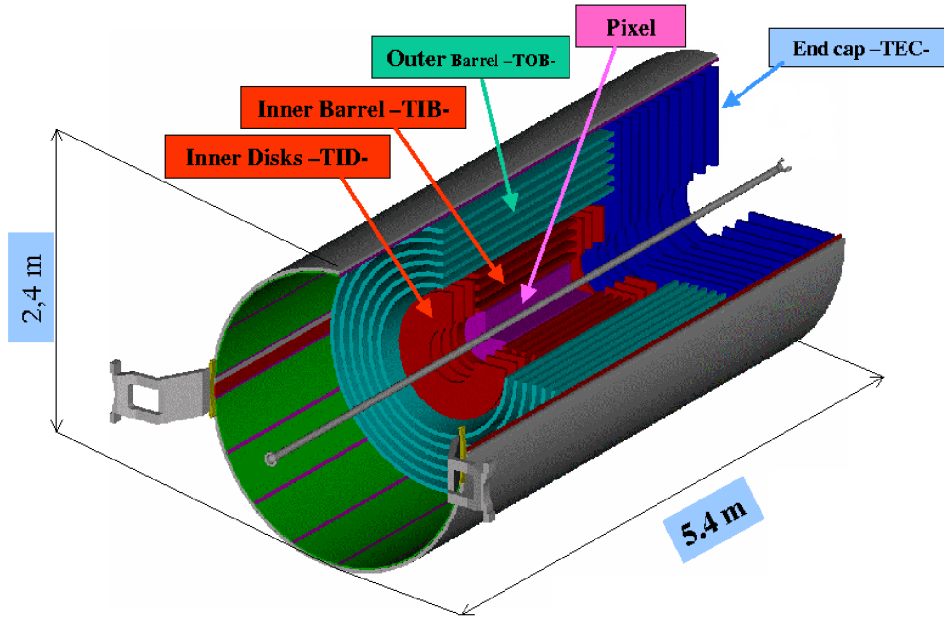


Figura 4.6: Visão esquemática do sistema de trajetografia.

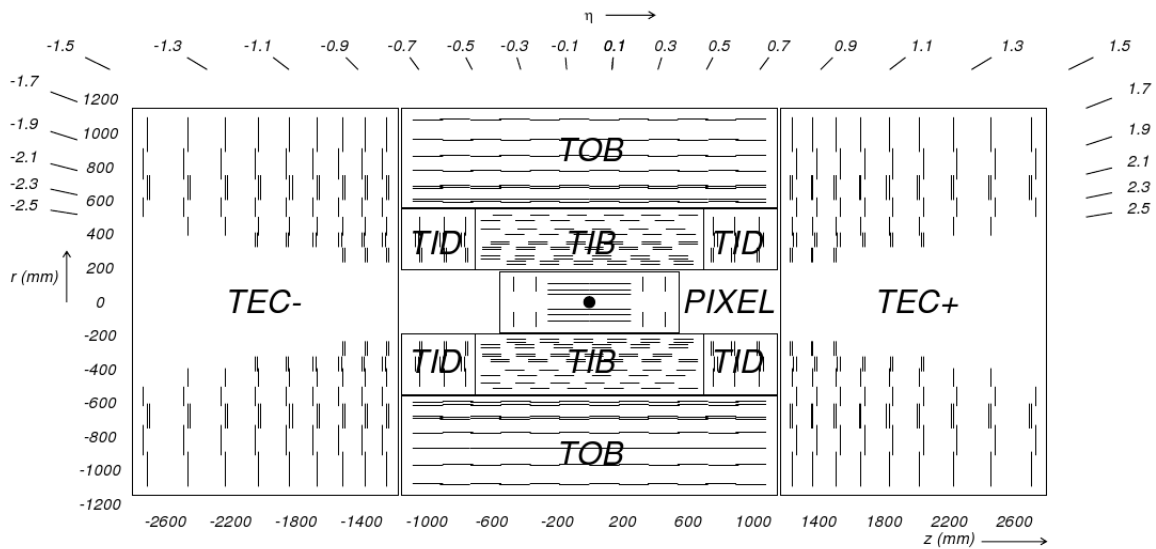


Figura 4.7: Visão esquemática de todo sistema de trajetografia.

4.2.3 Calorímetro Eletromagnético

Envolvendo o sistema de trajetografia está colocado o calorímetro eletromagnético (ECAL). Tem como material principal 75.848 cristais de tungstato de chumbo (PbWO_4). Esses cristais agem como material absorvedor e cintilador e assim fornecem uma exce-

lente resolução de energia. O calorímetro eletromagnético foi construído para medir com precisão a energia dos fótons e dos elétrons, e assim aumentar a capacidade de detectar o bóson de Higgs decaindo em dois fótons.

Os elétrons, pósitrons e fótons depositam toda a energia no calorímetro eletromagnético. Quando uma partícula com uma alta energia atravessa um meio, usualmente essa partícula produz um chuveiro de novas partículas. Elétrons com alta energia perdem energia emitindo radiação bremsstrahlung e os fótons com altas energias perdem energia através de produção de pares.

A radiação bremsstrahlung cria novos fótons enquanto a produção de pares cria novos elétrons e pósitrons. As partículas produzidas têm energias menores do que as partículas iniciais, mas continuarão a produzir novas partículas até que as partículas que formam esse chuveiro não tenham energia o suficiente para criarem novas partículas. O restante da energia é dissipado através de ionização e do efeito fotoelétrico.

O chuveiro é caracterizado pelo raio de Molière, que é o raio de um cilindro que contém cerca de 90% da energia de um chuveiro eletromagnético. O raio de Molière (R_M) é uma constante característica do material. Outra quantidade importante do chuveiro é o comprimento de radiação X_0 , que representa a distância que um elétron precisa percorrer no material para perder $1/e$ da sua energia original. O comprimento de radiação também é uma quantidade que depende do tipo de material.

Diversos fatores levaram a escolha do tungstato de chumbo para o ECAL. O PbWO_4 tem uma alta densidade $\rho = 0,89 \text{ g/cm}^3$ resultando em um pequeno raio de Molière 2,2 cm e um comprimento de radiação pequeno 0,89 cm. Além disso o PbWO_4 é resistente a radiação e tem uma rápida resposta, 80% da luz é emitida em 25 ns.

O ECAL é composto por uma região de barril (EB) e tampas (EE) em cada extremidade do barril. O Barril do ECAL cobre uma região de $|\eta| < 1,479$. O EB possui 61,200 cristais de PbWO_4 e cada um tem uma face frontal com uma área de $22 \times 22 \text{ mm}^2$ e 23 cm de comprimento. Todos os cristais do barril apontam para o ponto de interação, sendo inclinados 3° em relação a direção radial. Isso é feito para minimizar perdas

de energia se a partícula atravessar exatamente entre dois cristais. A luz cintilante fornecida pelos cristais é então direcionada para o chamado fotodiodo de avalanche (APD) que converte luz em sinal elétrico, pré-amplifica e envia para eletrônica externa para futuro processamento e decisão de gatilho.

As tampas do ECAL cobrem uma região de $1,48 < |\eta| < 3,0$ e são colocadas em ± 316 cm do ponto de interação. Cada EE possui 7324 cristais de PbWO_4 com faces frontais de área de $26,82 \times 26,82 \text{ mm}^2$ e 22 cm de comprimento. A luz emitida pelos cristais no EE é coletada por fototriodos a vácuo (VPT).

Para distinguir os fótons que decaíram de píons, um detector pré-chuveiro foi instalado na frente das tampas, cobrindo uma região de $1,653 < |\eta| < 2,6$. O pré-chuveiro tem duas camadas absorvedoras de chumbo, cada camada é seguida por um plano de sensores de tiras de silício.

A figura 4.8 mostra a visão esquemática de um quarto do calorímetro eletromagnético.

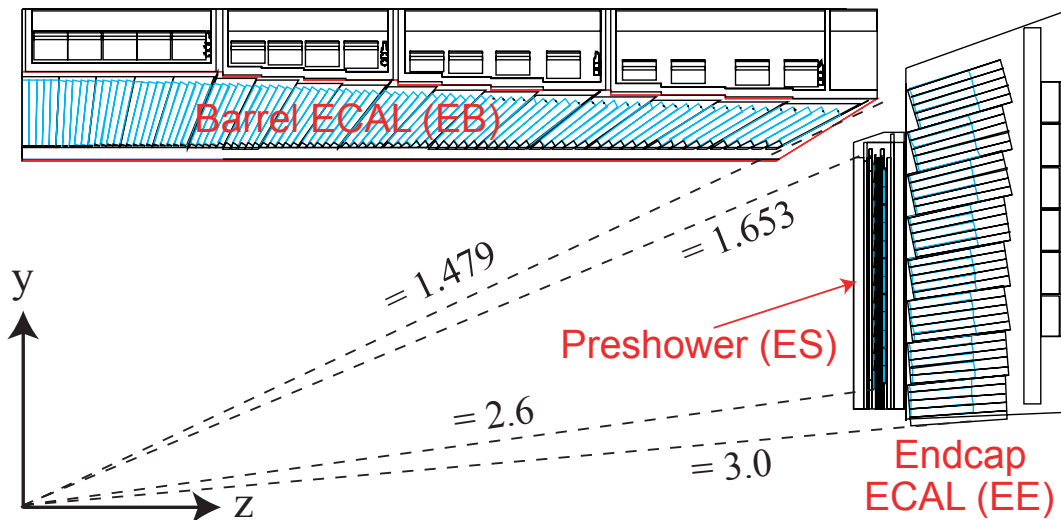


Figura 4.8: Visão esquemática do calorímetro eletromagnético.

4.2.4 Calorímetro Hadrônico

Envolvendo o ECAL está o calorímetro hadrônico (HCAL). O HCAL é responsável por medir a energia dos hádrons, medir a energia transversa perdida e assim detectar

neutrinos ou outras partículas exóticas que deixam o detector sem interagir.

Assim como o ECAL foi projetado para os chuveiros eletromagnéticos, o HCAL foi projetado para os chuveiros hadrônicos, que ocorrem através da interação forte entre os hádrons produzidos nas colisões e os núcleos do material do HCAL.

O HCAL foi projetado para ser colocado dentro do solenoíde, deixando pouco espaço para o detector. O HCAL é um calorímetro de amostragem feito com placas de bronze e ferro intercaladas por cintiladores plásticos. As placas de bronze funcionam como material absorvedor, assim quando um hádron de alta energia atravessa é convertido em chuveiros de hádrons com energias mais baixas. Quando esses hádrons de baixas energias passam pelas camadas de cintiladores excitam as moléculas emitindo fótons. Esses fótons são coletados por fibras ópticas alteradoras de comprimento de onda (WLS) e guiados até detectores de fótons. O número de fótons detectados é aproximadamente proporcional a energia original do hádron.

O HCAL é formado por quatro partes: O barril (HB), as tampas (HE), o barril externo (HO) e o calorímetro frontal (HF).

O barril do HCAL tem 9 m de comprimento, se estende radialmente entre 1,8 m a 2,9 m e cobre uma região em pseudorapidez de $\eta < 1,3$. O barril é dividido em dois semicilindros onde cada semicilindro é composto por 18 estruturas em formato de cunha. Cada cunha cobre um ângulo azimutal $\phi = 20^\circ$. Cada semicilindro é dividido em η em 16 setores e o detector tem um total de 2304 torres com uma granularidade de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,087 \times 0,087$. O meio absorvedor de cada torre é formado por uma placa de ferro de 40 mm de espessura, quatorze placas de bronze com espessura variando entre 50,5 - 56,6 mm e outra camada de 75 mm de ferro. Em termos de comprimento de interação a espessura varia de $5,82 \lambda_I$ em $\eta = 0$ a $10,6 \lambda_I$ em $|\eta| = 1,3$. Intercaladas com as camadas do absorvedor, estão 17 camadas de cintiladores plásticos com uma espessura de 3,7 mm, menos a camada mais interna que tem uma espessura de 9 mm. A Luz é gerada pela passagem de partículas carregadas pelas camadas de cintiladores, essa luz é convertida pelas fibras alteradoras de comprimento de onda (WLS) e é enviada

para fotodiodos híbridos (HPD). A figura 4.9 mostra a instalação da região barril do HCAL.

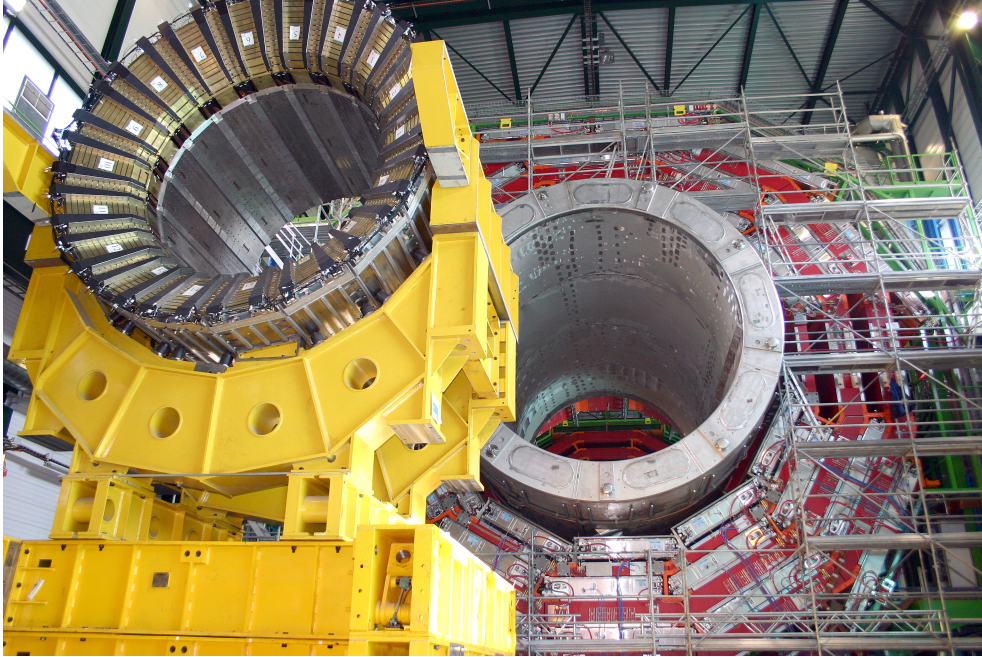


Figura 4.9: Instalação do barril do HCAL.

Em cada extremidade do HB estão as tampas do HCAL. O HE cobre uma região de $1,3 < |\eta| < 3$. Da mesma forma que o HB, as tampas são feitas de camadas absorvedoras de bronze, intercaladas por cintiladores plásticos que enviam luz para as HPDs. As placas de bronze do HE têm 7,9 cm de espessura. O HE tem a mesma geometria do HB, as torres com uma granularidade de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,087 \times 0,087$ para $|\eta| < 1.6$ e $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,17 \times 0,17$ para $|\eta| > 1.6$. A figura 4.10 mostra a instalação de uma das tampas do HCAL.



Figura 4.10: Instalação de uma das tampas do HCAL.

Como o tamanho do barril do HCAL é limitado pelo raio do solenóide, a espessura do HB não é suficiente para conter os hádrons mais energéticos. Assim sendo uma camada de barril exterior (HO) ao solenóide foi inserida para capturar os hádrons que não foram absorvidos pelo HB. O HO cobre uma região de $|\eta| < 1,3$. Camadas de cintiladores, com 10 mm de espessura, do HO são embutidas em uma estrutura de ferro que envolve o solenóide. Essa própria estrutura de ferro é usada como material absorvedor. Assim como o HB, as torres do HO possuem uma granularidade de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,087 \times 0,087$. O sistema de detecção e leitura dos fótons é o mesmo usado pelo HB e HE. O HO estende a profundidade de absorção de até $11,8 \lambda_I$.

4.2.5 Calorímetro Hadrônico Frontal

O calorímetro hadrônico frontal (HF) é uma extensão do calorímetro hadrônico, que cobre uma região $3 < |\eta| < 5$. O HF é o subdetecter mais importante para a medida

da seção de choque inelástica, então iremos apresentar com mais detalhes como o HF foi projetado e o seu funcionamento.

Existem dois calorímetros hadrônicos frontais idênticos (HF+, HF-), colocados em $\pm 11,5$ m do ponto de interação. Essa região, onde os HFs estão colocados, recebe uma alta dose de radiação. A cada interação próton-próton cerca de 760 GeV de energia é depositada nos HFs, isso representa cerca de oito vezes mais da radiação depositada no resto do CMS. Por isso o material escolhido para os HFs foi diferente do usado no resto do HCAL.

O HF é formado por camadas absorvedoras de placas de ferro com ranhuras para acomodar as fibras de quartzo que funcionam como meio ativo. O HF tem um formato cilíndrico com raio interno de 12,5 cm e raio externo de 130 cm. As placas de ferro formam estruturas em forma de cunha que cobrem 20° em ϕ , cada HF tem 18 cunhas para cobrir 360° . As fibras de quartzo são posicionadas ao longo do eixo z . A figura [4.11](#) mostra algumas das cunhas que formam HF.



Figura 4.11: Cunhas de ferro que compõem o calorímetro hadrônico frontal.

Além disso as fibras de quartzo são instaladas para formar torres com $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,175 \times 0,175$. A figura 4.12 mostra essa estrutura de torres em uma das cunhas.

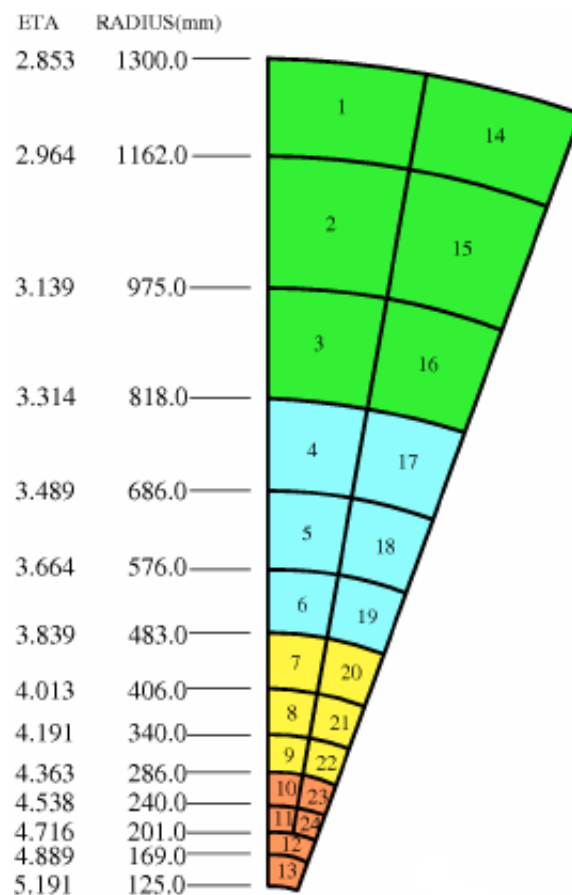


Figura 4.12: Cunhas de ferro que compõem o calorímetro hadrônico frontal.

Metade das fibras de quartzo atravessa toda a profundidade da placa de ferro, com 165 cm de comprimento, e são chamadas de fibras longas. A outra metade das fibras possui um comprimento de 143 cm e são chamadas fibras curtas. As fibras curtas e longas são usadas pra distinguir entre os chuveiros eletromagnéticos e os hadrônicos, já que o chuveiro eletromagnético depositará sua energia nos primeiros 22 cm do HF. As fibras curtas e longas são inseridas de forma alternada no absorvedor e cada fibra é conectada a um fotomultiplicador. Ou seja, cada fibra é lida separadamente por um canal.

O princípio de funcionamento do HF é baseado na emissão de luz Cherenkov. Quando

as partículas produzidas pelas colisões de prótons atravessam o ferro absorvedor, ocorre a produção dos chuveiros de partículas. As partículas relativísticas carregadas produzidas no chuveiro emitem luz Cherenkov quando passam pelas fibras de quartzo. Parte dessa luz viaja pelas fibras até os tubos fotomultiplicadores (PMTs).

Fotomultiplicadores são dispositivos que convertem luz em uma corrente elétrica. PMTs são tubos a vácuo que possuem uma série de dinodos entre um catodo e um anodo. Os fótons incidentes no catodo são convertidos em elétrons através do efeito fotoelétrico. Esses elétrons produzidos são chamados de fotoelétrons. Os fotoelétrons são acelerados em direção ao primeiro de uma sequência de multiplicadores de elétrons (dinodos) com a ajuda de uma alta voltagem aplicada. Quando esses fotoelétrons atingem o primeiro dinodo, vários elétrons são produzidos. Esses elétrons produzidos atingem um segundo dinodo, produzindo um efeito cascata. Esse processo de multiplicação é repetido até o último dinodo. Essa cadeia de processos amplifica o sinal dos fótons incidentes. As PMTs criam um sinal rápido, forte e com pouco ruído. As PMTs são tão sensíveis que são capazes de detectar um único fóton.

As PMTs são conectadas a placas eletrônicas. Essa placas tem um tipo de conversor de sinal analógico para sinal digital (ADC) chamada QIE (*Charge Integrater and Encoder*). Os QIEs têm quatro capacitores que coletam a carga da PMT durante intervalos de 25 ns. As cargas são somadas e codificadas em um sinal digital, que é chamado de contagem ADC. Existe um fator de conversão para cada PMT, esse fator é usado para converter as contagens ADC em valores de carga (fC). Além disso existe uma constante de calibração para cada PMT, que é usada para calcular a energia total de um ponto de impacto deixado por uma partícula que passa pelo HF (*hit*).

A figura 4.13 mostra a visão esquemática de parte dos detectores que formam o calorímetro hadrônico.

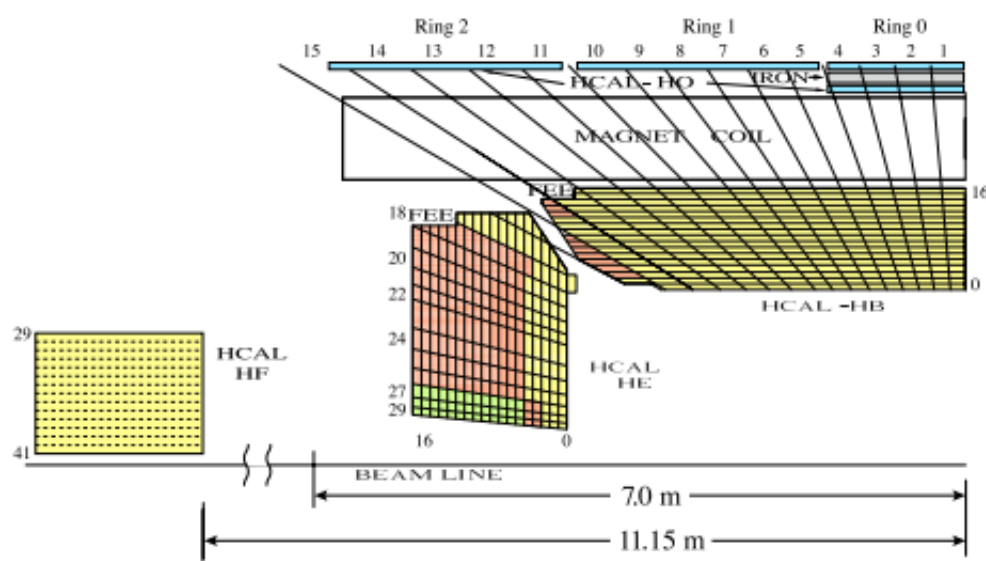


Figura 4.13: Visão esquemática de uma parte do HCAL.

4.2.6 Solenóide

O CMS possui um solenóide supercondutor que fornece um campo magnético de 3,8 T. Esse solenóide tem 5,9 m de diâmetro e 12,9 m de comprimento. O solenóide envolve todo o sistema de trajetografia, calorímetro eletromagnético e a parte do calorímetro hadrônico.

O objetivo do solenóide é fazer com que as trajetórias das partículas carregadas sejam curvadas. A partir da medida do raio de curvatura do trajeto da partícula é possível determinar o momento da partícula.

A figura 4.14 mostra a instalação do solenóide do CMS.

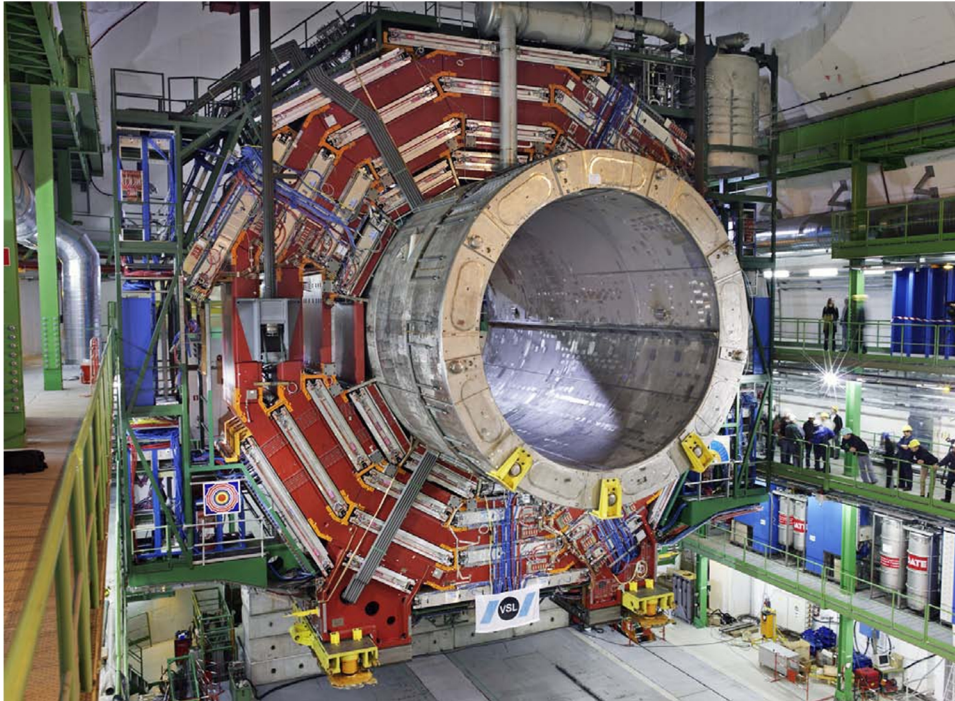


Figura 4.14: Instalação do solenóide do CMS.

4.2.7 Sistema de Méúons

Os méúons passam por todo o sistema de trajetografia e pelos dois calorímetros (ECAL e HCAL) com quase nenhuma perda de energia. Assim sendo os detectores de méúons são colocados envolvendo o solenóide, formando então a camada mais externa do detector CMS.

Méúons são importantes para diversos processos, com destaque para o decaimento do bóson de Higgs em quatro léptons. Esse canal de decaimento $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ motivou a construção de um sistema eficiente de detecção de méúons e com uma cobertura angular ampla.

O sistema de méúons tem como objetivo: identificar os méúons, medir o momento e a carga além de ser parte do sistema de gatilho. O sistema de méúons é tão eficiente que consegue fornecer medidas precisas do momento e da carga dos méúons, mesmo sem usar a informação do sistema de trajetografia.

O sistema de méúons possui uma região de barril e duas tampas, como todos os

outros subdetectores. O sistema de múons consiste em três tipo de detectores a gás, que são intercalados nas camadas da estrutura de ferro do CMS que faz o retorno do campo magnético (*iron return yoke*).

Na região do barril o fluxo é baixo e está em uma região com um campo magnético constante. Câmaras de arrasto (*drift tubes*) foram escolhidas para detectar múons na região de barril.

Essas câmaras de arrasto são enchidas com uma mistura de gases de 85% de Ar e 15% de CO₂ e cobrem uma região de $\eta < 1,2$.

A região do barril do sistema de múons consiste em quatro estações concêntricas intercaladas com as camadas do *return yoke*. Essas estações são chamadas de MB1, MB2, MB3 e MB4 e formam 12 setores no plano x - y como pode ser visto na figura 4.15. As três estações de camadas tubo de arrasto mais internas são formadas por três supercamadas, já a MB4 é formada tem apenas duas supercamadas. Uma supercamada é formada por quatro camadas de células de arrasto. Cada célula é uma peça retangular, que tem uma área transversal de 42 mm (largura) x 13 mm (altura) e comprimento de 2 m a 4 m dependendo da camada. Para formar a supercamada, as células são colocadas uma em cima da outra com um espaçamento de metade da largura da célula, isso é feito para evitar que múon passe por uma região não sensível. Duas das três supercamadas medem a curvatura da trajetória no plano $r - \phi$, a outra supercamada é para medir a coordenada θ .

Uma partícula carregada que passa através da célula ioniza o gás. Um campo elétrico aplicado faz com que os elétrons se arrastem para fio anôdo. Perto do fio esse campo elétrico é mais forte e faz com que uma multiplicação de carga ocorra e assim um sinal elétrico no anôdo pode ser medido. Sabendo o tempo de arrasto e a velocidade de arrasto dos elétrons, a posição onde a partícula atravessou na célula pode ser calculada.

Nessa região existe uma câmara de arrasto por setor e por estação, exceto os setores 4 e 10 da MB4 que possuem duas câmaras. Existe um total de 250 câmaras de tubo de arrasto no sistema de múons do CMS.

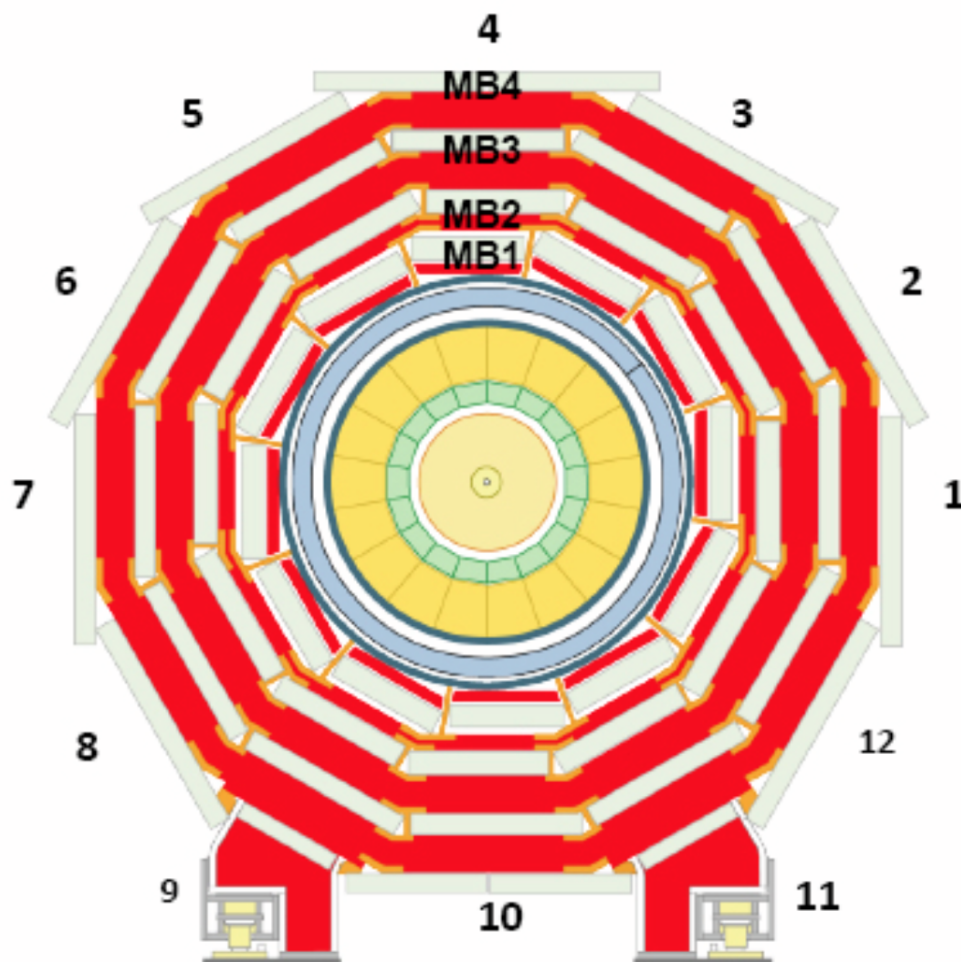


Figura 4.15: Região do barril do sistema de múons do CMS.

Nas tampas do sistema de múons são usadas câmaras de tiras, com o cátodo sendo formado por essas tiras, (Cathod Strip Chambers - CSC). A escolha das CSC leva em consideração um alto fluxo de múons nessa região e um campo magnético não homogêneo.

CSCs são câmaras proporcionais com multifios, com tiras que formam o catôdo alinhadas perpendicularmente com os fios. As CSCs possuem um formato trapezoidal com 6 planos com fios (ânodos) intercalados por 7 planos com tiras (cátodos). As CSCs são enchidas com uma mistura de gases (40% Ar, 50% CO₂ e 10% CF₄). Um múon que passa pela câmara ioniza as moléculas do gás. Devido ao campo elétrico aplicado os elétrons da ionização são arrastados para o fio ânodo, onde formam uma avalanche. A

distribuição de carga nas tiras é medida. A partir dessa carga então é possível medir a posição do múon na direção da coordenada ϕ , enquanto os fios fornecem uma medida da coordenada r .

As CSCs são organizadas em anéis ao redor do eixo do feixe, com camadas das câmaras sobrepostas para evitar zonas mortas no plano $x-y$. Esses anéis formam então quatro discos: ME1, ME2, ME3 e ME4, que são separados pela região de disco do *return yoke*. Além de medidas precisas, as CSC são também fornecem uma rápida resposta assim sendo bem útil para o sistema de gatilho.

A região de cobertura das tampas do sistema de múons é $0,9 < |\eta| < 2,4$. A figura 4.16 mostra uma tampa dos sistema de múons.

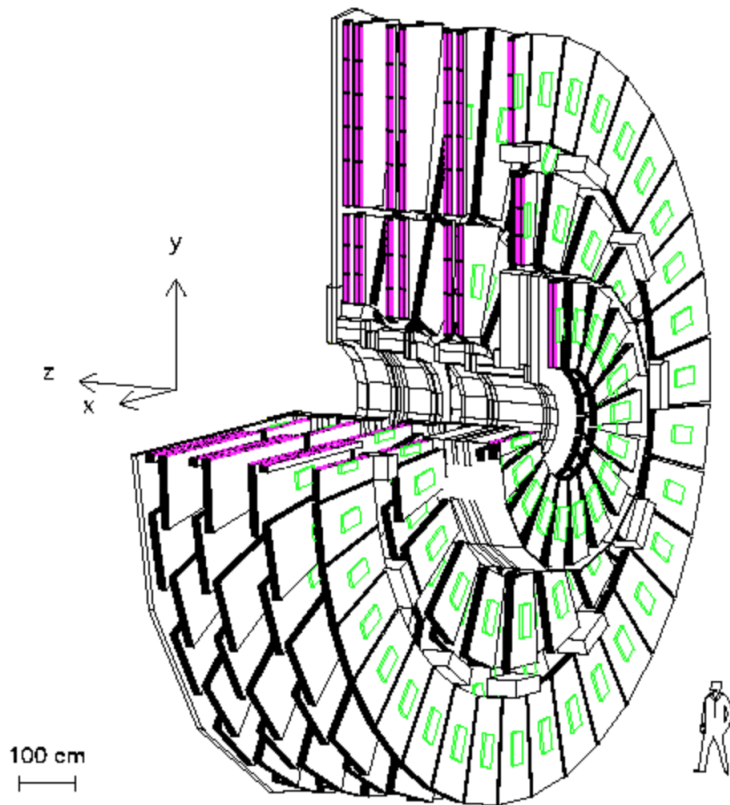


Figura 4.16: Uma das tampas do sistema de múons.

Tanto nas tampas como na região de barril o sistema de múons possui câmaras de placas resistivas (Resistive Plate Chambers - RPC). As RPCs são feitas de duas placas

resistivas paralelas com uma voltagem aplicada e separadas por um volume de gás. As RPCs tem uma resposta muito rápida para o sinal e uma excelente resolução temporal. As RPCS são capazes de detectar a presença de uma partícula mais rápido que um cruzamento de *bunch*, que faz com as RPCs sejam um sistema de gatilho ideal já que conseguem associar de qual cruzamento de *bunch* vem cada múon.

Seis camadas de RPCs estão instaladas na região de barril do sistema de múons, duas camadas nas duas primeiras estações (MB1 e MB2) e uma camada nas duas últimas estações (MB3 e MB4). Uma camada de RPCs é colocada em cada uma das três primeiras estações das tampas (ME1, ME2 e ME3).

A figura 4.17 mostra todos os subdetectores que formam o detector CMS.

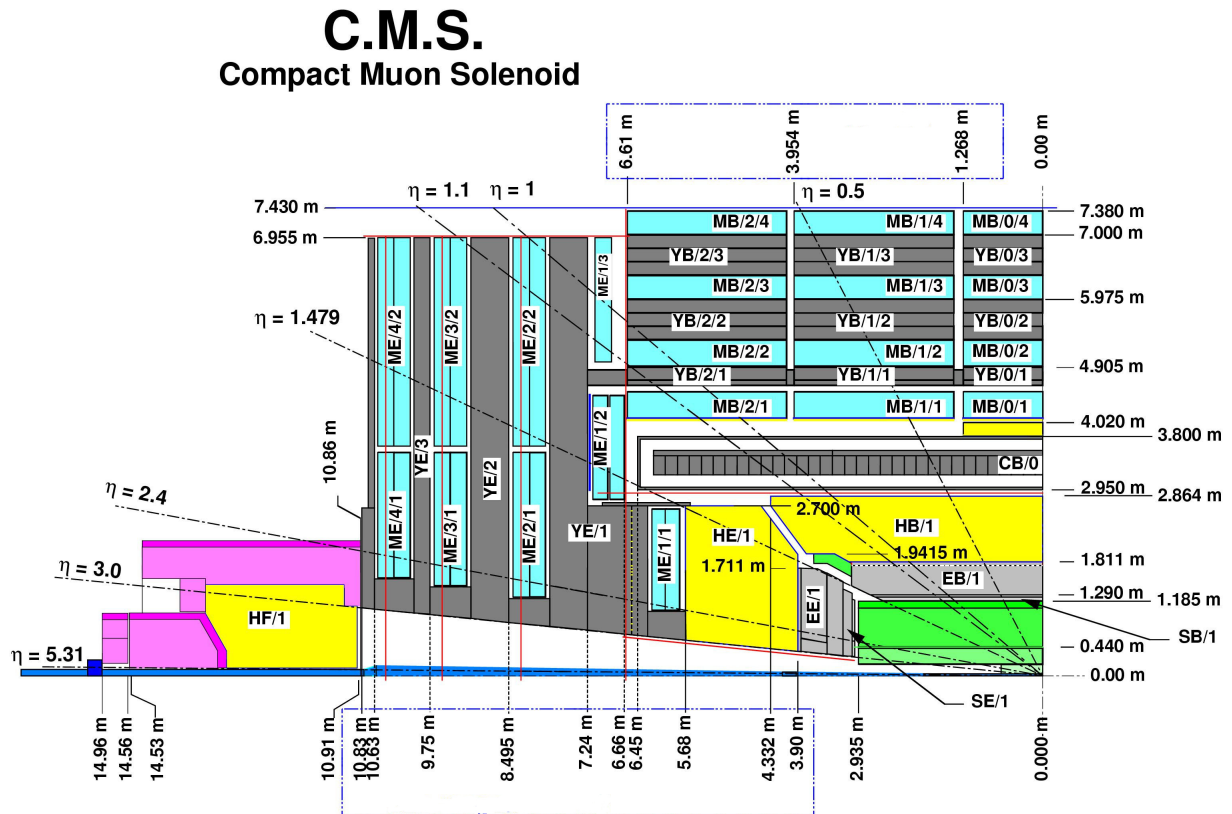


Figura 4.17: Visão longitudinal de parte do detector CMS e todos os seus subdetectores.

4.2.8 Sistema de Monitoramento de Feixes

Um dos elementos do sistema de monitoramento de feixes é importante para esse estudo. O *Beam PickUp Timing eXperiment* (BPTX) são detectores eletrostático projetados para fornecer o tempo de chegada e a intensidade de cada *bunch* de prótons. O CMS possui dois BPTXs colocados em ± 175 m do ponto de interação. Quando os *bunches* de prótons passam pelo BPTX uma carga é induzida no detector fornecendo um sinal que é usado para monitorar o tempo de chegada dos *bunches*. Em ± 175 m os feixes do LHC estão em tubo separados e o BPTXs são posicionados para pegar a carga apenas do feixe incidente. O BPTX possui uma resolução melhor que 200 ps no monitoramento do tempo de chegada de cada *bunch*.

Os sinais fornecidos pelos BPTX são usados pelo sistema de gatilho do CMS, por exemplo a coincidência de sinais nos dois BPTX assegura que os *bunches* de prótons cruzaram no ponto de interação.

4.2.9 Sistemas de gatilho e aquisição de dados

Durante os anos de 2010-2012 o LHC realizou colisões entre os *bunches* de prótons a cada 50 ns, isso corresponde a uma taxa de 20 MHz. Nesse ambiente potencialmente cerca de 1 bilhão de interações próton-próton ocorrem a cada segundo. Cada cruzamento de *bunch* de próton é definido como um evento, onde cada evento representa 1 MB de dados. Assim sendo cerca de 20TB de dados a cada segundo seriam necessários para armazenar as informações de todas as colisões que ocorrem. Porém a maior parte das colisões de prótons são de processos que não serão interessantes para o programa de física do CMS. Isso levou a necessidade de isolar eventos que podem ser interessantes e rejeitar outros. A seleção dos eventos interessantes é feita através de um sistema de gatilho (*trigger system*). No caso do CMS esse sistema é dividido em duas partes sistema de gatilho de nível 1 (L1) e sistema de gatilho de alto nível (HLT).

Sistema de gatilho de nível 1 (L1)

O sistema de gatilho de nível 1 (L1) é feito por um sistema de hardware que está montando nos subdetectores. O L1 usa informação dos calorímetros e dos sistemas de múons para seleccionar os eventos mais interessantes. A decisão de manter ou não o evento precisa ser feita em $3,2 \mu s$, durante esse tempo as informações que compõem evento são mantidas em uma memória temporária eletrônica (*buffer*). Se o L1 aceita o evento, os dados são enviados e processados pelo HLT. O L1 reduz a taxa de eventos de 20 MHz para 50 kHz.

O L1 é organizado em um sistema de gatilho de múons e um sistema de gatilho dos calorímetros, os dois passam a informação para o sistema de gatilho global que então toma a decisão de ficar ou não com o evento.

O sistema de gatilho dos calorímetros procura pelos quatro melhores candidatos por evento de cada uma das seguintes categorias: elétrons, fótons e jatos. Isso é feito analisando os depósitos de energia no ECAL e no HCAL. Os quatro melhores candidatos são enviados para o sistema de gatilho global junto a energia transversa perdida E_T .

O sistema de gatilho dos múons analisa separadamente as informações dos três detectores do sistema de múons (DT, CSC e RPC) e então passa os quatro melhores candidatos a múon para o sistema de gatilho global.

Com as informações recebidas, o sistema de gatilho global toma a decisão de aceitar ou rejeitar o evento.

Sistema de gatilho de alto nível (HLT)

Se o evento for aceito pelo sistema de gatilho L1 será subsequentemente analisado pelo sistema de gatilho de alto nível (HLT). O HLT é implementando um software rodando em diversos computadores comerciais que incluem 13.000 CPUs, e reduz a taxa de eventos que aceitos pelo L1 para uma quantidade razoável que possa ser armazenada e posteriormente estudada. Em 2012 a taxa de eventos armazenada pelo

HLT foi de 1 kHz. O HLT usa um software que é uma versão simplificada dos algoritmos usados para reconstruir os eventos. Diferentemente do L1 o HLT tem acesso a todas informações do detector.

O HLT seleciona eventos usando uma lista de gatilhos. Cada gatilho tem um algoritmo diferente que seleciona, por exemplo, objetos com energia ou momento transversal acima de um limiar. Esses objetos podem ser simples elétrons, múons, fótons, etc. Também é possível que o gatilho selecione eventos baseados em objetos que sejam compostos, como por exemplo a massa invariante de dimúons ($\mu^+\mu^-$). Os eventos aceitos pelos gatilhos são salvos em conjuntos de dados. Alguns gatilhos são configurados para aceitar todos os eventos, são gatilhos não pré-escalonados. Outros gatilhos aceitam um a cada N eventos, chamados de gatilhos pré-escalonados.

Os eventos selecionados por gatilhos com a mesma topologia são salvos em conjuntos de dados primários. Posteriormente esses eventos serão analisados por diferentes grupos de pesquisa.

O HLT é extremamente flexível e possível mudar seus critérios de seleção com a evolução do LHC.

Capítulo 5

Simulação de eventos pelo método de Monte Carlo

5.1 Geração de eventos pelo método de Monte Carlo

Entender o que acontece em colisões de partículas, como as que ocorrem no LHC, é um problema teórico extremamente difícil. Com a energia atual que o LHC alcança, as colisões de prótons produzem centenas de partículas. Para poder estudar com detalhes o que acontece nessas colisões utilizamos os geradores de eventos. Um gerador de eventos é um programa de computador, que tem como objetivo gerar uma grande variedade de processos que são produzidos ou esperados no LHC. O gerador fornecerá informações das partículas estáveis produzidas em cada colisão, como por exemplo a energia, momento e o tipo de partícula produzida.

Além dos 3 quarks que caracterizam os números quânticos do próton, segundo a mecânica quântica um grande número de partículas virtuais são criadas e destruídas em cada instante dentro do próton. Basicamente gluons e pares quark-antiquark. Richard Feynman chamou esses constituintes de pártons. Então em uma interação de prótons o resultado final é decorrente de diversas interações de um único párton de um próton com um párton do outro próton.

Analisando uma colisão entre prótons do ponto de vista desses partons, podemos fatorizar o evento final em uma sequência bem definida de processos. Os geradores de eventos usam o método de Monte Carlo, que geram aleatoriamente cada um desses processos a partir da probabilidade que cada processo tem de ocorrer.

O primeiro passo gerado é uma interação entre um párton de cada próton com uma alta transferência de energia, produzindo poucas partículas, chamado de espalhamento duro. Depois são gerados os seguintes processos: a radiação de glúons no estado inicial e no estado final assim como a formação de hádrons, esse último processo é chamado de hadronização. O último passo é gerar as partículas produzidas pelo decaimento das que são instáveis.

Espalhamento Duro

O primeiro passo na geração de um evento é a simulação do espalhamento duro. O espalhamento duro é definido como a interação com a maior transferência de momento entre dois pártons de cada próton incidente. Nessa escala de energia a constante de acoplamento forte α_s é pequena o suficiente para que o espalhamento duro possa ser descrito pela QCD perturbativa e pelos elementos de matriz obtidos a partir dos diagramas de Feynman. Assim a ordem de perturbação levada em consideração durante o cálculo do elemento de matriz define a precisão do evento como um todo.

O espalhamento duro entre os dois partons incidentes pode produzir N partons. O cálculo de processos onde N é um grande número de partons produzido é limitado, já que os elementos de matriz e integrais necessárias ficam cada vez mais complexos. Atualmente os computadores são capazes de calcular processos com N entre 6 a 8 levando em conta cálculos em primeira ordem.

Os partons dentro do próton são descritos pelas funções de distribuição partônica (PDF), que são funções que dependem da fração de momento carregado pelo párton dentro do próton e a escala de energia Q^2 . Para interações duras, o teorema de fatorização que prevê as características do evento é usado. Segundo esse teorema a seção de

choque pode ser escrita como:

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b f_a^A(x_a, Q^2) f_b^B(x_b, Q^2) \sigma_{ab \rightarrow X} \quad (107)$$

onde a PDF $f_a^A(x_1, Q^2)$ descreve a probabilidade de encontrar um parton a com uma fração de energia x_a no hadrón A. As PDFs de cada tipo de párton são obtidas a partir de diversos resultados experimentais. Várias colaborações obtiveram PDFs usando diferentes métodos, as mais usadas são das colaborações CT10, MSTW e NNPDF.

Assim o cálculo da taxa total para uma interação dura se reduz ao cálculo da seção de choque do subprocesso $\sigma_{ab \rightarrow X}$. Onde X contém o processo de interesse de estudo do evento. Por exemplo, no LHC X pode ser o bóson de Higgs e seus decaimentos subsequentes.

A seção de choque partonica pode ser calculada como:

$$d\sigma_{ab \rightarrow X} = \frac{1}{F} \times |M|^2 \times d\cos\theta d\phi \quad (108)$$

onde M é a amplitude da interação que depende de variáveis do espaço de fase com θ e ϕ e F é proporcional a energia do centro massa ao quadrado. A seção de choque diferencial $d\sigma_{ab \rightarrow X}$ fornece funções de densidade de probabilidade, que são usadas para gerar os eventos adequadamente.

Técnicas de monte carlo são usadas para gerar eventos aleatoriamente de acordo com a seção de choque diferencial do processo. Geradores de eventos de Elemento de Matriz são as principais ferramentas computacionais na geração de eventos. Eles fornecem os diagramas de Feynman que contribuem para o processo duro e calculam a amplitude M para a interação dura. Com o gerador de Elemento de Matriz, no final desse passo teremos eventos com partículas no estado final que foram produzidas usando as regras de Feynman.

Cada uma das partículas que são produzidas no processo duro, que carregam a carga de cor, serão envolvidas no processo subsequente na geração de eventos: o chuveiro de

pártons.

Chuveiro de pártons

Os partons, tanto no estado inicial como no estado final do evento, possuem uma probabilidade de emitir radiação da QCD na forma de glúons $q \rightarrow qg$, chamadas de Radiação no Estado Inicial (ISR) e Radiação no Estado Final (FSR). O glúon emitido pode então se decompor em um par quark-antiquark $g \rightarrow q\bar{q}$ ou em um par de glúons $g \rightarrow gg$. Os pártons que foram irradiados podem produzir radiações adicionais resultando em um chuva de pártons se movendo na direção do parton inicial. O chuva de pártons continuará até que todos os pártons envolvidos tenham diminuído de energia de tal forma que eles entrem na fase de hadronização.

A figura 5.1 mostra essa decomposição de um parton a em um parton b e um parton b' .

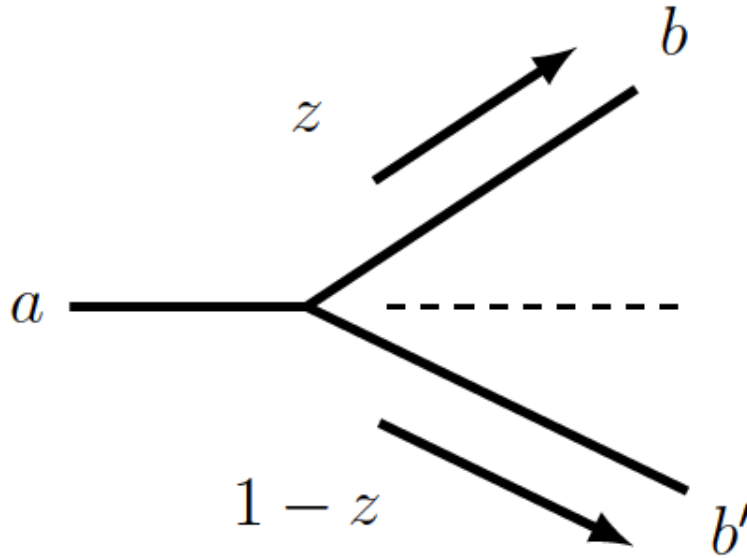


Figura 5.1: Visão simplificada de um parton a ramificando em um parton b e um parton b' .

A probabilidade diferencial para que a decomposição $a \rightarrow bb'$ ocorra entre as escalas

t e $t + dt$ é dada por:

$$d\mathcal{P}_{a \rightarrow bb'}(t) = \sum_{bb'} \frac{dt}{t} \int d_z \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{ba}(z) \quad (109)$$

onde $z = E_a/E_b$ e P_{ba} são chamadas de funções de ramificação e para os casos de ramificação relevantes para QCD temos:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right) \quad (110)$$

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2} (z^2 + (1+z)^2) \quad (111)$$

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+(1-z)^2}{z} \right) \quad (112)$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left(\frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) + \frac{33-2n_f}{6} \delta(1-z) \right) \quad (113)$$

onde n_f é número de sabores de quarks na escala de energia relevante.

A probabilidade de que um parton não ramifique entre as escalas t e $t + dt$ é :

$$d\mathcal{P}_{a \rightarrow bb'} = 1 - d\mathcal{P}_{a \rightarrow bb'}(t) \quad (114)$$

O fator de forma de Sudakov $\Delta(Q^2, t)$, que corresponde que um parton a não ramifique entre as escalas de Q^2 e t , pode ser obtida multiplicando as probabilidades individuais $d\mathcal{P}_{a \rightarrow bb'}(t_k)$:

$$\Delta(Q^2, t) = \prod_k d\mathcal{P}_{a \rightarrow bb'}(t_k) \quad (115)$$

$$= \prod_k \left(1 - \sum_b \frac{dt_k}{t_k} \int d_z \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{ba}(z) \right) \quad (116)$$

$$= \exp \left(- \sum_b \int_t^{Q^2} \frac{dt}{t} d_z \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ba}(z) \right) \quad (117)$$

A técnica usada pelo chuveiro de pártons descreve uma radiação de partons que começa com uma escala Q^2 até um valor mínimo $t_{min} \approx 1 \text{ GeV}^2$, onde a hadronização começa a ocorrer. Os algoritmos usados para gerar o chuveiro de pártons usam o fator de forma de Sudakov. Para um dado evento, um número pseudoaleatório r é gerado a partir de uma distribuição uniforme entre 0 e 1. Uma primeira ramificação é simulada com Q^2 de tal forma que $\Delta(Q^2, t) = r$. Essa equação é resolvida para t , supondo uma virtualidade (quadri momento ao quadrado) máxima de Q^2 . Se a solução para t é maior que o valor mínimo t_{min} uma nova ramificação é criada. Os partons radiados podem ramificar de novo dependendo das suas virtualidades. Esse processo continua até que todos os partons do chuveiro tenham virtualidades abaixo do valor mínimo t_{min} onde as ramificações param. Esse é o procedimento usado para os partons no estado final, ou seja que foram produzidos pelo espalhamento duro.

No caso dos partons no estado inicial, os partons que participam da interação dura são evoluidos para trás no tempo até os partons incidentes. A virtualidade dos partons então são diminuídas a cada ramificação adicional, as ramificações param quando a cinemática dos partons incidentes é atingida.

Hadronização e Decaimento

Quando o chuveiro de partons termina, os partons remanescentes entram em uma escala de energia baixa onde a constante de acoplamento forte se aproxima de 1, assim cálculos perturbativos não são mais válidos. O processo de hadronização simula como os partons produzidos pelo chuveiro se recombina para formar os hádrons.

Existem diversos modelos fenomenológicos usados para descrever a hadronização. Um desses modelos é o modelo de corda de Lund ([29]), que é usado pelo PYTHIA. Nesse modelo os partons são conectados por uma corda, representando o fluxo de cor

unidimensional entre eles.

O algoritmo agrupa todos os quarks e anti-quarks produzidos pelo chuveiro em pares $q\bar{q}$, todos os pares estão conectados por uma corda. Como foi descrito anteriormente, assim que o q e $\bar{q}$ se afastam a corda se estica aumentando a sua energia potencial. Eventualmente a corda tem tanta energia potencial que pode arrebentar a corda criando um novo par, $q' \bar{q}'$. A figura mostra como essa criação de novos pares acontece:

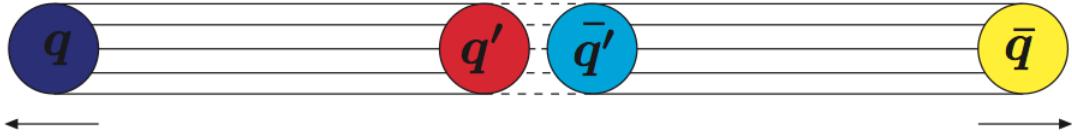


Figura 5.2: Descrição da criação de um novo par $q' \bar{q}'$, após a corda arrebentar devido ao aumento da energia potencial.

Os pares $q' \bar{q}'$ são produzidos através do tunelamento quântico, sendo a probabilidade de tunelamento é dado pela equação 118, onde m é a massa do quark, p_T é o momento transversal do quark e k é a densidade de energia da corda ($\approx 1 \text{ GeV/fm}$).

$$P = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{k}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_T^2}{k}\right) \quad (118)$$

O primeiro fator suprime a criação de quarks pesados, assim os quarks *charm*, *bottom* e *top* só podem ser produzidos no chuveiro ou no processo duro. Todos os pares $q' \bar{q}'$ produzidos com massas invariantes altas produzem mais pares $q\bar{q}$, esses processos continuam até que os mésons e os bárions estejam com as massas corretas.

Os mésons e os bárions instáveis decaem de acordo com as razões de ramificação. Essas partículas finais que observamos no detector. As partículas estáveis são partículas com tempo de vida $> 10^{-8} \text{ s}$.

Simulação do Detector

Após a geração do processo duro, chuva de partons, hadronização e decaimento, é preciso simular o que acontece quando as partículas atravessam o detector.

A colaboração do CMS usa o pacote de *software* GEANT4 ([30]). O GEANT4 fornece diversos conjuntos de ferramentas projetados para representar todos os aspectos da simulação do detector. Isso inclui a habilidade de construir a geometria precisa do detector, incluindo qualquer desalinhamento e um modelo para o campo magnético do detector, assim como as propriedades físicas dos materiais usados.

O GEANT4 também lida com as propriedades das partículas fundamentais, como elas se comportam na presença do campo magnético simulado e como elas interagem com os diferentes tipos de materiais do detector.

Após a simulação da passagem das partículas pelo detector, o GEANT4 modela a resposta da eletrônica usada para detectar as partículas. Um evento simulado pelo GEANT4 contém informação sobre os vértices iniciais e partículas, os pontos de impactos simulados e informações sobre as trajetórias das partículas simuladas.

5.1.1 PYTHIA 6

Nessa análise de dados usamos duas versões diferentes do gerador de eventos PYTHIA, PYTHIA 6 ([35]) e PYTHIA 8([36, 37]). Esses dois geradores de eventos são similares, a diferença entre eles está na simulação dos eventos difrativos.

No PYTHIA 6, a seção de choque total para interações hádron-hádron é calculada usando a parametrização desenvolvida por Donnachie and Landshoff ([31]). Nessa abordagem, processos $AB \rightarrow$ produzindo qualquer estado final têm a seção de choque como uma soma de um termo de pomeron e um termo de reggeon:

$$\sigma_{tot}^{AB}(s) = \underbrace{X^{AB}s^\epsilon}_{\text{Termo de Pomeron}} + \underbrace{Y^{AB}s^{-\eta}}_{\text{Termo de Reggeon}} \quad (119)$$

onde s é a energia do centro de massa ao quadrado. Na parametrização fenome-

nológica as constantes $\epsilon = 0,08$ e $\eta = 0,045$ são constantes universais. No caso de interações pp , os parâmetros $X^{pp} = 21,70$ e $Y^{pp} = 56,08$ são obtidos através de dados experimentais.

A seção de choque total obtida é subdividida em quatro termos que são tratados separadamente pelo PYTHIA:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{EL} + \sigma_{DS} + \sigma_{DD} + \sigma_{ND} \quad (120)$$

A seção de choque elástica (σ_{EL}) é obtida através do teorema óptico, $\sigma_{EL} = \sigma_{tot}^2/16\pi B_{EL}$, onde B_{EL} é um parâmetro que depende da energia s . As seções de choque difrativas (σ_{DS} e σ_{DD}) e as características do evento são obtidas a partir do modelo de Schuler and Sjöstrand ([32, 33]). O PYTHIA gera eventos para a difração central. A seção de choque não difrativa (σ_{ND}) é dada por $1 - (\sigma_{DS} + \sigma_{DD})$.

No modelo Schuler-Sjöstrand a seção de choque difrativa tem uma dependência no inverso do quadrado da massa difrativa (M_X) e uma dependência exponencial em t . Para processos difrativo simples e duplos as seções de choque são dadas por:

$$\frac{d^2\sigma_{DS(AB \rightarrow XB)}(s)}{dt dM_X^2} = \frac{g_{3\mathbb{P}}}{16\pi} \beta_{A\mathbb{P}} \beta_{B\mathbb{P}}^2 \frac{1}{M_X^2} \exp(B_{DS(XB)}t) F_{DS} \quad (121)$$

$$\frac{d^3\sigma_{DD}(s)}{dt dM_{X_1}^2 dM_{X_2}^2} = \frac{g_{3\mathbb{P}}^2}{16\pi} \beta_{A\mathbb{P}} \beta_{B\mathbb{P}} \frac{1}{M_{X_1}^2} \frac{1}{M_{X_2}^2} \exp(B_{DD}t) F_{DD} \quad (122)$$

Os fatores $\beta_{A\mathbb{P}}$ e $\beta_{B\mathbb{P}}$ são acoplamentos relacionados ao termo de Pomeron da equação 119. O acoplamento de Pomeron triplo $g_{3\mathbb{P}}$ é determinado a partir de dados de difração simples. Os parâmetros B e F podem ser vistos em ([34]).

O PYTHIA 6 inclui interações multi-partons onde o número de interações é a razão da seção de choque dura σ_{dura} , e a seção de choque não difrativa σ_{ND} .

$$N_{int} = \frac{\sigma_{dura}}{\sigma_{ND}} \quad (123)$$

Todos os detalhes sobre o PYTHIA 6 podem ser encontrados em ([35]).

5.1.2 PYTHIA 8

PYTHIA 6 foi a última versão do PYTHIA que usou Fortran 77, o PYTHIA 8 foi desenvolvido em C++. O mecanismo de produção de eventos funciona quase do mesmo modo que para o PYTHIA 6. Uma das diferenças é uma melhora na simulação da parte difrativa, adicionando a difração dura no PYTHIA 8.

As seções de choque difrativas são determinadas do mesmo modo como foi descrito para o PYTHIA6. Porém, em adição ao modelo Schuler-Sjöstrand, foram incluídas três parametrizações adicionais para o fluxo do pomeron. As parametrizações são chamadas *Bruni e Ingelman* ([38]), *Berger et. al* ([39, 40]) e *Donnachie e Landshoff* ([41]).

Os detalhes da parte difrativa do PYTHIA 8 podem ser encontrados em ([36, 37]).

5.1.3 QGSJET-II

O modelo QGSJET-II (*The Quark-Gluon String Model with Jets*) é usado tanto para raios cósmicos como para interações hadrônicas. Neste modelo se define uma escala de energia Q_0 que separa a dinâmica partônica mole e dura. Então o formalismo DGLAP ([56]) é aplicado para $|q^2| > Q_0^2$ e se emprega a descrição fenomenológica do Pomeron mole para o chuveiro de pártons não perturbativo ($|q^2| < Q_0^2$).

Aqui uma interação entre hádrons a e b é descrita por um eikonal de Pomeron geral $\chi_{ab}^P(s, b)$ (parte imaginária da amplitude de espalhamento), onde s é o quadrado da energia do centro de massa e b o parametro de impacto. Esse eikonal consiste em duas partes eikonal de Pomeron mole $\chi_{ab}^{P_{\text{Mole}}}(s, b)$, representando o chuveiro de partóns não perturbativo e o eikonal de Pomeron semi duro $\chi_{ab}^{P_{\text{SD}}}(s, b)$:

$$\chi_{ab}^P(s, b) = \chi_{ab}^{P_{\text{Mole}}}(s, b) + \chi_{ab}^{P_{\text{SD}}}(s, b). \quad (124)$$

Para obter as seções de choques dos vários estados finais é usado o teorema ótico,

que relaciona a soma total de todas as contribuições do estado final a parte imaginária da amplitude de espalhamento hádron-hádron elástica.

A produção de partículas é tratada como uma hadronização de cordas no campo de cor, em processos moles tais cordas são esticadas entre os pártons constituintes dos hádrons iniciais, nos quais os pomerons estão acoplados. No caso de processos semi duros, se trata explicitamente, no formalismo DGLAP, a produção de pártons com alto momento transversal ($p_T > Q_0$); as cordas são então formadas entre esses pártons duros e também os constituintes moles. Todos os detalhes sobre o QGSJET-II podem ser encontrados em [\[53\]](#)

Capítulo 6

Determinação da luminosidade pelo CMS

Uma grande parte das medidas, feitas a partir de dados coletados pelo CMS, necessita de uma determinação precisa da luminosidade, além de bom entendimento do seu erro sistemático.

O CMS usa sinais nos calorímetros HF para medir a luminosidade em tempo real (*online*). Essa informação é armazenada pelo sistema de aquisição de dados, posteriormente sendo possível fazer correções e estudos mais detalhados (*offline*). A normalização da luminosidade é feita através do método de Van Der Meer, onde a luminosidade é medida a partir do tamanho dos feixes que colidem.

Nesse capítulo vamos descrever os métodos usados para determinar a luminosidade usando informações dos calorímetros HF. Também descreveremos o método de Van Der Meer.

6.1 Métodos *Online*

Medir a luminosidade enquanto o experimento realiza as colisões de prótons é uma tarefa difícil. Medidas diretas da estrutura dos feixes podem facilmente perturbar os

feixes, reduzindo a luminosidade.

Foram desenvolvidos dois métodos para determinar a luminosidade em tempo real: um usa o método de contagem de torres nos calorímetros HF ([42, 43]) e o outro método usa a soma da energia transversa nos HF ([43]).

O primeiro método parte do princípio que o número médio de torres dos HF, que registram um depósito de energia, dentro de um tempo dt , é proporcional a luminosidade média nesse tempo. O número médio de interações entre prótons ao longo de vários cruzamentos de pacotes de prótons segue a estatística de Poisson, assim como o número de eventos que detectam um ponto de impacto nos calorímetros HF ao longo de vários cruzamentos de pacotes.

Seja $P(N, \mu)$ a distribuição de probabilidade de Poisson que uma torre do HF seja atingida por uma partícula, onde N é o número de torres atingidas e μ a média da distribuição de Poisson das amostras tomadas durante um segundo:

$$P(N, \mu) = \frac{e^{-\mu} \mu^N}{N!} \quad (125)$$

quando nenhuma torre é atingida ($N = 0$):

$$P(0, \mu) = \frac{e^{-\mu} \mu^0}{0!} = e^{-\mu} \quad (126)$$

Isolando μ :

$$\mu = -\ln P(0) \quad (127)$$

com $P(0)$ sendo a média da fração de torres que não foram atingidas durante um intervalo de tempo. A luminosidade é então calculada usando a seguinte fórmula:

$$\mathcal{L} \approx \frac{f_{rev} \mu}{\sigma} \quad (128)$$

onde f_{rev} é frequência de revolução do feixe, sendo 11.256 Hz no LHC e σ é a seção

de choque teórica obtida a partir de extrapolações dos dados a baixas energias.

O segundo método usa a média da energia transversa total depositada por torre nos HF ($\sum E_T$), já que essa quantidade é proporcional ao número médio de interações por cruzamento de pacote μ . Esse método é mais adequado para altas luminosidades. O primeiro método é mais adequado para as luminosidades atingidas pelo LHC, fornecendo até agora os resultados mais estáveis.

Os dois métodos são capazes de medir o número médio de interações por cruzamento de pacote em tempo real. Isso é útil para verificar a estabilidade da estrutura dos pacotes de prótons e o impacto do ruído, como interações entre o feixe e o gás, na luminosidade. Entretanto, no momento, o método de contagem de torres dos calorímetros hadrônicos frontais é método oficial para determinar o número médio de interações a cada cruzamento de pacote, μ .

6.2 Métodos *Offline*

Para verificar a precisão dos valores medidos da luminosidade em tempo real, dois algoritmos foram desenvolvidos para medir a luminosidade analisando os dados de maneira *offline*. Um dos métodos é baseado em depósitos de energia no HF, enquanto o outro usa vértices e traços. Os métodos *offline* têm a desvantagem de uma longa espera, tipicamente são necessárias 24 horas até que as informações de um certo período estejam disponíveis para análise. Porém a análise pode ser feita de maneira mais detalhada, permitindo uma melhor rejeição dos eventos de fundo.

6.2.1 Método baseado no HF

Esse método usa $\sum E_T$ e foi desenvolvido para checar e melhorar a medida *online* da luminosidade. O método se baseia em somar depósitos de E_T , com pelo menos 1 GeV, que são coincidentes no HF+ e HF-. A soma é feita analisando todas as torres de cada HF.

Para eliminar eventos de fundo, provenientes de colisões entre o feixe e o gás, um corte temporal é aplicado. Em particular a média do tempo ponderada pela energia para o HF+ e HF- é definida como:

$$t_{\text{HF}\pm} = \frac{\sum_i E_i t_i}{\sum_i E_i} \quad (129)$$

onde o índice de soma i leva em conta todos os módulos com depósitos de energia maior que zero no HF+ e HF-. A coincidência de depósitos de E_T no HF é feita com um corte de $|t_{\text{HF}}| < 8$ ns.

A luminosidade é obtida usando a seguinte equação:

$$\mathcal{L} = f_{\text{corr}} \frac{\sum E_T}{\mathcal{L}_{\text{VDM}}} \quad (130)$$

onde f_{corr} e $\mathcal{L}_{\text{VDM}}$ são fatores de correção da luminosidade, obtidos a partir da análise Van der Meer. Além disso um requerimento adicional de que pelo menos um vértice foi reconstruído foi implementado, melhorando a rejeição de ruído do detector e eventos de fundo relacionados ao feixe.

Esse método só funciona para períodos com um número médio de colisões múltiplas menor do que um.

6.2.2 Método baseado na contagem de vértices

Esse método usa o sistema de trajetografia do CMS para estimar a luminosidade. São exigidos eventos que possuem pelo menos um vértice com pelos menos dois traços. A coordenada z do vértice precisa estar até ± 15 cm do ponto de interação do CMS.

A luminosidade é estimada com a seguinte equação:

$$\mathcal{L} = \frac{\mu f_{\text{rev}} N_{\text{BX}}}{\sigma_{\text{eff}}} \quad (131)$$

onde N_{BX} é o número de pacotes de prótons que colidiram. μ é calculado a partir do

número médio de interações que não produzem um vértice com dois traços, assumindo uma probabilidade de poisson $\mu = -\ln P(0)$ onde $P(0)$ é a fração de cruzamento de pacotes que não produziram vértices. A seção de choque efetiva σ_{eff} foi calculada usando eventos simulados pelo método de Monte Carlo e f_{rev} é a frequência de revolução do LHC (11.246 Hz).

Existe uma diferença de 10% entre a medida obtida pelo método baseado no HF e o obtido na contagem de vértices.

6.3 Método de Van der Meer

A luminosidade absoluta $\mathcal{L}_0$ é medida no CMS através do método do Van der Meer. Esse método foi desenvolvido por S. Van der Meer (VdM) no ISR ([44]) e fornece uma medida absoluta, independente do processo físico. Na técnica de VdM, a taxa de colisões em função do deslocamento entre os dois feixes que colidem é medida, essa informação permite obter a área efetiva do feixe. As medidas são obtidas passando um feixe através do outro. Durante o cruzamento dos feixes um dos feixes é deslocado, primeiro na direção x e depois na direção y de maneira independente.

Relembrando que a luminosidade absoluta é definida como o fluxo de partículas, sendo o número de partículas por unidade de área por unidade de tempo. Para o LHC, podemos expressar o pico da luminosidade quando os feixes estão alinhados como:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 N_b f}{A_{eff}} \quad (132)$$

onde N_1 e N_2 são o número de partículas por pacote nos feixes 1 e 2 respectivamente, N_b é o número de pacotes de prótons que colidem, f é a frequência de revolução e A_{eff} é a área transversa efetiva do feixe. Na equação acima a única variável desconhecida é a área transversa do feixe.

Vamos normalizar a densidade de partícula do feixe como sendo o produto de distribuições independentes na direção x e y : $F(x, y) = F_x(x)F_y(y)$ onde F_x e F_y

são as densidades de partículas normalizadas. Podemos adaptar a equação 132 para fornecer a luminosidade em função da separação entre feixes:

$$\mathcal{L}(\Delta x, \Delta y) = \frac{N_1 N_2 N_b f}{A_{eff}} F(\Delta x, \Delta y) \quad (133)$$

A área efetiva pode ser escrita da seguinte forma:

$$A_{eff} = \frac{\int F(\Delta x, 0) d\Delta x \int F(0, \Delta y) d\Delta y}{F(0, 0)} \quad (134)$$

Juntando as duas últimas equações temos:

$$\mathcal{L}(\Delta x, \Delta y) = \frac{N_1 N_2 N_b f F(0, 0)}{\int F(\Delta x, 0) d\Delta x \int F(0, \Delta y) d\Delta y} F(\Delta x, \Delta y) \quad (135)$$

As funções que descrevem os feixes F_x e F_y são descritas pelas somas de duas gaussianas:

$$F_x(x) = \frac{h_x}{\sqrt{2\pi}\sigma_{1x}} e^{\frac{-x^2}{2\sigma_{1x}^2}} + \frac{(1-h_x)}{\sqrt{2\pi}\sigma_{2x}} e^{\frac{-x^2}{2\sigma_{2x}^2}} \quad (136)$$

onde h_x é a fração (pela área) da gaussiana com largura σ_{1x} . Nominalmente a gaussiana com largura σ_{1x} é considerada o centro da gaussiana, enquanto a gaussiana com largura σ_{2x} descreve as caudas da distribuição. Inserindo essas formas funcionais na equação 135 temos:

$$\mathcal{L}(d) = \mathcal{L}_0 \left(\frac{h_u}{\sqrt{2\pi}\sigma_{1u}} e^{\frac{-d^2}{2\sigma_{1u}^2}} + \frac{(1-h_u)}{\sqrt{2\pi}\sigma_{2u}} e^{\frac{-d^2}{2\sigma_{2u}^2}} \right) \quad (137)$$

onde u é x ou y e d é a separação do feixe no plano u e a luminosidade absoluta $\mathcal{L}_0$ é escrita como:

$$\mathcal{L}_0 = \frac{N_1 N_2 N_b f}{2\pi\sigma_{eff-x}\sigma_{eff-y}} \quad (138)$$

$$\text{e} \quad \sigma_{eff-u} = \frac{\sigma_{1u}\sigma_{2u}}{h_u\sigma_{2u} + (1-h_u)\sigma_{1u}}. \quad (139)$$

As medidas dessa varredura de Van der Meer são então ajustadas usando a equação 137 e fornecem a luminosidade absoluta. Como esse método não é baseado em resultados teóricos e usa resultados experimentais, é o método preferido para calibração da luminosidade.

Capítulo 7

Análise de dados

7.1 Descrição da análise

Os calorímetros hadrônicos frontais (HF) foram usados para contar o número de eventos inelásticos ($N_{\text{inelásticos}}$) de forma a obter uma medida da seção de choque inelástica no detector CMS. A equação 140 é a equação padrão para o cálculo da seção de choque inelástica.

$$\sigma_{\text{inelástica}} = \frac{N_{\text{inelásticos}}}{\mathcal{L}_{\text{Integrada}}} \quad (140)$$

Onde $\mathcal{L}_{\text{Integrada}}$ é a luminosidade integrada. A equação 140 se aplica no caso de um detector perfeito, cobrindo todo o espaço de fase, com uma eficiência máxima para medir as partículas, sem eventos de fundo e nenhuma dependência nos modelos de Monte Carlo. A equação 141 é a versão modificada da equação 140 para incluir as correções necessárias

$$\sigma_{\text{inelástica}} = \frac{N_{\text{inelásticos}} F_{\text{pile up}}}{\epsilon_{\text{inelástica}} \mathcal{L}_{\text{Integrada}}} \quad (141)$$

onde $\epsilon_{\text{inelástica}}$ representa a eficiência de detecção dos eventos inelásticos e $F_{\text{pile up}}$ um fator de correção. O detector é incapaz de detectar todas as colisões, principalmente

aquelas que depositam uma pequena quantidade de energia ou estão fora da cobertura do detector. Eventos que simulam a resposta do detector foram usados para estimar essa eficiência. Os calorímetros hadrônicos frontais foram escolhidos para selecionar eventos inelásticos devido a uma alta eficiência para detectar eventos desse tipo. $N_{\text{inelásticos}}$ é o número de eventos inelásticos contados pela análise após a subtração dos eventos de fundo. Alguns dos eventos em $N_{\text{inelásticos}}$ contêm mais do que uma colisão próton-próton devido ao *pile up* e foram contados apenas uma vez. Por exemplo, podemos ter 100 eventos inelásticos mas na verdade temos 120 colisões inelásticas. Como estamos interessados no número de colisões inelásticas, um fator de correção $F_{\text{pile up}}$ foi aplicado para corrigir esse efeito. Consequentemente os dados para essa análise precisam ser de períodos com pequenos valores de *pile up* médio de modo a ter um pequeno fator de correção.

A medida da seção de choque foi feita para uma região cinemática específica. Essa região cinemática foi escolhida para minimizar a dependência nos modelos de Monte Carlo usados. O método é o mesmo usado em medidas realizadas anteriormente ([45, 46]), definimos um corte na variável $\xi > 5 \times 10^{-6}$, definiremos com detalhe essa variável nas próximas seções. A equação abaixo calcula a seção de choque inelástica, para um caso quase independente de modelos de Monte Carlo:

$$\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) = \frac{N_{\text{Inelástica}}(1 - f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}) F_{\text{Pile up}}}{\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}} \mathcal{L}_{\text{Integrada}}} \quad (142)$$

o termo $(1 - f_{\xi < 5 \times 10^{-6}})$ remove os eventos que estão abaixo da região de ξ e ainda assim são detectados pelos HF. O último passo é extrapolar esse valor restrito em ξ para obter a seção de choque inelástica total. A seguir descreveremos com detalhes todos os passos envolvidos no cálculo da seção de choque inelástica, que são:

- Seleção de eventos
- Subtração dos eventos de fundo

- Eficiência dos calorímetros HF
- Estimativa da seção de choque inelástica para $\xi > 5 \times 10^{-6}$
- Extrapolação do valor restrito em ξ para a seção de choque inelástica total

7.2 Amostra de dados e de eventos simulados

A escolha dos dados foi baseada em períodos de aquisição que possuem um baixo valor de *pile up*, isso reduz as chances de eventos com múltiplas colisões próton-próton.

Outro aspecto é que os dados usados nesta análise não são compostos apenas por eventos provenientes das colisões de prótons. Os dados são compostos por três tipos de eventos. O primeiro caso contém informações quando dois pacotes de prótons cruzam o ponto de interação ao mesmo tempo. Para o segundo, a informação foi armazenada quando apenas um pacote de próton cruzou o ponto de interação, chamados de pacotes ímpares. Esse pacotes ímpares são usados para o estudo de eventos de fundo relativos ao feixe, como por exemplo interação do feixe com resíduos do gás do tubo. O terceiro caso consiste em eventos com pacotes vazios, que correspondem a eventos sem prótons passando pelo CMS, esses eventos são usados para estudar o ruído do detector.

Embora os dados coletados pelo CMS em 2012 contenham alguns períodos com baixo *pile up* ([47]), o período número 207328 é o mais adequado para fazer a medida apesar de não possuir eventos com pacotes ímpares. Os outros períodos são inadequados para estimar o ruído do detector pois eles não possuem pacotes vazios nem ímpares. A tabela 7.1 mostra as informações importantes dos dados usados nessa análise.

Conjunto de dados	/MinimumBias/Run2012D-22Jan2013-v1/RECO
Número do Período	207328
Gatilho	HLT_ZeroBias_v7
Pile up médio	0,43
Luminosidade Efetiva	$2,274 \mu b^{-1}$

Tabela 7.1: Conjunto de dados, número do período, gatilho, pile up médio, luminosidade efetiva usados nessa análise.

A figura 7.1 mostra a distribuição da luminosidade instantânea em função do tempo para o período 207328.

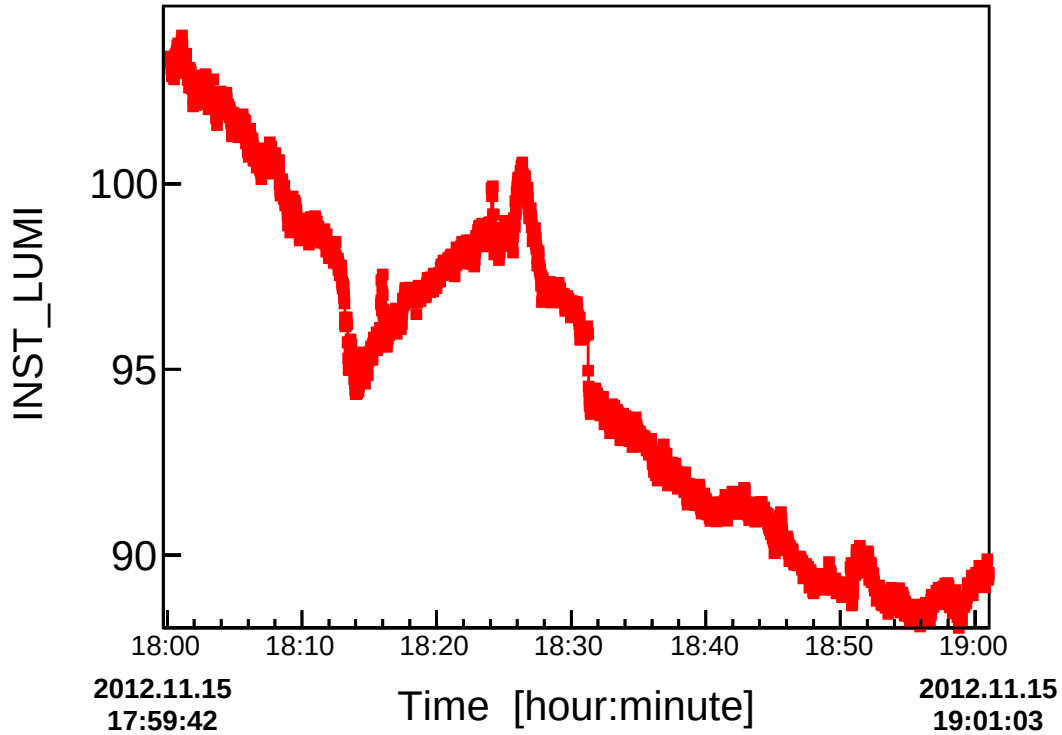


Figura 7.1: Luminosidade instantânea em função do tempo para o período 207328.

As amostras simuladas pelo método de Monte Carlo (MC) foram usadas para estimar as eficiências e incertezas sistemáticas. Usamos três modelos de MC nesse estudo; PYTHIA 6, PYTHIA 8 e QGSJET-II. Efeitos de pile up não foram simulados nas amostras de MC, ou seja no processo de produção das amostras não foram incluídas interações múltiplas de próton-próton .

7.3 Seleção de eventos

Usamos um gatilho chamado de *zero bias* para pré selecionar os eventos, esse gatilho é definido pela coincidência de sinais nos detectores BPTX. O gatilho de *zero bias* atua como um gatilho para o cruzamento de pacotes de prótons. Esse gatilho pré seleciona os eventos com uma probabilidade de 99% de ocorrência de um cruzamento de pacote

no ponto de interação.

O período 207328 tem um total de 1.777.729 eventos e o gatilho de *zero bias* selecionou 369.864 eventos, esse gatilho foi pré escalonado com um fator de 150.

A contagem de eventos inelásticos foi feita nessa amostra pré selecionada pelo gatilho de *zero bias*. A seleção de eventos inelásticos foi feita analisando evento por evento, contando o número de eventos que contêm pelo menos um ponto de impacto reconstruído pelos detectores HF com energia acima de um limiar.

Seguindo o que foi feito na medida da seção de choque inelástica do CMS com $\sqrt{s} = 7$ TeV([45]), selecionamos os eventos usando os calorímetros hadrônicos frontais em duas maneiras diferentes. O método braço único seleciona os eventos toda vez que um ponto de impacto, com energia acima de um valor, foi reconstruído por qualquer um dos detectores HF (HF- ou HF+). Um ponto de impacto do HF pode ser proveniente tanto da fibra longa como da fibra curta.

O método braço duplo mantém eventos quando encontramos um ponto de impacto reconstruído com energia acima de um limiar nos dois calorímetros HF (HF+ e HF-). Os limiares de energia usados foram 4 GeV e 5 GeV.

As figuras 7.2 e 7.3 mostram as distribuições de energia e de η para os pontos de impactos reconstruídos pelos HF para os dados e para os modelos de Monte Carlo. Os dados estão mostrados pelo histograma preto e o PYTHIA 6, PYTHIA 8 e QGSJET-II pelos histogramas vermelho, azul e verde respectivamente. Os eventos simulados não reproduzem o ruído do detector, apenas a resposta do detector as partículas geradas. Podemos ver pela distribuição de energia que o ruído se estende até 4 GeV depois desse valor as distribuições de energia dos dados e dos modelos de Monte Carlo possuem pouca discrepância.

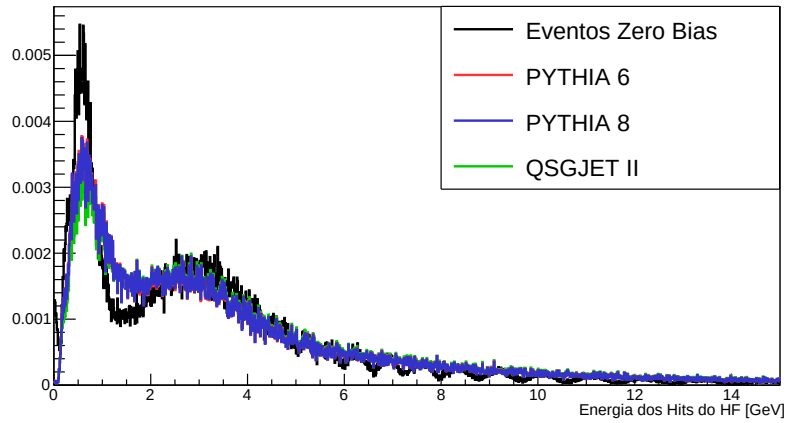


Figura 7.2: Comparação da distribuição de energia dos pontos de impactos reconstruídos pelos calorímetros HF entre os dados e os modelos de Monte Carlo.

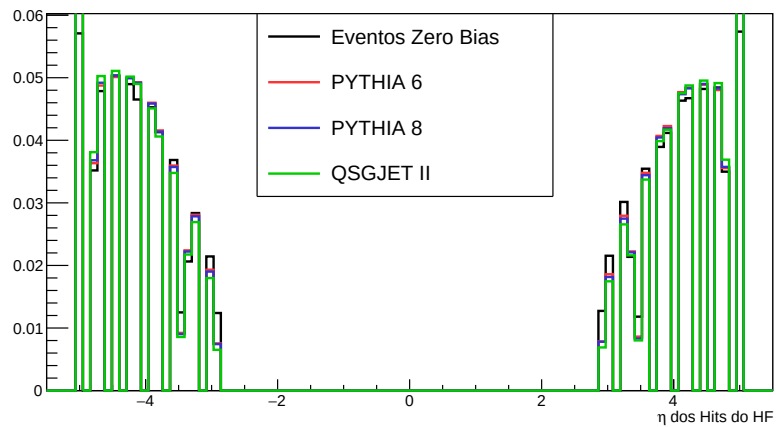


Figura 7.3: Comparação da distribuição do η dos pontos de impactos reconstruídos pelos calorímetros HF entre os dados e os modelos de Monte Carlo.

A tabela 7.2 mostra o número de eventos selecionados pelos diferentes métodos e limiares de energia.

Método	$N_{\text{selecionados}}$
Braço único 4 GeV	201.316
Braço único 5 GeV	152.159
Braço duplo 4 GeV	110.419
Braço duplo 5 GeV	97.324

Tabela 7.2: Número de eventos selecionados.

7.4 Subtração de eventos de fundo

Uma fração dos eventos selecionados é proveniente de eventos de fundo relacionados ao feixe ou do ruído do detector.

Eventos de fundo relacionados ao feixe ocorrem devido a imperfeições no vácuo do tubo do feixe. Podem ocorrer colisões entre os prótons incidentes e resíduos do gás no tubo do feixe, produzindo então partículas que serão detectadas pelos calorímetros frontais. Para estimar a contribuição desses eventos precisamos de pacotes de prótons ímpares, o período 207328 é inapropriado para estimar essa contribuição devido a ausência de pacotes ímpares. Na medida da seção de choque inelástica feita pelo CMS com $\sqrt{s} = 7$ TeV ([45]), a fração de eventos de interação entre o feixe e o gás é de $\ll 0,1\%$. Desta forma consideramos essa contribuição desprezível nessa análise também.

A parte dominante de eventos de fundo pertencem a eventos do ruído eletrônico dos calorímetros HF. Ruído eletrônico é uma flutuação aleatória incontrolável no sinal elétrico do detector, assim o ruído é basicamente um sinal que é confundido com um sinal proveniente de uma partícula.

A fração de eventos de ruído foi calculada usando eventos selecionados por um gatilho chamado de gatilho aleatório. Esse gatilho seleciona aleatoriamente eventos que não foram selecionados pelo gatilho de zero bias. Esse gatilho é usado para selecionar eventos “vazios”, onde não houve cruzamentos de pacotes de prótons. Para confirmar que não houve um cruzamento de pacotes no evento, exigimos que os dois detectores BPTX não tenham emitido sinal (L1 BPTX *quiet*), isso significa a ausência de feixes passando pelos BPTXs. A equação 143 é a expressão usada para estimar a fração de eventos de ruído.

$$f_{\text{ruído}} = \frac{N(\text{vazio})_{\text{Selecionados}}}{N(\text{vazio})_{\text{Total}}} \quad (143)$$

$N(\text{vazio})_{\text{Selecionados}}$ é o número de eventos selecionados pelos diferentes métodos

nessa amostra sem cruzamentos de pacotes e $N(\text{vazio})_{\text{Total}}$ é o número total de eventos sem cruzamentos de pacotes. O período 207328 tem 6.693 eventos provenientes dos pacotes vazios.

A tabela 7.3 contém o número de eventos selecionados nessa amostra de eventos vazios e a fração de ruído para cada um dos métodos

Método	$N(\text{vazio})_{\text{Selecionados}}$	$f_{\text{ruído}}$
Braço único 4 GeV	2.299	0,34
Braço único 5 GeV	1.019	0,15
Braço duplo 4 GeV	250	0,037
Braço duplo 5 GeV	37	0,005

Tabela 7.3: Número de eventos selecionados nessa amostra de eventos vazios e a fração de eventos de ruído.

Para remover os eventos de fundo dos eventos selecionados, precisamos do número de eventos de ruído. Para isso normalizamos a fração de ruído pelo tamanho da amostra selecionada pelo gatilho de *zero bias*, através da equação 144:

$$N_{\text{ruído}} = f_{\text{ruído}} \times N_{\text{Zero Bias}} \quad (144)$$

A tabela 7.4 mostra o número de eventos na amostra de *zero bias* que são provenientes do ruído dos calorímetros HF:

Método	$N_{\text{ruído}}$
Braço único 4 GeV	127.045
Braço único 5 GeV	56.311
Braço duplo 4 GeV	13.815
Braço duplo 5 GeV	2.044

Tabela 7.4: Número de eventos de ruído.

Para remover os eventos de ruído dos eventos não podemos fazer simplesmente a subtração:

$$N_{\text{Inelásticos}} \approx N_{\text{selecionados}} - N_{\text{ruído}} \quad (145)$$

A equação 145 é incompleta para subtrair os eventos de fundo, já que em alguns eventos contêm contribuições de colisões e de ruído ao mesmo tempo, como podemos ver na figura 7.4.

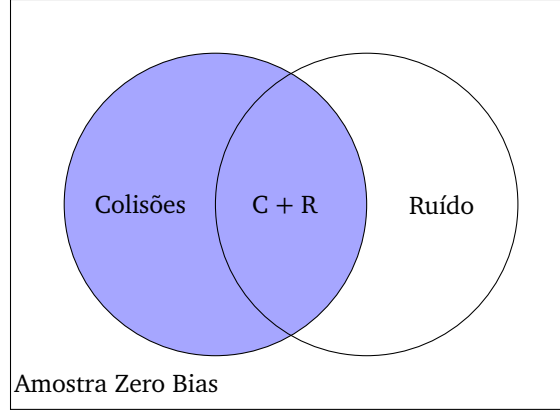


Figura 7.4: Diagrama de Venn representado as contribuições de colisões e de ruído.

Consequentemente a equação 145 subtrai eventos a mais. Adicionamos o termo $N_{\text{Inelásticos}}f_{\text{ruído}}$ na equação 145 para fazer a subtração de eventos de fundo corretamente.

$$N_{\text{Inelásticos}} = N_{\text{Selecionados}} - N_{\text{ruído}} + N_{\text{Inelásticos}}f_{\text{ruído}} \quad (146)$$

$$N_{\text{Inelásticos}} = \frac{N_{\text{Selecionados}} - N_{\text{ruído}}}{1 - f_{\text{ruído}}} \quad (147)$$

Na tabela 7.5 temos o número de eventos inelásticos, após a subtração correta dos eventos de fundo, para cada um dos métodos:

Método	$N_{\text{Inelásticos}}$
Braço único 4 GeV	112.619±3.524
Braço único 5 GeV	111.728±2.318
Braço duplo 4 GeV	98.369±1.023
Braço duplo 5 GeV	91.954±439

Tabela 7.5: Número de eventos de ruído.

O erro estatístico no número de eventos inelásticos foi calculado usando a equação

148. Levamos em conta a correlação entre o número de eventos da amostra de *zero bias* e o número de eventos selecionados, já que o último é uma amostra contida no primeiro.

$$\sigma_{N_{\text{Inelásticos}}} = \sqrt{\left(\frac{\partial N_{\text{inel}}}{\partial N_{\text{sel}}}\sigma_{N_{\text{sel}}}\right)^2 + \left(\frac{\partial N_{\text{inel}}}{\partial N_{\text{ZB}}}\sigma_{N_{\text{ZB}}}\right)^2 + 2\frac{\partial N_{\text{inel}}}{\partial N_{\text{sel}}}\frac{\partial N_{\text{inel}}}{\partial N_{\text{ZB}}}\sigma_{N_{\text{sel}}}^2 + \left(\frac{\partial N_{\text{inel}}}{\partial f}\sigma_f\right)^2} \quad (148)$$

7.5 Eficiência dos calorímetros HF

Os calorímetros hadrônicos frontais possuem algumas limitações para detectar os eventos inelásticos, já que eles cobrem uma região de pseudorapidez de $2,9 < |\eta| < 5,2$. Assim não detectarão eventos onde a massa invariante do sistema de partículas produzido é pequena ($M_X \approx M_{\text{próton}}$), já que nesses eventos o sistema de partículas é produzido em uma região fora da cobertura dos HF $|\eta| > 5,2$. Usamos eventos simulados para estudar a eficiência dos HF na reconstrução de eventos inelásticos. Para cada um dos métodos de seleção de eventos, a eficiência é definida como o número de eventos de Monte Carlo reconstruídos que foram selecionados pelos cortes de energia e pseudorapidez ($N_{\text{selecionados}}(\text{MC})$) dividido pelo número total de eventos reconstruídos ($N_{\text{Total}}(\text{MC})$):

$$\epsilon_{\text{inelásticos}} = \frac{N_{\text{selecionados}}(\text{MC})}{N_{\text{Total}}(\text{MC})} \quad (149)$$

A tabela 7.6 mostra as eficiências, para os diferentes métodos de uso dos calorímetros HF, para reconstruir eventos inelásticos:

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	91,71±0,06%	93,04±0,06%	89,77±0,06%
Braço único 5 GeV	90,26±0,07%	92,21±0,06%	89,03±0,07%
Braço duplo 4 GeV	72,5±0,1%	74,0±0,1%	78,6±0,1%
Braço duplo 5 GeV	69,7±0,1%	71,0±0,1%	76,3±0,1%

Tabela 7.6: Eficiência de reconstrução dos eventos inelásticos pelos detectores HF.

O erro estatístico foi calculado usando a equação binomial:

$$\sigma_{\epsilon_{\text{Inelástica}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Inelástica}}(1 - \epsilon_{\text{Inelástica}})}{N_{\text{Total}}(\text{Reco})}} \quad (150)$$

7.6 Correção na contagem dos eventos

Usamos dados de um período que possui um baixo número de múltiplas colisões por evento. Porém mesmo nesse período, alguns dos eventos possuem mais do que uma colisão próton-próton. A figura 7.5 mostra a distribuição de vértices do período usado nessa análise.

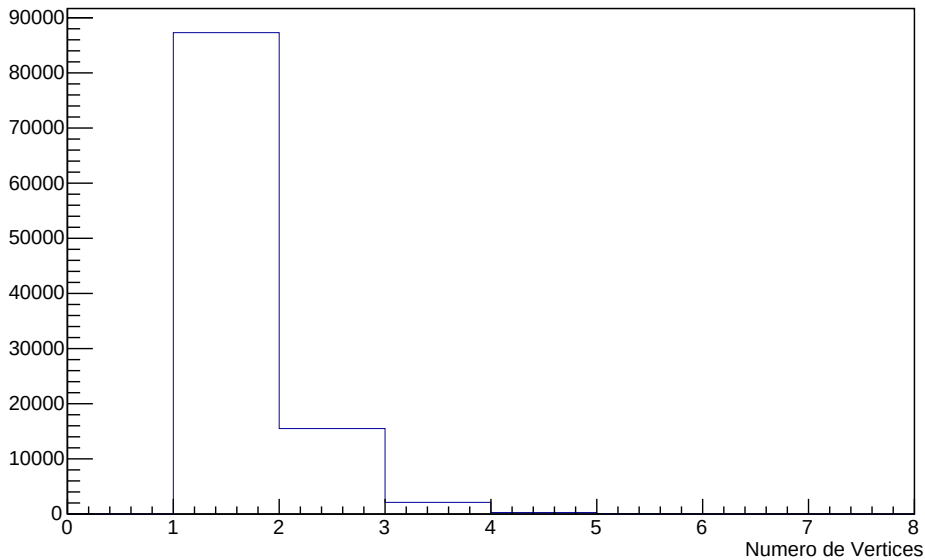


Figura 7.5: Número de vértices no período dos dados analisados.

A probabilidade de ter i colisões no mesmo cruzamento de pacote é dada pela distribuição de poisson:

$$P(i, \lambda) = \frac{\lambda^i e^{-\lambda}}{i!} \quad (151)$$

λ é o número médio de colisões próton-próton a cada cruzamento de pacote. O grupo de luminosidade do CMS mede esse número médio de colisões para todos os períodos, e para o período 207328 temos que $\lambda = 0,43$. Para obter um valor mais preciso podemos medir diretamente a partir dos dados usando a seguinte fórmula:

$$\lambda = \frac{N_{\text{Inelásticos}}}{\epsilon_{\text{Inelástica}} N_{\text{ZB}}} \times F_{\text{Pile up}} \quad (152)$$

onde $N_{\text{Inelásticos}}$ é o número de eventos inelásticos após a subtração dos eventos de fundo, N_{ZB} é o número total de eventos selecionados pelo gatilho de zero bias, $\epsilon_{\text{Inelástica}}$ é a eficiência e $F_{\text{Pile up}}$ é um fator que corrige a contagem das colisões e é definido como:

$$F_{\text{Pile up}} = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} i P(i, \lambda)}{\sum_{i=1}^{\infty} [1 - (1 - \epsilon_{\text{Inelástica}})^i] P(i, \lambda)} \times \epsilon_{\text{Inelástica}} \quad (153)$$

Para pequenos valores de λ é possível usar a seguinte aproximação para $F_{\text{Pile up}}$:

$$F_{\text{Pile up}} = 1 + \frac{\epsilon_{\text{Inelástica}} \lambda}{2} + \frac{\epsilon_{\text{Inelástica}}^2 \lambda^2}{2} \quad (154)$$

Fazemos substituições iterativas inserindo a equação 154 em 152 até obtermos:

$$\lambda = \frac{N_{\text{Inelásticos}}}{\epsilon_{\text{Inelástica}} N_{\text{ZB}}} \times F_{\text{Pile up}} = \frac{N_{\text{Inelásticos}}}{\epsilon_{\text{Inelástica}} N_{\text{ZB}}} \left(1 + \frac{N_{\text{Inelásticos}}}{2 N_{\text{ZB}}} + \frac{N_{\text{Inelásticos}}^2}{3 N_{\text{ZB}}^2} \right) \quad (155)$$

Os detalhes matemáticos da expansão da equação 154 e esse processo iterativo para obter a equação 155 estão nos apêndices A e B.

Como λ e $F_{\text{Pile up}}$ usam as eficiências do Monte Carlo, os dois fatores foram estimados

usados os valores dos três modelos de Monte Carlo. As tabelas 7.7, 7.8 e 7.9 mostram o *pile up* médio medido e o fator de correção na contagem das colisões.

Método	PYTHIA 6	
	λ	$F_{\text{Pile up}}$
Braço único 4 GeV	0,3949±0,0008	1,1920±0,0005
Braço único 5 GeV	0,4001±0,0008	1,1920±0,0008
Braço duplo 4 GeV	0,433±0,001	1,1656±0,0006
Braço duplo 5 GeV	0,428±0,001	1,1566±0,0006

Tabela 7.7: *Pile up* médio medido e o fator de correção de contagem das colisões usando as eficiências do PYTHIA 6.

Método	PYTHIA 8	
	λ	$F_{\text{Pile up}}$
Braço único 4 GeV	0,3892±0,0008	1,1920±0,0005
Braço único 5 GeV	0,3924±0,0008	1,1920±0,0008
Braço duplo 4 GeV	0,425±0,001	1,1656±0,0006
Braço duplo 5 GeV	0,419±0,001	1,1566±0,0006

Tabela 7.8: *Pile up* médio medido e o fator de correção de contagem das colisões usando as eficiências do PYTHIA 8.

Método	QGSJET-II	
	λ	$F_{\text{Pile up}}$
Braço único 4 GeV	0,4034±0,0008	1,1920±0,0005
Braço único 5 GeV	0,4064±0,0008	1,1920±0,0008
Braço duplo 4 GeV	0,4003±0,0009	1,1656±0,0006
Braço duplo 5 GeV	0,3909±0,0009	1,1566±0,0006

Tabela 7.9: *Pile up* médio medido e o fator de correção de contagem das colisões usando as eficiências do QGSJET-II.

Os erros de λ e de $F_{\text{Pile up}}$ foram estimados usando as seguintes equações:

$$\sigma_{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda}{\partial N_{\text{Inelásticos}}} \sigma_{N_{\text{Inelásticos}}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial N_{\text{ZB}}} \sigma_{N_{\text{ZB}}}\right)^2 + 2 \frac{\partial \lambda}{\partial N_{\text{Inelásticos}}} \frac{\partial \lambda}{\partial N_{\text{ZB}}} \sigma_{N_{\text{Inelásticos}}}^2 + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial \epsilon_{\text{Inelástica}}} \sigma_{\epsilon_{\text{Inelástica}}}\right)^2} \quad (156)$$

$$\sigma_{F_{\text{Pile up}}} = \sqrt{\left(\frac{\partial F_{\text{Pile up}}}{\partial \lambda} \sigma_{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\partial F_{\text{Pile up}}}{\partial \epsilon_{\text{Inelástica}}} \sigma_{\epsilon_{\text{Inelástica}}}\right)^2 + 2 \frac{\partial F_{\text{Pile up}}}{\partial \lambda} \frac{\partial F_{\text{Pile up}}}{\partial \epsilon_{\text{Inelástica}}} \sigma_{\lambda} \sigma_{\epsilon_{\text{Inelástica}}}} \quad (157)$$

7.7 Estimativa da seção de choque para $\xi > 5 \times 10^{-6}$

Os três modelos de Monte Carlo, usados para estimar a eficiência dos HF, tratam de maneira diferente as interações próton-próton. Consequentemente temos variações consideráveis entre os modelos como podemos ver na tabela 7.6. Para evitar que essas variações das eficiências entre os modelos afetem a medida, estimamos a seção de choque para uma região cinemática restrita.

A variável ξ é usada para definir essa região e foi calculada usando eventos em nível de gerador. Para definir ξ , primeiro ordenamos todas as partículas geradas, pertencentes ao estado final, em rapidez e calculamos a diferença em rapidez para todas as partículas consecutivas:

$$\Delta y = |y_i - y_{i+1}| \quad (158)$$

O maior valor para Δy é a lacuna de rapidez do evento. Δy divide as partículas em dois grupos A e B onde cada grupo pertence a uma região de rapidez diferente. Então, as partículas pertencem ao grupo A ou B se possuem um valor para rapidez coberto por um dos grupos. Para cada evento teremos N_A partículas no grupo A, uma lacuna de rapidez e N_B partículas no grupo B. Depois calculamos a massa invariante para o grupo A de partículas (M_A) e para o grupo B (M_B). Definimos o grupo com a maior massa como grupo X e o grupo com menor massa de Y, $M_X > M_Y$.

Definimos a variável ξ como :

$$\xi = \frac{M_X^2}{s} \quad (159)$$

As medidas realizadas pelo CMS ([45]) e o ATLAS ([46]), com dados de colisões de prótons com $\sqrt{s} = 7$ TeV, restringiram o cálculo da seção de choque em uma região com $\xi > 5 \times 10^{-6}$. Nessa análise mantivemos esse mesmo tipo de critério para a variável ξ . A figura 7.6 mostra a distribuição em $\text{Log}_{10}(\xi)$ e a eficiência da seleção dos eventos em função de $\text{Log}_{10}(\xi)$ para o método braço simples. Os três modelos possuem uma eficiência de $> 99\%$ para $\xi > 5 \times 10^{-6}$ usando o método de braço único com 4 GeV e 5 GeV. A figura 7.7 mostra como $\text{Log}_{10}(\xi)$ e a eficiência se comportam para o método de braço duplo.

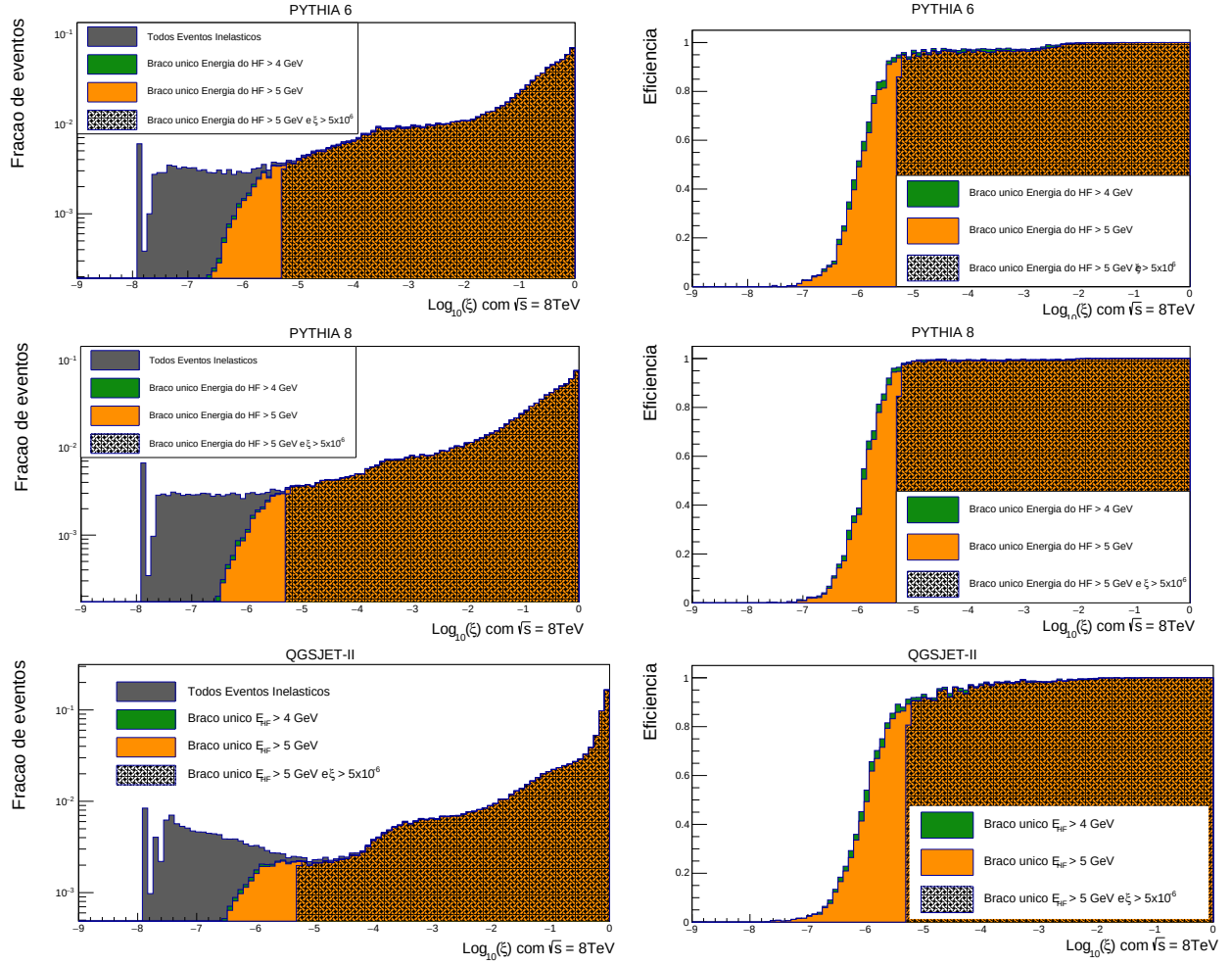


Figura 7.6: A coluna da esquerda mostra as distribuições de ξ para o braço único 4 GeV e braço único 5 GeV a partir das partículas geradas pelo PYTHIA 6, PYTHIA8 e QGSJET-II. A coluna da direita mostra as eficiências correspondentes. A parte tracejada corresponde a eventos com braço único 5 GeV e com $\xi > 5 \times 10^{-6}$.

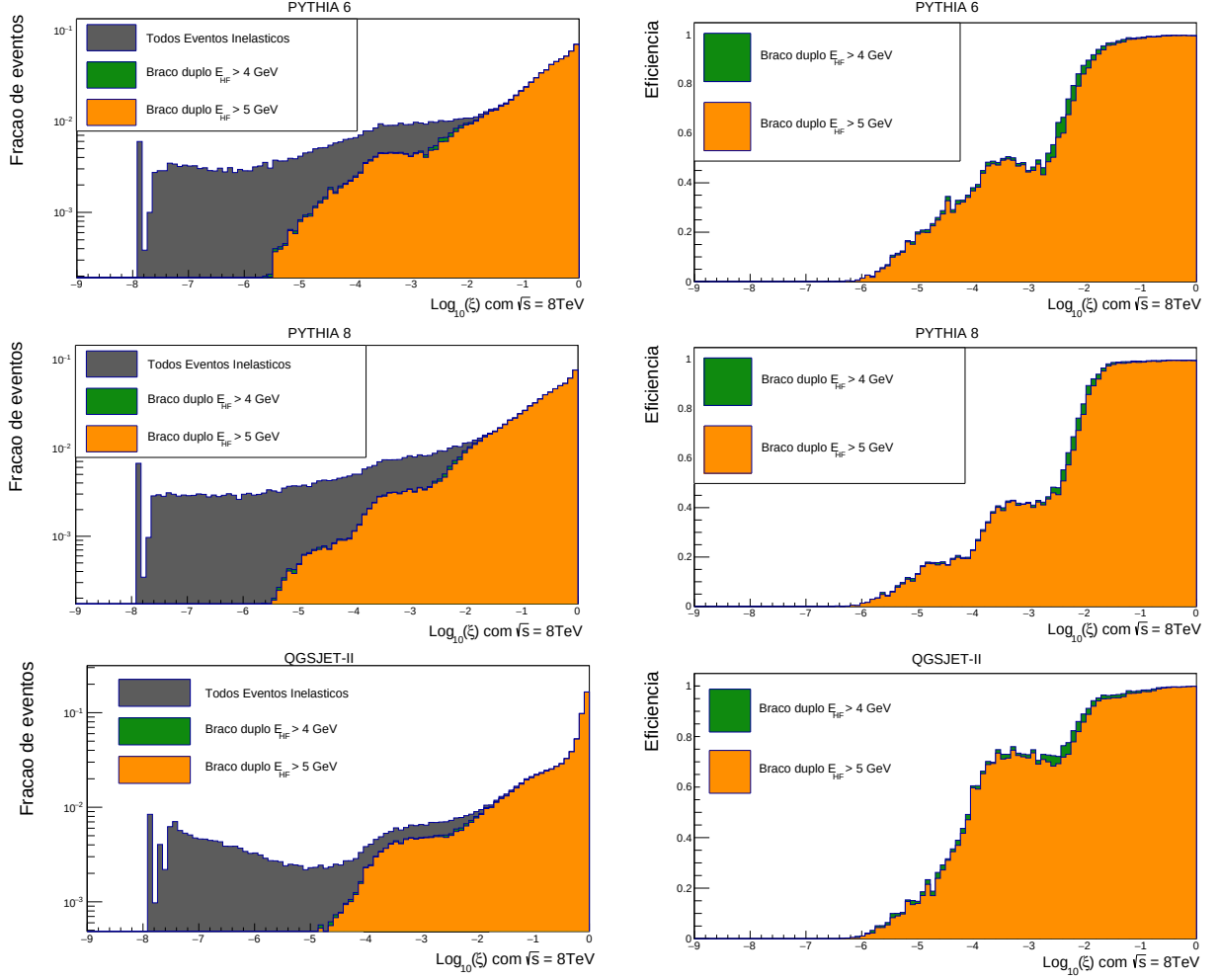


Figura 7.7: A coluna da esquerda mostra as distribuições de ξ para o braço duplo 4 GeV e braço duplo 5 GeV a partir das partículas geradas pelo PYTHIA 6, PYTHIA8 e QGSJET-II. A coluna da direita mostra as eficiências correspondentes.

Para o cálculo da seção de choque inelástica com $\xi > 5 \times 10^{-6}$ a equação 142 tem dois termos diferentes quando comparados com a equação 141, a eficiência é diferente e multiplicamos um termo $(1 - f_\xi)$:

$$\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) = \frac{N_{\text{Inelástica}}(1 - f_{\xi < 5 \times 10^{-6}})F_{\text{Pile up}}}{\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}} \mathcal{L}_{\text{Integrada}}} \quad (160)$$

onde $\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}}$ é a eficiência do HF para selecionar eventos inelásticos para eventos na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$, calculada em nível de gerador. Para isso criamos uma subamostra dos eventos gerados, selecionando os eventos com $\xi > 5 \times 10^{-6}$, essa

subamostra possui um total de $N_{\xi > 5 \times 10^{-6}}$ eventos. Podemos definir a eficiência de cada método nessa região como :

$$\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}} = \frac{N_{\text{Selecionados com } \xi > 5 \times 10^{-6}}}{N_{\xi > 5 \times 10^{-6}}} \quad (161)$$

onde $N_{\text{Selecionados com } \xi > 5 \times 10^{-6}}$ corresponde ao número de eventos selecionados pelos cortes em energia e pseudorapidez nessa subamostra de $N_{\xi > 5 \times 10^{-6}}$ eventos.

A tabela 7.10 mostra as eficiências ($\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}}$) para todos os métodos e limiares de energia para o PYTHIA 6, PYTHIA 8 e o QGSJET-II:

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	99,65±0,01%	99,960±0,004%	99,78±0,01%
Braço único 5 GeV	99,52±0,01%	99,922±0,006%	99,72±0,01%
Braço duplo 4 GeV	85,51±0,08%	85,46±0,08%	93,73±0,06%
Braço duplo 5 GeV	84,66±0,08%	84,85±0,08%	93,22±0,06%

Tabela 7.10: $\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}}$ calculadas para os três modelos de MC para cada método de seleção usado.

Olhando para as distribuições da figura 7.6 podemos ver que existe uma fração de eventos que estão abaixo do corte $\xi > 5 \times 10^{-6}$ ($\text{Log}_{10}(\xi) < -7$) que é detectada pelos HF. Essa fração abaixo do corte em ξ foi removida usando $f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$ que representa o fator de contaminação definido como:

$$f_{\xi < 5 \times 10^{-6}} = \frac{N_{\xi < 5 \times 10^{-6}}}{N_{\text{HF}}} \quad (162)$$

onde N_{HF} é o número de eventos gerados selecionados pelos métodos adotados. A tabela 7.11 mostra o fator de contaminação para os dois modelos de MC usados:

	$f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$	$f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$	$f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$
Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	0,033	0,030	0,033
Braço único 5 GeV	0,032	0,029	0,032
Braço duplo 4 GeV	0,0034	0,0025	0,0024
Braço duplo 5 GeV	0,0033	0,0024	0,0021

Tabela 7.11: Fator de contaminação $f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$ calculado para os três modelos de MC e para os métodos de seleção usados.

O fator de correção multiplicativo a ser aplicado no número de eventos contados nos dados é $1 - f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$, para obter o número correto de eventos. Isso remove os eventos de baixa massa. A incerteza do resultado causada pela dependência nos diferentes modelos de Monte Carlo na fração $f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$ é pequena, já que essa fração $f_{\xi < 5 \times 10^{-6}} \ll 1$, sendo então levada em consideração apenas nas incertezas sistemáticas como será descrito nas próximas seções.

Usamos os valores das tabelas 7.5, 7.7, 7.8, 7.10 e 7.11 para calcular a seção de choque inelástica através da equação:

$$\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) = \frac{N_{\text{Inelástica}}(1 - f_{\xi < 5 \times 10^{-6}})F_{\text{Pile up}}}{\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}} \mathcal{L}_{\text{Integrada}}} \quad (163)$$

com $\mathcal{L} = 2,274 \mu b^{-1}$.

Os resultados para $\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ podem ser vistos na tabela 7.12.

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	57,5 $\pm$ 1,2 mb	57,5 $\pm$ 1,2 mb	57,4 $\pm$ 1,2 mb
Braço único 5 GeV	57,6 $\pm$ 0,8 mb	57,6 $\pm$ 0,7 mb	57,5 $\pm$ 0,7 mb
Braço duplo 4 GeV	60,0 $\pm$ 0,4 mb	60,0 $\pm$ 0,4 mb	54,7 $\pm$ 0,4 mb
Braço duplo 5 GeV	57,3 $\pm$ 0,2 mb	57,3 $\pm$ 0,2 mb	52,2 $\pm$ 0,2 mb

Tabela 7.12: Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$.

O resultado final para a seção de choque inelástica na região $\xi > 5 \times 10^{-6}$ foi obtida fazendo a média dos valores do braço único com 5 GeV, os valores para o braço único

com 4 GeV são usados para estimar a incerteza sistemática devido ao limiar de energia usado. Os valores do método do braço duplo possuem uma menor eficiência para eventos de difração simples, por isso não são usados no resultado final.

Usando a média dos valores para o método braço único com 5 GeV temos que o resultado final para seção de choque inelástica em colisões de prótons para a região $\xi > 5 \times 10^{-6}$ é:

$$\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) = 57,5 \pm 0.8 (\text{estatístico}) \quad (164)$$

7.8 Incertezas sistemáticas

Nessa análise, existem cinco fontes de incertezas sistemáticas. Os diferentes modelos de Monte Carlo, a fração de eventos abaixo do corte em ξ , o limiar de energia do HF usado, o fator de correção na contagem dos eventos e a luminosidade.

O erro proveniente da diferença entre as eficiências dos três modelos de Monte Carlo foi calculado usando a seguinte equação:

$$\sigma_{\text{sist}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}}^i - \bar{\epsilon}_{\xi > 5 \times 10^{-6}})^2}{n-1}} \quad (165)$$

com $n = 3$ e $\bar{\epsilon}_{\xi > 5 \times 10^{-6}} = \sum_i \epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}} / n$. Isso introduz um erro de 0,28% na medida.

A incerteza sistemática para os diferentes valores da fração de eventos abaixo do corte em ξ para os diferentes modelos foi calculada pela mesma equação 165, substituindo ϵ por $f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$. O erro introduzido pelo fator $(1 - f_{\xi < 5 \times 10^{-6}})$ no resultado final é de 0,29%.

Usando dois valores diferentes para o limiar de energia na contagem de eventos introduz uma incerteza sistemática no resultado final. A diferença percentual entre os resultados entre o braço único 4 GeV e o braço único 5 GeV é de 0,12%, assim uma incerteza de 0,12% foi incluída no resultado final.

Analizamos também a incerteza sistemática no fator de correção do *pile-up* ($F_{\text{pile up}}$). Variando o valor inicial do método de iteração não muda o fator de correção de *pile-up* se fizermos o segundo passo da iteração ($\mathcal{O}(\lambda^2)$), assim a iteração converge rapidamente para o mesmo valor. A incerteza da iteração pode ser calculada como a diferença entre o fator de correção de *pile-up* usando o primeiro ($\mathcal{O}(\lambda)$) e o segundo passo ($\mathcal{O}(\lambda^2)$) da iteração. Variando em 10% o valor inicial para o *pile-up* a diferença relativa entre os passos é de $\mathcal{O}(10^{-4})$. Então a incerteza no resultado final, proveniente do fator de correção do *pile-up*, é desprezível.

A tabela 7.13 mostra os valores de incertezas sistemáticas no resultado da seção de choque inelástica para $\xi > 5 \times 10^{-6}$:

Incerteza sistemática	Na região $\xi > 5 \times 10^{-6}$
Eficiência de seleção	0,28%
Fração $\xi < 5 \times 10^{-6}$	0,29%
Limiar de energia do HF	0,12%
Total	0,42%

Tabela 7.13: Incertezas sistemáticas no resultado final

A determinação da luminosidade integrada e sua incerteza é crucial para essa análise. A qualidade da medida da luminosidade é a fonte dominante de incerteza sistemática na medida da seção de choque inelástica. Durante o ano de 2011 a luminosidade integrada foi medida com uma precisão de 4,5%, detalhes de como a luminosidade foi medida assim como as fontes de incerteza sistemática da mesma podem ser encontrados em [57].

7.9 Resultados

Usando uma incerteza de 4,5% na luminosidade, medimos que a seção de choque inelástica em colisões de prótons com $\sqrt{s} = 8$ TeV, em uma região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$, é:

$$\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) = 57,5 \pm 0,8 (\text{estatístico}) \pm 0,2 (\text{sistemático}) \pm 2,6 (\text{luminosidade}) \text{ mb} \quad (166)$$

A figura 7.8 mostra os resultados para a $\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ obtidos pelo CMS ([45]) e ATLAS ([46]) com energia de centro de massa de 7 TeV assim como o resultado obtido por esta análise.

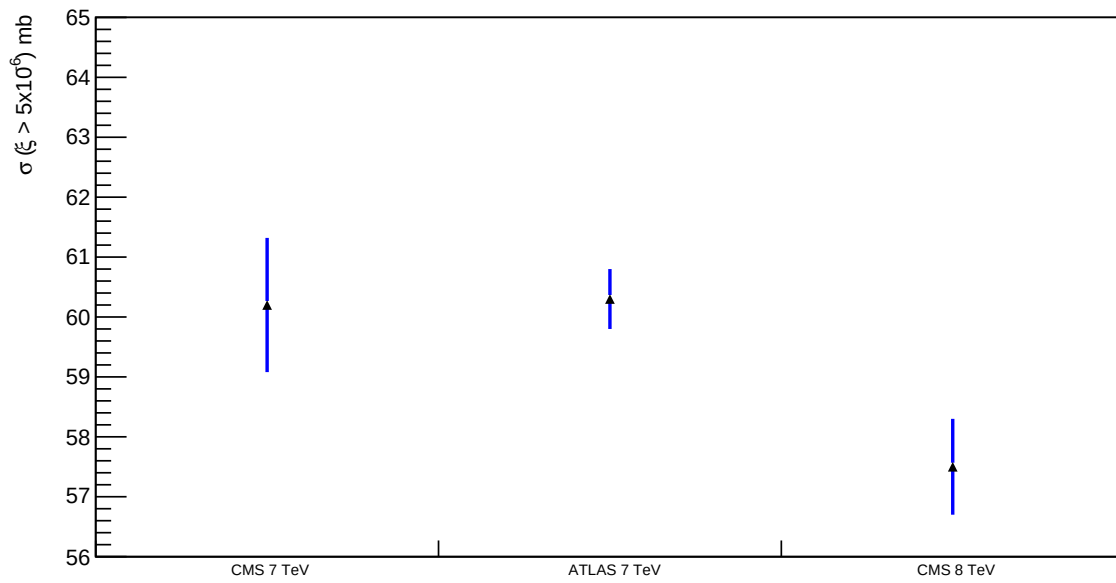


Figura 7.8: Comparação entre os resultados de diferentes experimentos e energia de centro de massa.

7.10 Comparação entre eventos reconstruídos e eventos gerados

Os eventos simulados estão disponíveis tanto em nível de partícula como em nível de reconstrução do detector.

A eficiência de detecção pode ser definida em ambos os níveis, sendo o número de eventos inelásticos detectados com $\xi > 5 \times 10^{-6}$ divididos pelo número de eventos

gerados com $\xi > 5 \times 10^{-6}$. A diferença entre os níveis está na definição do evento detectado. A nível de reconstrução, um evento é declarado como detectado se existe um ponto de impacto nos calorímetros HF com energia maior que 4 ou 5 GeV. Em nível de geração, um evento é declarado como detectado se existe uma partícula estável na região coberta pelo HF, $2,9 < |\eta| < 5,2$ e com energia acima de 4 ou 5 GeV.

A tabela 7.14 mostra as eficiências calculadas com as duas definições diferentes a partir dos dois modelos de Monte Carlo usados. A diferença entre os dois métodos é pequena. Isso nos permite usar as eficiências a nível de gerador para extrapolar a seção de choque inelástica restrita ($\xi > 5 \times 10^{-6}$) para seção de choque inelástica total. Outra vantagem é a possibilidade de incluir outros modelos de geradores de eventos no processo de extrapolação. Isso evita tanto os demorados processos de reconstrução dos eventos como a ocupação de espaço com grandes arquivos de eventos reconstruídos.

Braço único		4 GeV		5 GeV	
Gerador		ϵ_{Reco}	ϵ_{Gen}	ϵ_{Reco}	ϵ_{Gen}
PYTHIA 6		0,992	0,996	0,991	0,995
PYTHIA 8		0,998	0,999	0,993	0,997
QGSJET-II		0,995	0,998	0,992	0,997
Braço duplo		4 GeV		5 GeV	
Gerador		ϵ_{Reco}	ϵ_{Gen}	ϵ_{Reco}	ϵ_{Gen}
PYTHIA 6		0,853	0,855	0,842	0,846
PYTHIA 8		0,840	0,854	0,844	0,848
QGSJET-II		0,931	0,937	0,927	0,932

Tabela 7.14: Comparação das eficiências definidas em nível de gerador e em nível de reconstrução do detector

7.11 Extrapolação para seção de choque inelástica total

A medida da seção de choque inelástica com $\xi > 5 \times 10^{-6}$ foi um passo importante e fornece uma medida que pode ser comparada com as medidas realizadas pelo ATLAS ([46]), CMS([45]) e ALICE([54]) com energia de centro de massa de 7 TeV. Porém, a seção de choque inelástica total ($\sigma_{\text{inelástica}}$) é a quantidade física que desejamos medir.

Para isso, mais uma vez modelos de Monte Carlo foram usados para extrapolar a seção de choque na região invisível onde o detector CMS é incapaz de medir.

Modelos adicionais foram usados para extrapolar a seção de choque restrita em ξ para a seção de choque inelástica total. Na extrapolação usamos os modelos em nível de geração.

Cinco modelos de Monte Carlo foram usados: PYTHIA 6 ([48]), PYTHIA 8([36, 37]), EPOS([51]), SYBILL([50]) e QGSJET-II([52, 53]). Cada modelo trata de uma maneira diferente a interação parton-parton dura e os eventos difrativos.

A figura 7.9 mostra a distribuição da variável ξ para os cinco modelos.

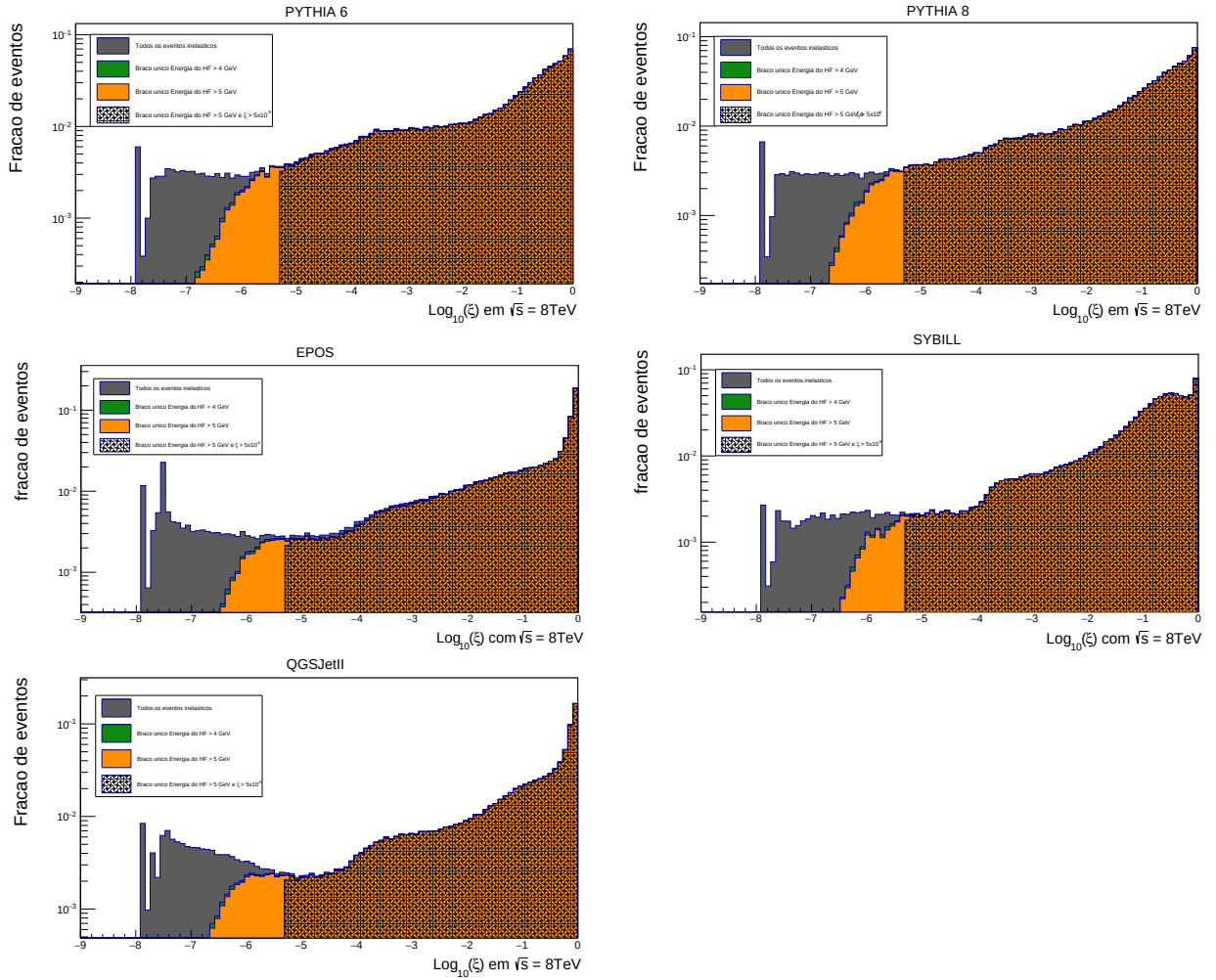


Figura 7.9: Distribuições da variável ξ dos eventos inelásticos para os cinco modelos de MC usados na extrapolação da seção de choque.

A tabela 7.15 mostra a eficiência total ($\epsilon_{\text{inelástica}}$), analisando os eventos gerados, para os cinco modelos de MC.

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	EPOS	SYBILL	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	0,940	0.942	0.903	0.964	0.912
Braço único 5 GeV	0,938	0.941	0.900	0.963	0.910

Tabela 7.15: Eficiências para todos os eventos inelásticos.

A tabela 7.15 apresenta os valores da eficiência para $\xi > 5 \times 10^{-6}$ ($\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}}$) para os cinco modelos de MC.

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	EPOS	SYBILL	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	0,996	0,999	0,994	0,999	0,997
Braço único 5 GeV	0,995	0,999	0,992	0,999	0,997

Tabela 7.16: Eficiências para todos os eventos inelásticos com $\xi > 5 \times 10^{-6}$.

O fator de extrapolação é calculado usando a seguinte equação:

$$E_F = \frac{\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}}}{(1 - f_{\xi < 5 \times 10^{-6}})\epsilon_{\text{inelástica}}} \quad (167)$$

onde $\epsilon_{\text{inelástica}}$ é a eficiência de detecção dos eventos inelásticos, $\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}}$ é a eficiência de detectar eventos com $\xi > 5 \times 10^{-6}$ e $f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$ é a fração de eventos selecionados com $\xi < 5 \times 10^{-6}$. Calculamos o fator de extrapolação para cada um dos cinco modelos de MC. A tabela 7.17 mostra os fatores usados para calcular o fator de extrapolação para todos os modelos de MC para o método braço único 5 GeV.

Método	$\epsilon_{\xi > 5 \times 10^{-6}}$	$f_{\xi < 5 \times 10^{-6}}$	$\epsilon_{\text{inelástica}}$	E_F
PYTHIA 6	0,995	0,0327	0,937	1,097
PYTHIA 8	0,999	0,0293	0,941	1,093
EPOS	0,992	0,0320	0,900	1,138
SYBILL	0,999	0,0209	0,963	1,060
QGSJET-II	0,997	0,0325	0,910	1,132
Média	0,996	0,0294	0,930	1,104

Tabela 7.17: Valores usados e o fator de extrapolação para os cinco modelos de MC para o método braço único 5 GeV.

A média dos valores para o fator de extrapolação é $1,1040 \pm 0,0001$. Para extrapolar a seção de choque inelástica restrita em ξ para a seção de choque inelástica total usamos a seguinte fórmula:

$$\sigma_{\text{inelástica}}(\text{total}) = \sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) \times \langle E_F \rangle \quad (168)$$

Na figura 7.10 podemos ver os resultados da extrapolação da seção de choque com $\xi > 5 \times 10^{-6}$ para a seção de choque inelástica total. Os bins do histograma abaixo apresentam os resultados usando o fator de extrapolação de cada modelo de Monte carlo, assim como o resultado usando a média dos valores do fator de extrapolação:

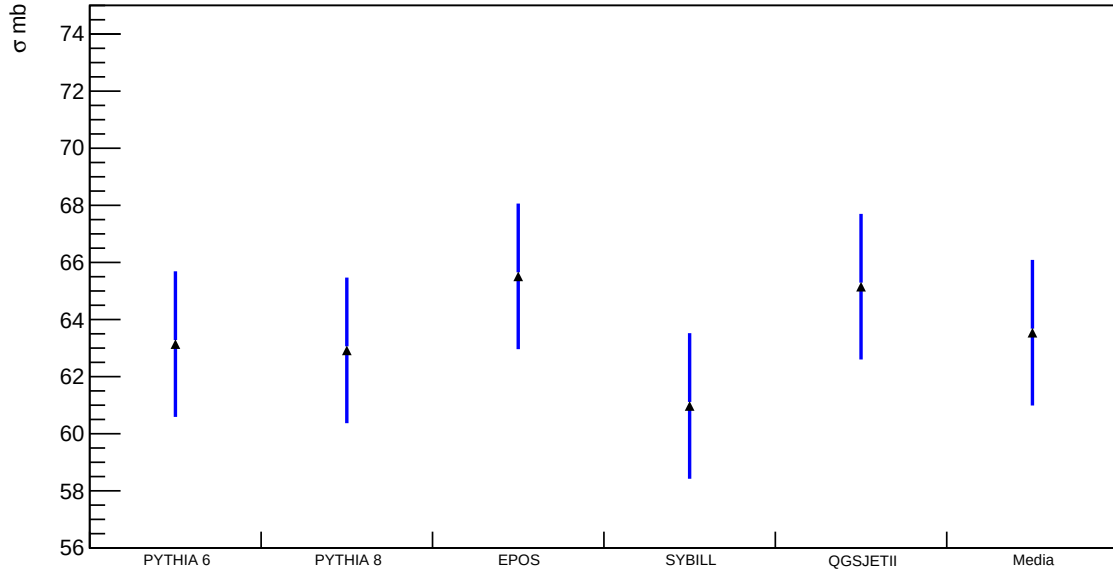


Figura 7.10: Extrapolação para a seção de choque inelástica para cada um dos modelos de MC e o resultado usando a média dos valores.

A incerteza sistemática no fator de extrapolação é calculada usando a seguinte equação:

$$\sigma_{\text{sist}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (E_F^i - \langle E_F \rangle)^2}{n-1}} \quad (169)$$

O fator de extrapolação contém um erro sistemático de 3,2% no resultado final. O resultado final da seção de choque inelástica total para colisões de prótons com $\sqrt{s} = 8$ TeV é:

$$\sigma_{\text{inelástica}}(\text{Total}) = 63,5 \pm 0,8(\text{estat.}) \pm 0,2(\text{sist.}) \pm 2,9(\text{lumi.}) \pm 2,0(\text{extr.}) \text{ mb}$$

7.12 Comparação dos resultados com outras medidas

Os resultados finais para a seção de choque inelástica em colisões de prótons com $\sqrt{s} = 8$ TeV junto com os resultados obtidos em outras medidas com $\sqrt{s} = 7$ TeV podem ser vistos na tabela 7.18. Os erros estatísticos, sistemáticos e da luminosidade são incorporados no erro experimental na última coluna da tabela 7.18.

Os resultados obtidos para $\sqrt{s} = 7$ TeV foram realizados pelo CMS ([45]), ATLAS ([46]), ALICE ([54]) e TOTEM ([55]).

	$\sigma_{\text{inel}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) \text{ mb}$	$\sigma_{\text{inel}}(\text{total}) \text{ mb}$
CMS 7 TeV	$60,2 \pm 0,2(\text{estat.}) \pm 1,1(\text{sist.})$	$64,5 \pm 3,0(\text{exp.}) \pm 1,5(\text{extr.})$
ATLAS 7 TeV	$60,3 \pm 0,05(\text{estat.}) \pm 0,5(\text{sist.})$	$69,4 \pm 2,4(\text{exp.}) \pm 6,9(\text{extr.})$
LHCb 7 TeV		$66,9 \pm 2,9(\text{exp.}) \pm 4,4(\text{extr.})$
ALICE 7 TeV		$72,7 \pm 5,2$
TOTEM 7 TeV		$73,5^{+2,4}_{-1,9}$
CMS 8 TeV	$57,5 \pm 0,8(\text{estat.}) \pm 0,2(\text{sist.}) \pm 2,9(\text{lumi.})$	$63,5 \pm 2,6(\text{exp.}) \pm 2,0(\text{extr.})$

Tabela 7.18: Comparação entre resultados para a seção de choque inelástica em colisões pp obtidos em diferentes análises.

O resultado final da seção de choque inelástica em colisões pp com energia de centro de massa de 8 TeV pode ser visto na figura 7.11 junto com os valores obtidos pelo ATLAS, ALICE, CMS e TOTEM com energia de centro de massa de 7 TeV.

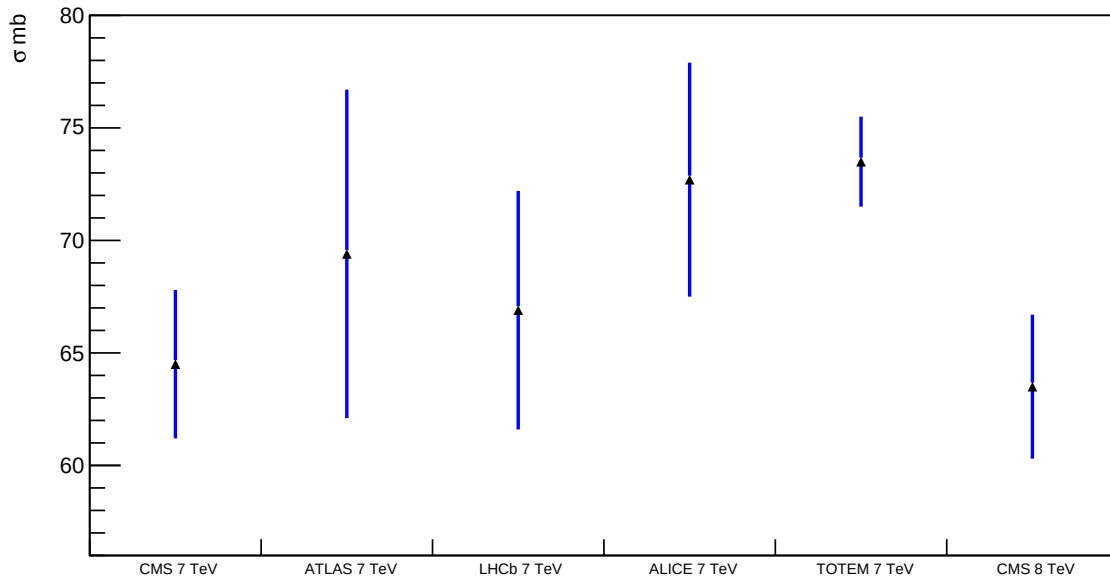


Figura 7.11: Comparação entre medida da seção de choque inelástica realizada por diferentes experimentos com $\sqrt{s} = 7$ TeV e a medida da seção de choque inelástica usando os pontos de impacto do HF com $\sqrt{s} = 8$ TeV.

O resultado obtido para a seção de choque inelástica pela análise com $\sqrt{s} = 8$ TeV possui um valor compatível com os valores obtidos pelos diferentes experimentos com $\sqrt{s} = 7$ TeV. Fizemos algumas investigações para tentar entender esse valor da seção de choque inelástica, já que esperavamos um aumento da seção de choque inelástica com o aumento da energia de centro de massa e 7 TeV para 8 TeV.

7.13 Medida da seção de choque inelástica dividindo o período por seção de luminosidade

Cada período de aquisição de dados é composto por varias seções de luminosidade, onde seção de luminosidade representa a menor unidade de tempo de aquisição de dados. Durante cada seção de luminosidade, cerca de 23,3 s, a luminosidade instantânea é mantida constante.

Dividimos o período 207328 em 13 partes iguais de seções de luminosidade. O

período 207328 tem um total de 156 seções de luminosidade, assim sendo cada parte é composta por 12 seções de luminosidade.

Vamos verificar como se comportam algumas variáveis, usadas na medida da seção de choque inelástica, em função da seção de luminosidade.

O ruído dos calorímetros HF (equação 143), para cada uma das partes de seção de luminosidade para os diferentes métodos e limiares de energia, pode ser visto na figura 7.12:

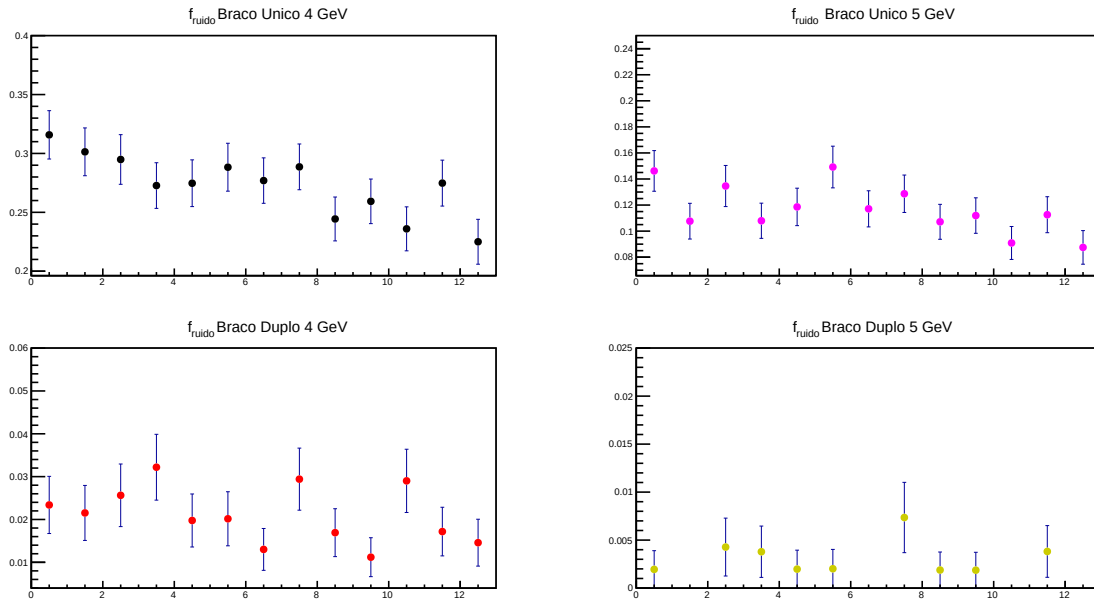


Figure 7.12: Fração de ruído para cada uma das partes de seção de luminosidade.

As figuras 7.13, 7.14 e 7.15 mostram o número médio de interações λ (equação 155) medido usando as eficiências do PYTHIA 6, PYTHIA 8 e QGSJET-II respectivamente:

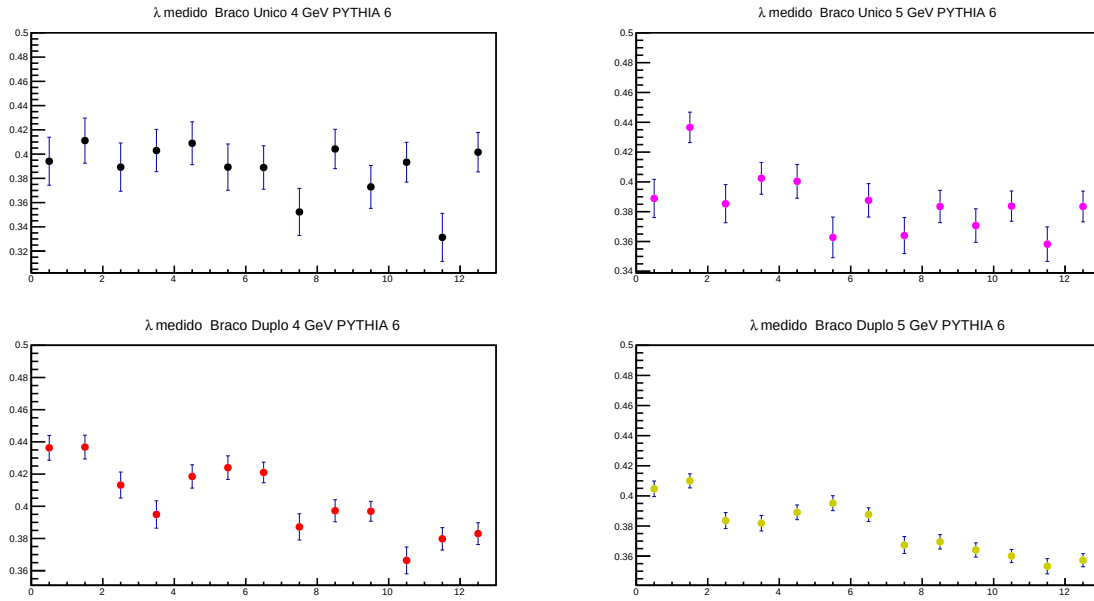


Figure 7.13: Número médio de interações λ medido usando o PYTHIA 6.

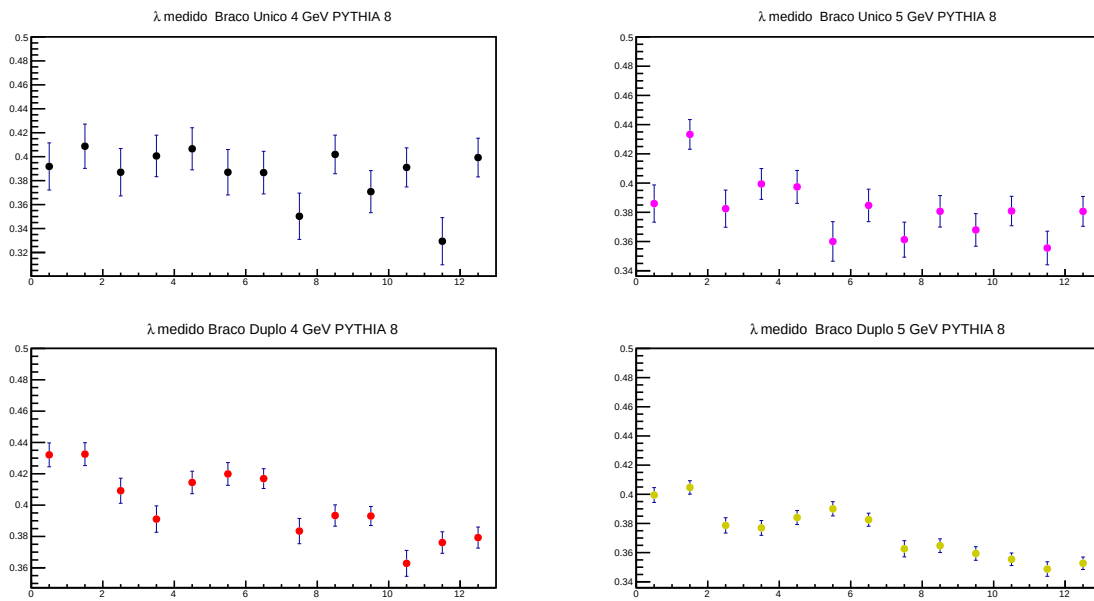


Figure 7.14: Número médio de interações λ medido usando o PYTHIA 8.

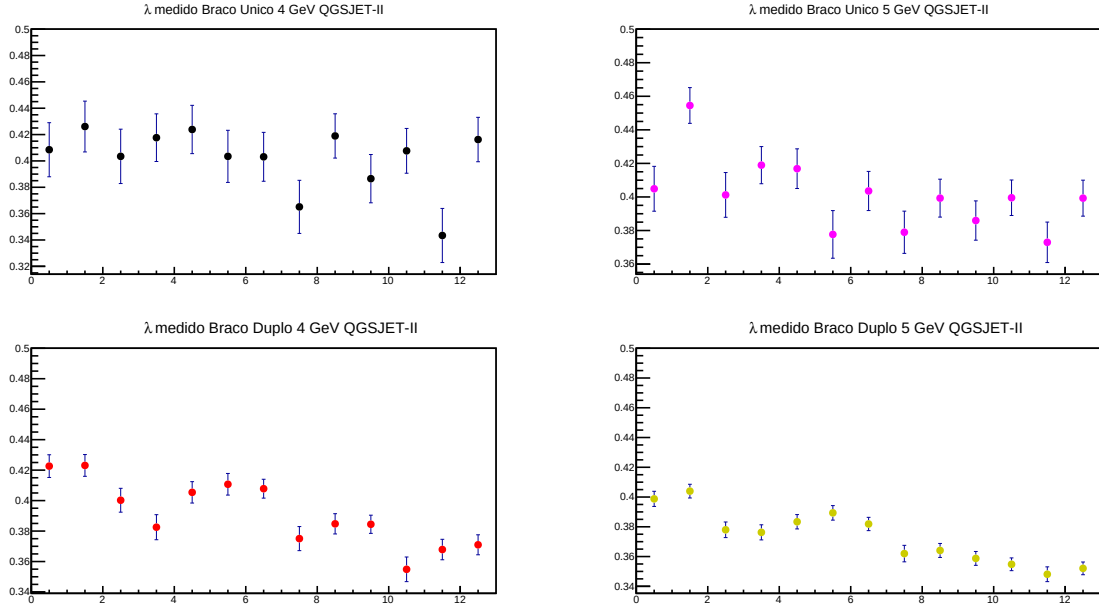


Figure 7.15: Número médio de interações λ medido usando o QGSJET-II.

Podemos ver que para os métodos com menos ruído a distribuição de λ se comporta como a distribuição da luminosidade instantânea (figura 7.1), como é esperado já que a luminosidade é proporcional ao número médio de colisões.

As figuras 7.16, 7.17 e 7.18 mostram o fator $F_{\text{Pile up}}$ (equação 154) que corrige o número de colisões, as eficiências do PYTHIA 6, PYTHIA 8 e QGSJET-II respectivamente:

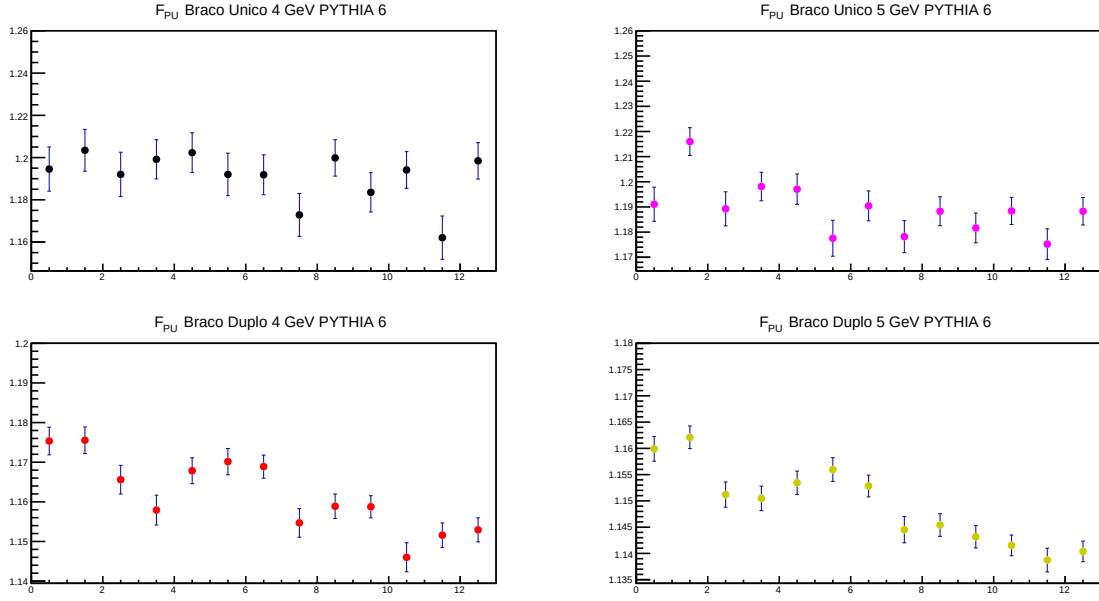


Figure 7.16: Fator de correção $F_{Pile\ up}$ para o *pile up* usando as eficiências do PYTHIA 6.

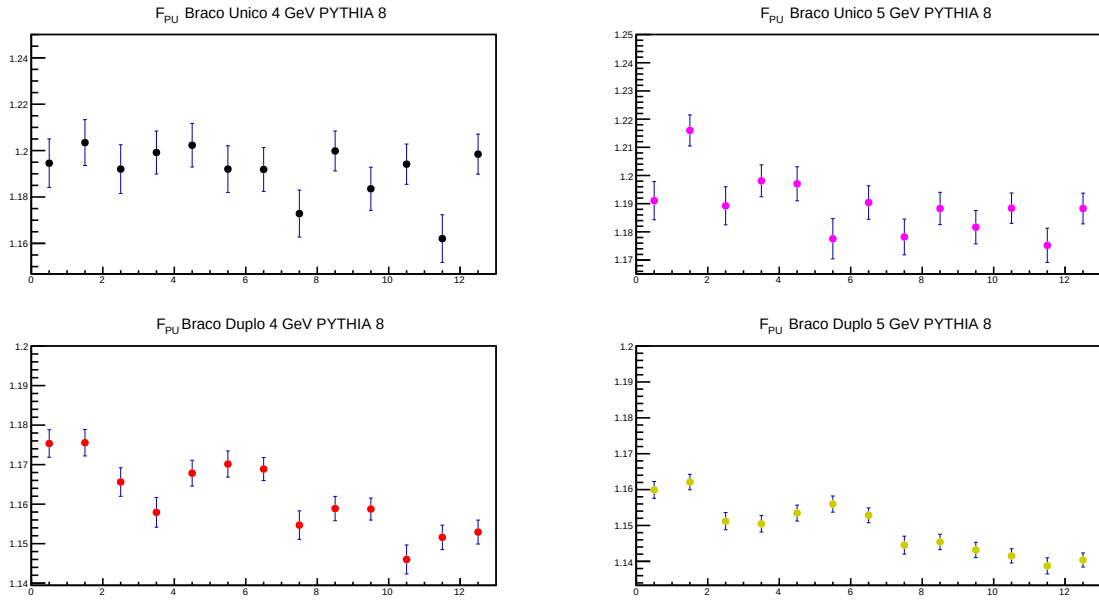


Figure 7.17: Fator de correção $F_{Pile\ up}$ para o *pile up* usando as eficiências do PYTHIA 8.

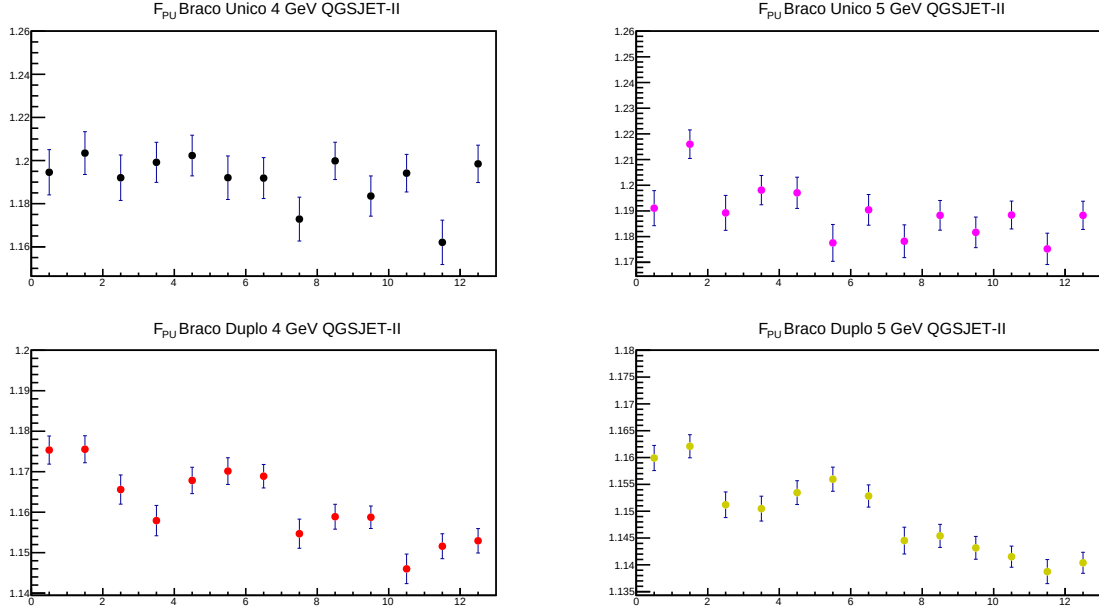


Figure 7.18: Fator de correção $F_{\text{pile up}}$ para o *pile up* usando as eficiências QGSJET-II.

As figuras 7.19, 7.20 e 7.21 mostram os valores da $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para as 12 diferentes partes usando as eficiências do PYTHIA 6, PYTHIA 8 e QGSJET-II respectivamente:

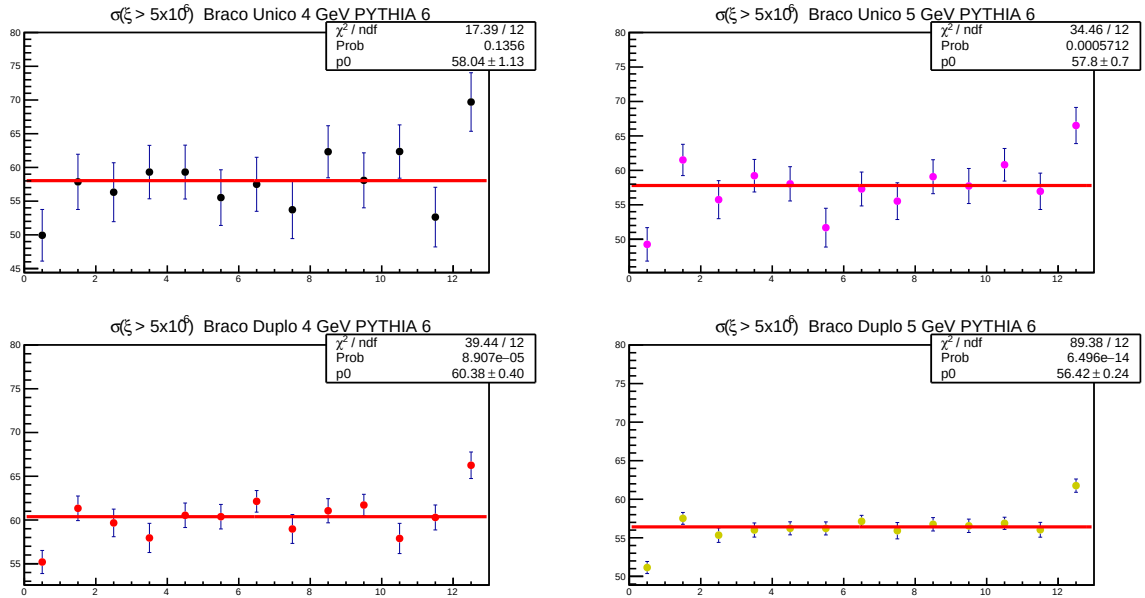


Figure 7.19: $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 6.

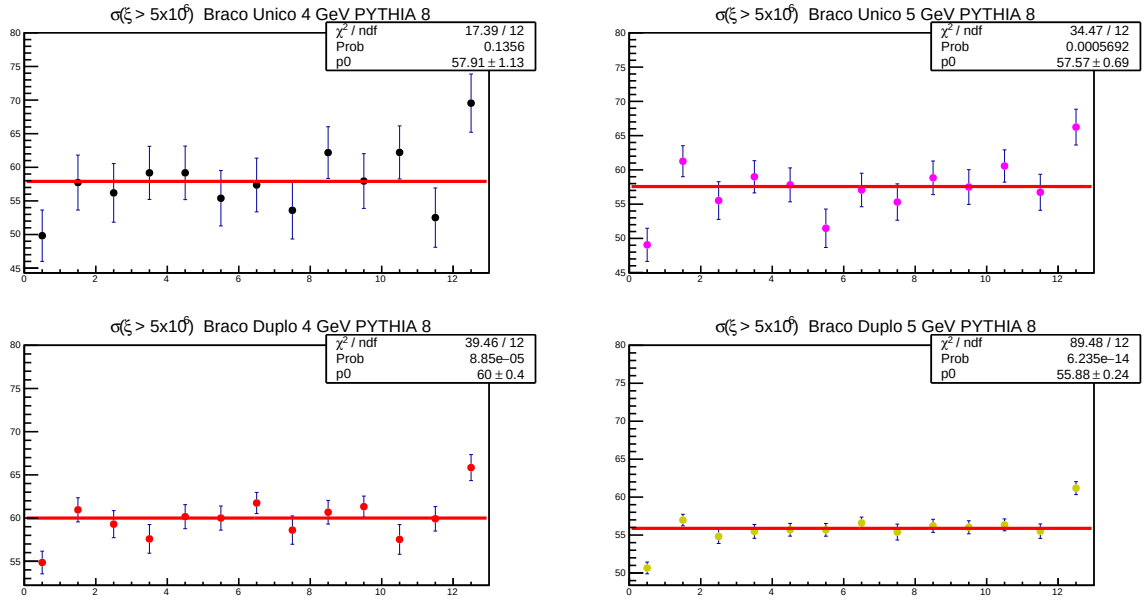


Figure 7.20: $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 8.

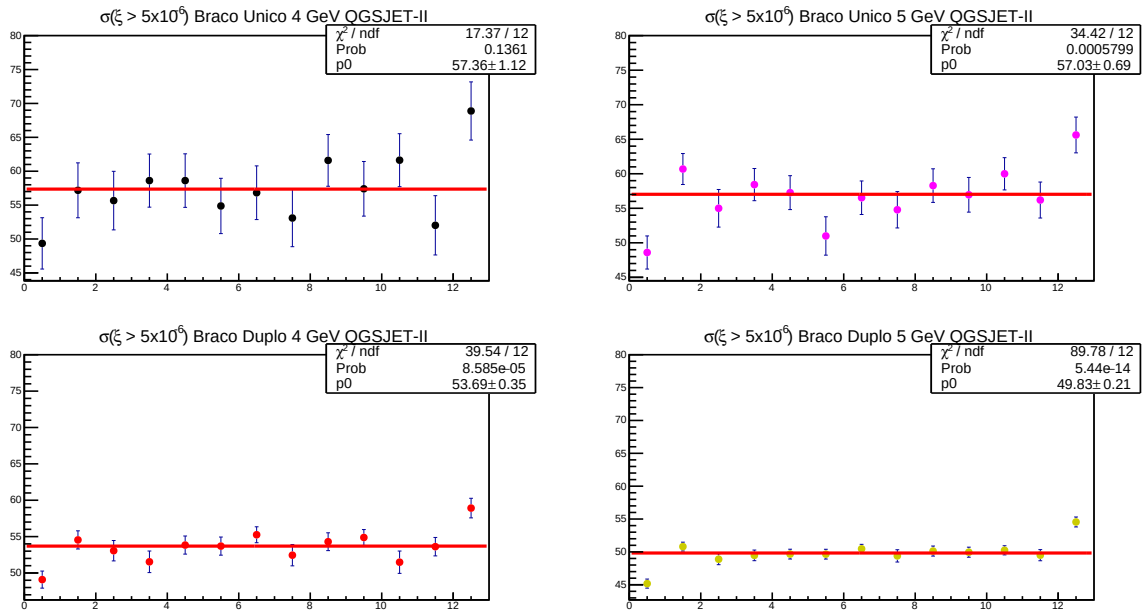


Figure 7.21: $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do QGSJET-II.

Os valores obtidos $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ a partir do ajuste linear dos pontos das figuras 7.19, 7.20 e 7.21 podem ser vistos na tabela 7.19:

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	58,04±1,13 mb	57,91±1,13 mb	57,36±1,12 mb
Braço único 5 GeV	57,80±0,70 mb	57,57±0,69 mb	57,03±0,69 mb
Braço duplo 4 GeV	60,38±0,40 mb	60,0±0,4 mb	53,69±0,35 mb
Braço duplo 5 GeV	56,42±0,24 mb	55,88±0,2 mb	49,83±0,21 mb

Tabela 7.19: Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ obtidos a partir do ajuste linear dos pontos.

A diferença percentual entre os valores da tabela 7.19 e os valores da tabela 7.12 não ultrapassa 2%.

Podemos notar que nas figuras 7.19, 7.20 e 7.21 o primeiro e o último ponto são os mais discrepantes em todos os métodos e limiares de energia usados, então vamos eliminar esses dois pontos.

As figuras 7.22, 7.23 e 7.24 mostram os resultados da $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ removendo o primeiro e o último ponto das figuras 7.19, 7.20 e 7.21:

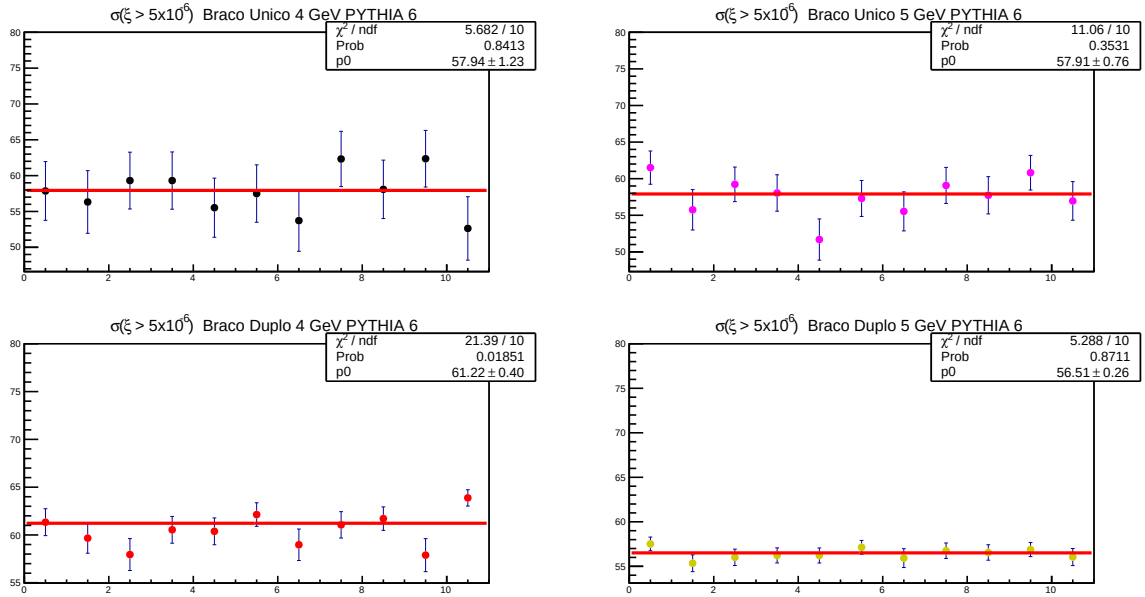


Figure 7.22: $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 6, sem o primeiro e o último ponto.

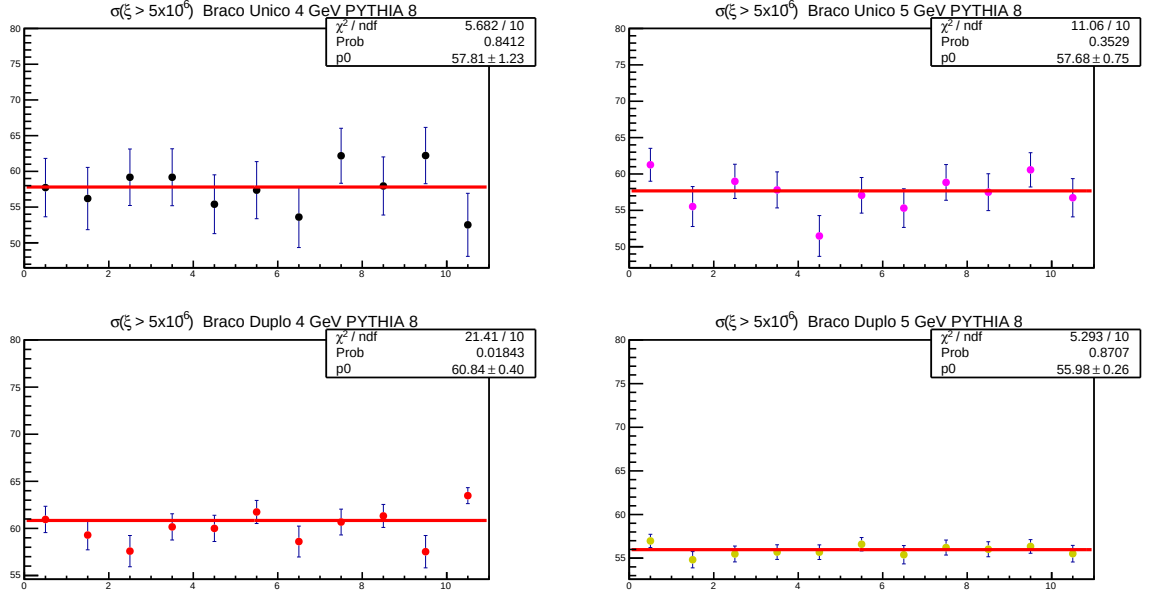


Figure 7.23: $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 8, sem o primeiro e o último ponto.

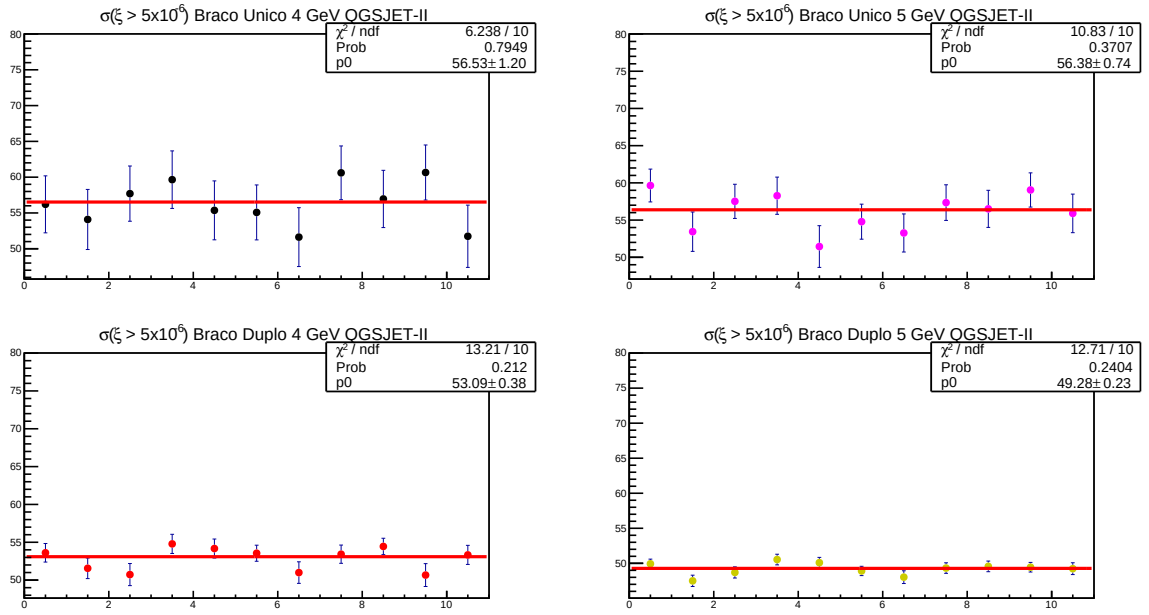


Figure 7.24: $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para cada um dos pedaços de seção de luminosidade usando as eficiências do PYTHIA 8, sem o primeiro e o último ponto.

Na tabela 7.20 podemos ver os valores obtidos da $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ a partir do ajuste linear dos pontos das figuras 7.19 e 7.20 podem ser vistos na tabela 7.19:

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	57,94±1,23 mb	57,81±1,23 mb	56,53±1,20 mb
Braço único 5 GeV	57,91±0,76 mb	57,68±0,75 mb	56,38±0,74 mb
Braço duplo 4 GeV	61,22±0,40 mb	60,84±0,4 mb	53,09±0,38 mb
Braço duplo 5 GeV	56,51±0,26 mb	55,98±0,2 mb	49,28±0,23 mb

Tabela 7.20: Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$.

A diferença percentual entre os valores da tabela 7.20 e os valores da tabela 7.12 não ultrapassa 2,3%, iremos incluir isso como incerteza sistemática no resultado final.

Outra medida da seção de choque inelástica foi baseada na divisão do período 207328 em três partes de seções de luminosidade como podemos ver na figura 7.25:

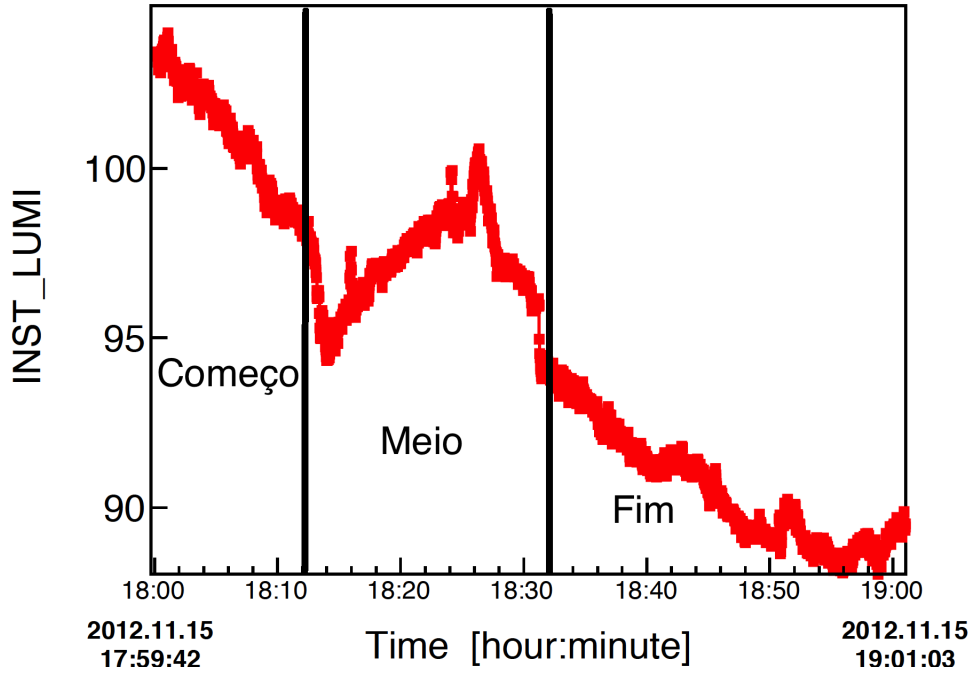


Figure 7.25: Fração de ruído para cada um dos pedaços de seção de luminosidade.

As tabelas 7.21, 7.22 e 7.23 mostram os resultados da $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ para a região do começo, meio e fim respectivamente:

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	55,81±2,39 mb	55,84±2,39 mb	55,73±2,39 mb
Braço único 5 GeV	56,48±1,46 mb	56,45±1,46 mb	56,37±1,46 mb
Braço duplo 4 GeV	60,33±0,90 mb	60,42±0,90 mb	55,01±0,82 mb
Braço duplo 5 GeV	57,20±0,51 mb	57,13±0,51 mb	52,02±0,46 mb

Tabela 7.21: Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ para o começo do período 207328.

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	55,74±2,08 mb	55,78±2,08 mb	55,66±2,08 mb
Braço único 5 GeV	55,51±1,30 mb	54,48±1,30 mb	54,40±1,30 mb
Braço duplo 4 GeV	57,32±0,81 mb	57,40±0,82 mb	52,35±0,74 mb
Braço duplo 5 GeV	55,09±0,44 mb	55,02±0,44 mb	50,09±0,40 mb

Tabela 7.22: Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ para o meio do período 207328.

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8	QGSJET-II
Braço único 4 GeV	54,05±1,89 mb	54,08±1,89 mb	53,87±1,89 mb
Braço único 5 GeV	57,01±1,15 mb	56,99±1,14 mb	56,91±1,15 mb
Braço duplo 4 GeV	60,23±0,72 mb	60,32±0,72 mb	55,01±0,65 mb
Braço duplo 5 GeV	58,35±0,41 mb	58,28±0,41 mb	53,06±0,37 mb

Tabela 7.23: Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ para o fim do período 207328.

Neste estudo os valores da seção de choque inelástica se mostram compatíveis com o que foi obtido na análise para período todo.

7.14 Medida da seção de choque inelástica usando as torres do HF

Além da medida da seção de choque inelástica usando os pontos de impacto reconstruídos pelo HF para selecionar os eventos, fizemos uma medida da seção de choque

inelástica usando as torres do HF. Como foi dito na subseção 4.2.5 as torres do HF são formadas no plano $\eta \times \phi$, sendo identificadas por outras duas variáveis chamadas ieta e iphi. A variável ieta vai de 29 a 41 onde cada valor representa um intervalo em η . A variável iphi vai de 1 a 71 de dois em dois (1, 3, ...71), onde 34 desses valores possuem um intervalo de 10° em ϕ e 2 valores 20° cobrindo os 360° . A tabela 7.24 mostra o tamanho de cada torre em η e ϕ e o intervalo de cada torre ieta em η :

ieta	$\eta_{\min}$	$\eta_{\max}$	tamanho em η	tamanho em ϕ
29	2,583	2,964	0,11	10°
30	2,964	3,139	0,175	10°
31	3,139	3,314	0,175	10°
32	3,314	3,489	0,175	10°
33	3,489	3,664	0,175	10°
34	3,664	3,839	0,175	10°
35	3,839	4,013	0,174	10°
36	4,013	4,191	0,178	10°
37	4,191	4,363	0,172	10°
38	4,363	4,538	0,175	10°
39	4,538	4,716	0,178	10°
40	4,716	4,889	0,173	20°
41	4,889	5,191	0,302	20°

Tabela 7.24: Especificações das torres do HF.

O sinal proveniente das torres do HF é a combinação das fibras curtas e longas que possuem o mesmo ieta e iphi.

A estratégia para medir a seção de choque usando as torres do HF é a mesma apresentada anteriormente, quando tanto a seleção de eventos como a fração do ruído do HF foram estimados usando os pontos de impactos reconstruídos pelo HF. As figuras 7.26 e 7.27 mostram as distribuições de energia e η para as torres do HF. Para a análise da seção de choque inelástica usando as torres do HF removemos o modelo de Monte Carlo QGSJET-II devido a problemas nas distribuições de energia e η .

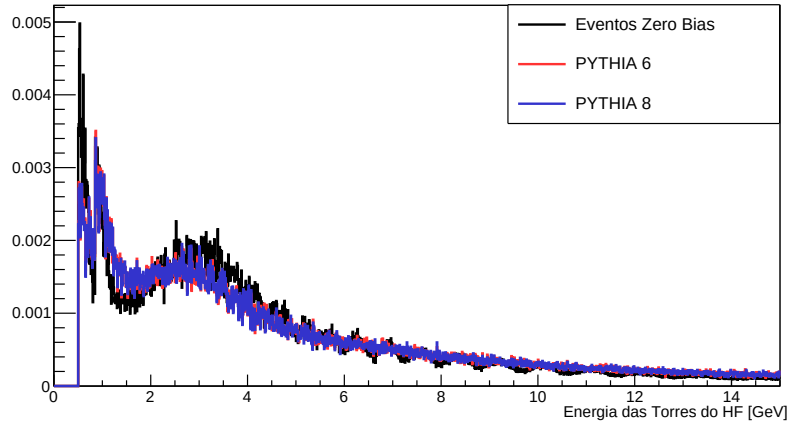


Figura 7.26: Comparação da distribuição de energia das torres do HF entre os dados e os modelos de Monte Carlo.

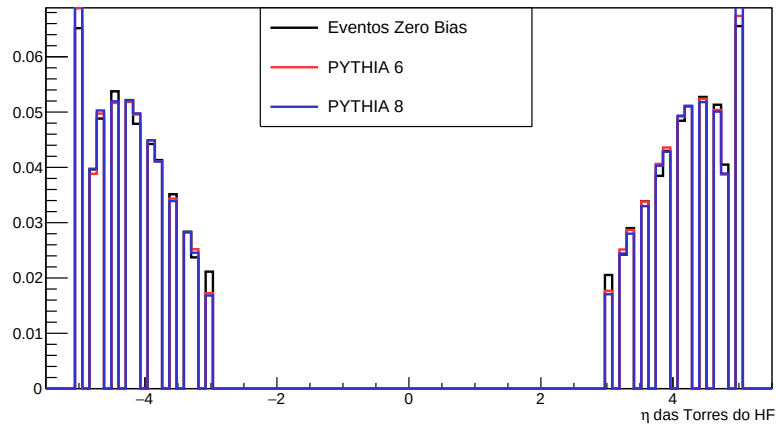


Figura 7.27: Comparação da distribuição do η das torres do HF entre os dados e os modelos de Monte Carlo.

O método de braço único seleciona eventos que tenham pelo menos uma torre em qualquer um dos HF (HF+ ou HF-) com energia acima de 4 GeV e 5 GeV, o método de braço duplo seleciona eventos que tenham um torre nos dois HF (HF+ e HF-) com energia acima de 4 GeV e 5 GeV. A tabela 7.25 mostra os valores da seção de choque inelástica com $\xi > 5 \times 10^{-5}$ usando as torres do HF:

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8
Braço único 4 GeV	58,4±1,2 mb	58,4±1,2 mb
Braço único 5 GeV	58,3±0,7 mb	58,3±0,7 mb
Braço duplo 4 GeV	60,4±0,4 mb	60,5±0,4 mb
Braço duplo 5 GeV	58,3±0,3 mb	58,2±0,3 mb

Tabela 7.25: Valores para a seção de choque inelástica na região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$ para o fim do período 207328 usando as torres do HF para selecionar os eventos.

Na tabela 7.26 temos a diferença percentual entre valores que foram obtidos para a seção de choque inelástica com $\xi > 5 \times 10^{-6}$ usando as torres do HF e os pontos de impacto do HF.

Método	PYTHIA 6	PYTHIA 8
Braço único 4 GeV	1,5%	1,5%
Braço único 5 GeV	1,4%	1,4%
Braço duplo 4 GeV	0,6%	0,8%
Braço duplo 5 GeV	1,7%	1,5%

Tabela 7.26: Diferença percentual entre os valores obtidos para $\sigma_{\text{inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6})$ usando as torres do HF e os pontos de impacto do HF.

Usando a média dos valores para o método braço único com 5 GeV temos que o resultado final para seção de choque inelástica em colisões de prótons para a região $\xi > 5 \times 10^{-6}$ é:

$$\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) = 58,3 \pm 0,5 (\text{estatístico}) \quad (170)$$

Usando as torres do HF para fazer a medida, as incertezas sistemáticas no resultado da seção de choque inelástica para $\xi > 5 \times 10^{-6}$ podem ser vistas na tabela 7.24:

Incerteza sistemática	Na região $\xi > 5 \times 10^{-6}$
Eficiência de seleção	0,28%
Fração $\xi < 5 \times 10^{-6}$	0,24%
Limiar de energia do HF	0,17%
Total	0,40%

Tabela 7.27: Incertezas sistemáticas no resultado final

Usando uma incerteza de 4,5% na luminosidade, medimos a seção de choque inelástica em colisões de prótons com $\sqrt{s} = 8$ TeV, em uma região cinemática de $\xi > 5 \times 10^{-6}$, como:

$$\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) = 58,3 \pm 0,5 (\text{estatístico}) \pm 0,2 (\text{sistemático}) \pm 2,6 (\text{luminosidade}) \text{ mb} \quad (171)$$

Usando o valor médio do fator de extrapolação da subseção 7.11 temos que o resultado final da seção de choque inelástica total para colisões de prótons com $\sqrt{s} = 8$ TeV é:

$$\sigma_{\text{inelástica}}(\text{Total}) = 64,4 \pm 0,5 (\text{estat.}) \pm 0,2 (\text{sist.}) \pm 2,9 (\text{lumi.}) \pm 2,0 (\text{extr.}) \text{ mb}$$

Na figura 7.28 podemos comparar os valores da seção de choque inelástica medidos por diferentes experimentos com $\sqrt{s} = 7$ TeV com os valores medidos usando os calorímetros HF com $\sqrt{s} = 8$ TeV.

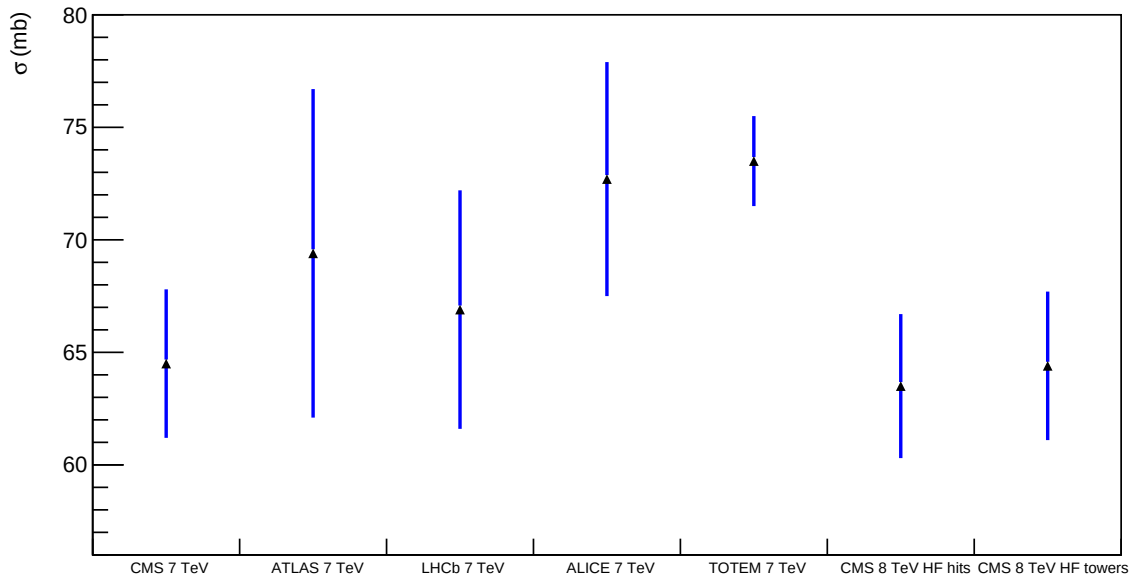


Figura 7.28: Comparação entre medida da seção de choque inelástica realizada por diferentes experimentos com $\sqrt{s} = 7$ TeV e a medida da seção de choque inelástica usando os pontos de impacto e a torres do HF com $\sqrt{s} = 8$ TeV

A figura 7.29 mostra a seção de choque inelástica em função de $\sqrt{s}$. Podemos comparar o valor de $\sigma_{\text{inelástico}}$ extrapolado com algumas previsões. Dentro do erro experimental o valor obtido concorda com a previsão de Achilli et al. ([60]) porém está um pouco abaixo das previsões de Schuler e Sjöstrand ([58]) e Block e Halzen([59]).

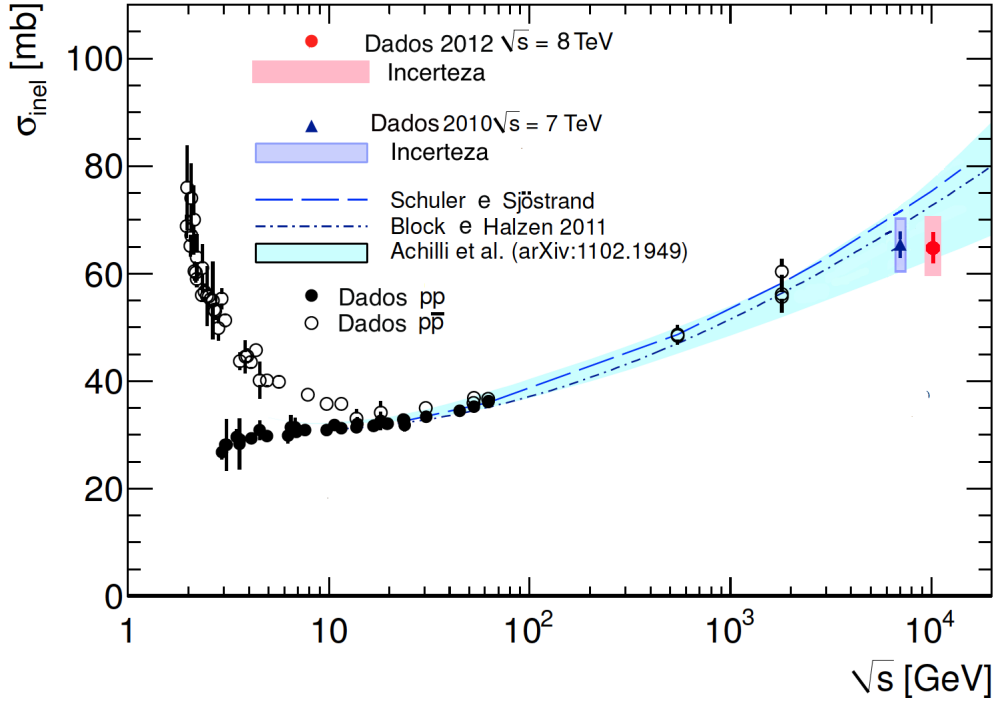


Figura 7.29: Seção de choque inelástica em função de $\sqrt{s}$. A medida do CMS usando os calorímetros HF com $\sqrt{s} = 8$ TeV é mostrada pelo círculo vermelho e comparada com as previsões de Schuler e Sjöstrand, Block e Halzen e Achilli.

Capítulo 8

Conclusões

Nesta tese de doutorado apresentamos com detalhes como foi feita a medida da seção de choque inelástica para colisões de prótons com uma energia de centro de massa de 8 TeV. Este estudo foi motivado pelo fato de que a cromodinâmica quântica é incapaz de descrever o comportamento da seção de choque inelástica, sendo que medidas experimentais são de extrema importância para o aperfeiçoamento de modelos fenomenológicos. O aumento da seção de choque inelástica em função da energia de centro de massa da colisão é previsto por alguns modelos e observado a partir de resultados experimentais. Desta forma, com o aumento da energia de colisão no LHC de $\sqrt{s} = 7$ TeV para $\sqrt{s} = 8$ TeV se faz necessária a realização de uma nova medida para ajudar a compreender o comportamento da seção de choque inelástica nessa escala de energia.

Usamos os dados coletados pelo CMS durante o ano de 2012. O período específico usado para fazer a medida corresponde a uma luminosidade de $2,274 \mu b^{-1}$ e possui um número médio de colisões por cruzamento de feixes de 0,43. Devido a sua alta eficiência, usamos os calorímetros hadrônicos frontais (HF) para selecionar os eventos inelásticos.

Primeiro medimos a seção de choque inelástica para eventos com $\xi > 5 \times 10^{-6}$, fizemos a medida usando tanto os pontos de impacto como as torres dos calorímetros

HF. Usando os pontos de impacto dos calorímetros HF para selecionar os eventos, a seção de choque inelástica com $\xi > 5 \times 10^{-6}$ foi medida com o seguinte valor:

$$\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) = 57,5 \pm 0,8 (\text{estatístico}) \pm 0,2 (\text{sistemático}) \pm 2,3 (\text{luminosidade}) \text{ mb} \quad (172)$$

Usando as torres do HF para selecionar os eventos, medimos a seção de choque inelástica com $\xi > 5 \times 10^{-6}$ com o seguinte valor:

$$\sigma_{\text{Inelástica}}(\xi > 5 \times 10^{-6}) = 58,3 \pm 0,5 (\text{estatístico}) \pm 0,2 (\text{sistemático}) \pm 2,3 (\text{luminosidade}) \text{ mb} \quad (173)$$

Esses valores medidos estão abaixo dos valores, porém dentro da margem do erro experimental, medidos tanto pelo ATLAS como pelo CMS com $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

Usando modelos Monte Carlo, extrapolamos esse valores medidos para obter a seção de choque inelástica total. Usando os pontos de impacto dos calorímetros HF medimos a seção de choque inelástica total como:

$$\sigma_{\text{inelástica}}(\text{Total}) = 63,5 \pm 0,8 (\text{estat.}) \pm 0,2 (\text{sist.}) \pm 2,6 (\text{lumi.}) \pm 2,0 (\text{extr.}) \text{ mb}$$

Usando as torres dos calorímetros HF a seção de choque inelástica total foi medida como:

$$\sigma_{\text{inelástica}}(\text{Total}) = 64,4 \pm 0,5 (\text{estat.}) \pm 0,2 (\text{sist.}) \pm 2,5 (\text{lumi.}) \pm 2,0 (\text{extr.}) \text{ mb}$$

Os resultados para a seção de choque inelástica estão compatíveis, dentro da incerteza, com os valores obtidos pelo ATLAS e pelo CMS com $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Porém estão um pouco abaixo dos resultados do ALICE e do TOTEM. Fizemos um estudo detalhado para tentar encontrar algo que explique esses baixos valores da seção de choque. Dividimos o período 207328 de diferentes maneiras usando as seções de luminosidade, porém não

encontramos nada que explique os baixos valores da seção de choque. Um motivo que pode explicar esses valores da seção de choque seria o “alto” valor do número médio de colisões no período analisado. Neste período temos $\lambda = 0,43$ que pode ser considerado alto já que na análise feita pelo CMS com $\sqrt{s} = 7$ TeV os períodos usados possuíam um número médio de colisões entre 0,06 e 0,1. Esse alto valor de λ pode influenciar na aproximação feita para a fórmula da correção da contagem do número de colisões.

Dando sequência a este trabalho, o CMS coletou recentemente dados a $\sqrt{s}=13$ TeV, sendo que resultados preliminares indicam um aumento da seção de choque inelástica, seguindo a tendência dos modelos fenomenológicos.

Apêndice A

Fórmula do fator de *pile up*

Nesse apêndice demonstraremos passo a passo como podemos fazer uma aproximação e escrever a equação 153 como 154.

Seja a equação 153:

$$F_{\text{Pile up}} = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} iP(i, \lambda)}{\sum_{i=1}^{\infty} [1 - (1 - \epsilon_{\text{Inelastic}})^i] P(i, \lambda)} \times \epsilon_{\text{Inelastic}} \quad (174)$$

Substituindo $P(i, \lambda) = \frac{\lambda^i e^{-\lambda}}{i!}$ na equação acima temos que:

$$F_{\text{Pile up}} = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} i \left(\frac{\lambda^i e^{-\lambda}}{i!} \right)}{\sum_{i=1}^{\infty} [1 - (1 - \epsilon_{\text{Inelastic}})^i] \left(\frac{\lambda^i e^{-\lambda}}{i!} \right)} \times \epsilon_{\text{Inelastic}} \quad (175)$$

$$F_{\text{Pile up}} = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} i \left(\frac{\lambda^i e^{-\lambda}}{i!} \right)}{\sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{\lambda^i e^{-\lambda}}{i!} \right) - \sum_{i=1}^{\infty} [(1 - \epsilon_{\text{Inelastic}})^i] \left(\frac{\lambda^i e^{-\lambda}}{i!} \right)} \times \epsilon_{\text{Inelastic}} \quad (176)$$

Fazendo a expansão de cada termo na equação anterior:

$$\sum_{i=1}^{\infty} i \left(\frac{\lambda^i e^{-\lambda}}{i!} \right) = e^{-\lambda} (\lambda e^{\lambda}) = \lambda \quad (177)$$

$$\sum_{i=1}^{\infty} \frac{\lambda^i e^{-\lambda}}{i!} = 1 - e^{-\lambda} \quad (178)$$

$$\sum_{i=1}^{\infty} \frac{\lambda^i e^{-\lambda} (1 - \epsilon_{\text{Inelastic}})^i}{i!} = e^{-\lambda} (e^{\lambda - \epsilon_{\text{Inelastic}} \lambda} - 1) = e^{-\epsilon_{\text{Inelastic}} \lambda} - e^{-\lambda} \quad (179)$$

Inserindo eq. 177, 178 e 179 na eq. 176 temos:

$$F_{\text{Pile up}} = \frac{\lambda \epsilon_{\text{Inelastic}}}{1 - e^{\lambda \epsilon_{\text{Inelastic}}}} \quad (180)$$

Expandindo a equação anterior temos:

$$F_{\text{Pile up}} = 1 + \frac{\epsilon_{\text{Inelastic}} \lambda}{2} + \frac{\epsilon_{\text{Inelastic}}^2 \lambda^2}{12} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (181)$$

Appendix B

Método iterativo para o *pile up*

Nesse apêndice descreveremos passo a passo o processo iterativo para obter a equação 155.

Partimos das seguintes equações:

$$\lambda = \frac{N_{\text{Inelastic}} F_{\text{Pile up}}}{\epsilon_{\text{Inelastic}} N_{\text{ZB}}} \quad (182)$$

$$F_{\text{Pile up}} = 1 + \frac{\epsilon_{\text{Inelastic}} \lambda}{2} + \frac{\epsilon_{\text{Inelastic}}^2 \lambda^2}{12} \quad (183)$$

Inserindo 183 em 182:

$$\lambda = \frac{N_{\text{Inelastic}}}{\epsilon_{\text{Inelastic}} N_{\text{ZB}}} \left\{ 1 + \frac{\epsilon_{\text{Inelastic}} \lambda}{2} + \frac{\epsilon_{\text{Inelastic}}^2 \lambda^2}{12} \right\} \quad (184)$$

Agora fazendo o oposto e inserindo 182 em 183 temos:

$$F_{\text{Pile up}} = 1 + \frac{\frac{N_{\text{Inelastic}} F_{\text{Pile up}}}{N_{\text{ZB}}}}{2} + \frac{\left(\frac{N_{\text{Inelastic}} F_{\text{Pile up}}}{N_{\text{ZB}}} \right)^2}{12} \quad (185)$$

Para simplificar vamos escrever $a = \frac{N_{\text{Inelastic}}}{N_{\text{ZB}}}$ podemos escrever a equação anterior como:

$$F_{\text{Pile up}} = 1 + \frac{aF_{\text{Pile up}}}{2} + \frac{(aF_{\text{Pile up}})^2}{12} \quad (186)$$

Inserindo 186 em 182 temos:

$$\lambda = \frac{a}{\epsilon_{\text{Inelastico}}} \left\{ 1 + \frac{aF_{\text{Pile up}}}{2} + \frac{(aF_{\text{Pile up}})^2}{12} \right\} \quad (187)$$

O primeiro termo $\frac{aF_{\text{Pile up}}}{2}$ pode ser escrito usando 186:

$$\frac{aF_{\text{Pile up}}}{2} = \frac{a}{2} \left\{ 1 + \frac{aF_{\text{Pile up}}}{2} + \frac{(aF_{\text{Pile up}})^2}{12} \right\} \quad (188)$$

Mantendo os termos até $\mathcal{O}(a^2)$:

$$\frac{aF_{\text{Pile up}}}{2} = \left\{ \frac{a}{2} + \frac{a^2 F_{\text{Pile up}}}{4} \right\} \quad (189)$$

$$\frac{aF_{\text{Pile up}}}{2} = \left\{ \frac{a}{2} + \frac{a^2}{4} \right\} \quad (190)$$

O segundo termo $\frac{(aF_{\text{Pile up}})^2}{12}$ também pode ser escrito como:

$$\frac{(aF_{\text{Pile up}})^2}{12} = \frac{a^2}{12} \left(1 + \frac{aF_{\text{Pile up}}}{2} + \frac{(aF_{\text{Pile up}})^2}{12} \right)^2 \quad (191)$$

$$\frac{(aF_{\text{Pile up}})^2}{12} = \frac{a^2}{12} \left(1 + aF_{\text{Pile up}} + \frac{5(aF_{\text{Pile up}})^2}{12} \right) \quad (192)$$

Mais uma vez vamos manter os termos $\mathcal{O}(a^2)$, desta forma temos:

$$\frac{(aF_{\text{Pile up}})^2}{12} = \left(\frac{a^2}{12} \right) \quad (193)$$

Inserindo 190 e 193 em 187:

$$\lambda = \frac{a}{\epsilon_{\text{Inelastic}}} \left\{ 1 + \frac{a}{2} + \frac{a^2}{4} + \frac{a^2}{12} \right\} \quad (194)$$

$$\lambda = \frac{a}{\epsilon_{\text{Inelastic}}} \left\{ 1 + \frac{a}{2} + \frac{a^2}{3} \right\} \quad (195)$$

Substituindo a :

$$\lambda = \frac{N_{\text{Inelastic}}}{N_{\text{ZB}} \epsilon_{\text{Inelastic}}} \left\{ 1 + \frac{N_{\text{Inelastic}}}{2N_{\text{ZB}}} + \frac{N_{\text{Inelastic}}^2}{3N_{\text{ZB}}^2} \right\} \quad (196)$$

Referências Bibliográficas

- [1] David Griffiths. Introduction to Elementary Particles. JohnWiley & Sons, Inc., 1987. ISBN 0-471-60386-4.
- [2] S.F. Novaes (2000). "Standard Model: An Introduction". arXiv:hep-ph/0001283 [hep-ph].
- [3] O.W. Greenberg: Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons. Phys. Rev. Lett. 13, 598-602 (1964)
- [4] Sean Carroll. Spacetime and Geometry: An Introduction to General Relativity. ISBN-13: 978-0805387322
- [5] S. Tomonaga (1946). "On a Relativistically Invariant Formulation of the Quantum Theory of Wave Fields". Progress of Theoretical Physics 1 (2): 27–42. doi:10.1143/PTP1.27.
- [6] J. Schwinger (1948). "On Quantum-Electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron". Physical Review 73 (4): 416–417.
- [7] J. Schwinger (1948). "Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation". Physical Review 74 (10): 1439–1461.
- [8] R. P. Feynman (1949). "Space–Time Approach to Quantum Electrodynamics". Physical Review 76 (6): 769–789.
- [9] R. P. Feynman (1949). "The Theory of Positrons". Physical Review 76 (6): 749–759.

- [10] Fermi, Enrico (1934). "Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I". Zeitschrift für Physik A 88 (3–4): 161–177.
- [11] S. Weinberg (1967), Theory of Leptons, Phys. Rev. Lett. 19, 1264-1266; A. Salam (1968), Weak and electromagnetic interactions, in “Elementary Particle Theory”, ed. N. Svartholm, Almqvist Forlag AB, 367; S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani (1970), Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry, Phys. Rev. D2, 1285-1292;
- [12] Georgi, H. (1999). Lie Algebras in Particle Physics (2nd ed.). Westview Press. ISBN 978-0-7382-0233-4.
- [13] Fermi, E. (1950). Nuclear Physics. University of Chicago Press. ISBN 978-0226243658., formula VIII.2.
- [14] R. Shankar. Principles of Quantum Mechanics. ISBN-13: 978-1461576754.
- [15] M. Froissart. Asymptotic behavior and subtractions in the mandelstam representation. Physical Review, 123, 1961.
- [16] T. Regge. Regge theory. Nuovo Cimento, 14, 1959.
- [17] Hideki, Yukawa, “On the Interaction of Elementary Particles. I.”, Proc. Phys.-Math. Soc. Jupun I7 (1935), 48-57.
- [18] K. Nakamura et al. Particle data group. Journal of Physics G, 37, 075021, 2010.
- [19] O. Nachtmann. Pomeron Physics and QCD. In Contribution to the Ringberg Workshop on HERA physics, 2003.
- [20] Landshoff Donnachie, Dosch and Nachtmann. Pomeron Physics and QCD. Cambridge University Press, 2002.
- [21] F.E Low. Model of the bare Pomeron. Physical Review D, 12(1), July 1975.

- [22] Nussinov. Colored-Quark Version of Some Hadronic Puzzles. *Physical Review Letters*, 34(20), May 1975.
- [23] J.F Gunion and D.E Soper. Quark-counting and hadron-size effects for total cross sections. *Physical Review D*, 15, May 1977.
- [24] CERN. LHC Working Group. The LHC design report Vol1. CERN Web-server, Vol 1(5):1–1001, July 2004. URL <http://lhc.web.cern.ch/lhc/LHC-DesignReport.html>.
- [25] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation* doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004, 3, 2008.
- [26] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, et al. New parton distributions for collider physics. *Phys.Rev.*, D82:074024, 2010, arXiv: hep-ph/1007.2241.
- [27] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *Eur.Phys.J.*, C63:189–285, 2009, arXiv: hep-ph/0901.0002.
- [28] Richard D. Ball, Valerio Bertone, Stefano Carrazza, Christopher S. Deans, Luigi Del Debbio, et al. Parton distributions with LHC data. *Nucl.Phys.*, B867:244–289, 2013, arXiv: hep-ph/1207.1303.
- [29] B. Andersson et al.: Recent Developments in the Lund Model, arXiv:hep-ph/0212122, Version from 9th December 2002, s.l, 2002, URL: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0212122>, Date viewed: 09.11.2014
- [30] The GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., GEANT4: A simulation toolkit , *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 506 (2003) 250.
- [31] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* B296 (1992) 227.
- [32] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, *Nucl. Phys.* B407 (1993) 539.

- [33] G. A.Schuler and T. Sjöstrand, Phys. Rev. D49 (1994) 2257.
- [34] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, JHEP 0605, 026 (2006).
- [35] PYTHIA 6.4 Physics and Manual - Sjostrand, Torbjorn et al. JHEP 0605 (2006) 026 hep-ph/0603175 FERMILAB-PUB-06-052-CD-T, LU-TP-06-13.
- [36] S. Navin, Diffraction in PYTHIA 8, arXiv:1005.3894v1 [hep-ph], LUTP-09-23, MCnet/ 10/09.
- [37] A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 - Sjostrand, Torbjorn et al. Comput.Phys.Commun. 178 (2008) 852-867 arXiv:0710.3820 [hep-ph] CERN-LCGAPP-2007-04, LU-TP-07-28, FERMILAB-PUB-07-512-CD-T
- [38] P. Bruni and G. Ingelman, Phys. Lett. B311 (1993) 317.
- [39] E. Berger et al., Nucl. Phys. B286 (1987) 704.
- [40] K. Streng, CERN-TH.4949 (1988).
- [41] A. Donnachie and P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B244 (1984) 322.
- [42] N. Adam, V. Halyo and J. Jones, D. Marlow, S. Schnetzer, Y. Guo, L. Lueking, K. Maeshima, W. Badgett, L. Sexton-Kennedy, I.M De Abril, and M.M De Abril. The CMS luminosity system. Technical Report CMS IN- 2007/030, CERN, 2007.
- [43] The CMS Collaboration. Measurement of CMS luminosity. CMS PAS EWK- 10-004, 2010.
- [44] S. van der Meer, "Calibration of the effective beam height in the ISR. oai:cds.cern.ch:296752", Technical Report CERN-ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, 1968.
- [45] CMS Collaboration Collaboration, "Inelastic proton-proton cross section measurements in CMS at $\sqrt{s} = 7$ TeV", doi:10.3204/DESY-PROC-2012-02/181, arXiv:1205.3142.

- [46] ATLAS Collaboration, “Measurement of the inelastic proton-proton cross-section at 7 TeV with the ATLAS detector”, *Nature Commun.* 2 (2011) 463, doi:10.1038/ncomms1472, arXiv:1104.0326.
- [47] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/VeryLowPileUpRun2012>
- [48] P. Skands T. Sjostrand, S. Mrenna. PYTHIA6: Physics and Manual. arXiv:hep-ph/0603175v2, 2006.
- [49] P. Skands T. Sjostrand, S. Mrenna. PYTHIA8. *Compt. Phys. Commun.*, 178, 2008.
- [50] E.-J. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser et al., “Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1”, *Phys.Rev. D*80 (2009) 094003, arXiv:0906.4113. 33 pages, 13 figures. doi:10.1103/PhysRevD.80.094003.
- [51] K.Werner, F.-M. Liu, and T. Pierog, “Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at RHIC”, *Phys.Rev. C*74 (2006) 044902, arXiv:hep-ph/0506232. doi:10.1103/PhysRevC.74.044902.
- [52] S. Ostapchenko, “Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model”, *Phys.Rev. D*83 (2011) 014018, arXiv:1010.1869. doi:10.1103/PhysRevD.83.014018.
- [53] S. Ostapchenko, “QGSJET-II: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 151 (2006) 143–146, arXiv:hep-ph/0412332. doi:10.1016/j.nuclphysbps.2005.07.026.
- [54] The ALICE Collaboration. Inelastic cross section measurement in ALICE. Minimum Bias and Underlying Event Working Group, June 2011.
- [55] G. Antchev, P. Aspell, I. Atanassov, V. Avati, J. Baechler, et al. First measurement of the total proton-proton cross section at the LHC energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV. *EPL*, 95(4), 2011.

- [56] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 20, 438 (1972); L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 20, 94 (1975);
- [57] Absolute Calibration of the CMS Luminosity Measurement: Summer 2011 Update. CMS PAS EWK- 11-001, 2011.
- [58] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, “Hadronic diffractive cross sections and the rise of the total cross section,” Phys. Rev. D 49 no. 5, (Mar, 1994) 2257–2267.
- [59] M. M. Block and F. Halzen, “Forward hadronic scattering at 7 tev: An update on predictions for the lhc,” Phys. Rev. D 83 no. 7, (2011) 077901.
- [60] A. Achilli et al., “Total and inelastic cross-sections at LHC at CM energy of 7 TeV and beyond,” arXiv:1102.1949 [hep-ph].